UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
FACULTE DES SCIENCES

Electroproduction diffractive de mésons ρ à HERA

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

Xavier JANSSEN

Décembre 2002

Résumé

La présente thèse, réalisée au sein du service de physique des particules élémentaires de l'ULB, porte sur l'analyse des données accumulées par l'expérience H1 au collisionneur électrons-protons HERA du laboratoire DESY (Hambourg).

Le contexte général de ce travail est l'étude des interactions diffractives qui se caractérisent par un état final hadronique présentant deux sous-ensembles de particules séparés par une large région de l'espace des phases dénuée de toute activité hadronique. De telles interactions s'interprètent, dans le cadre de la théorie de Regge, par l'interaction entre le proton et une fluctuation hadronique du photon intermédiaire émis par l'électron incident, via l'échange d'un objet portant les nombres quantiques du vide, le Pomeron. La compréhension des interactions diffractives en terme de la chromodynamique quantique reste cependant un défi majeur.

Cette analyse porte plus particulièrement sur la production diffractive de mésons ρ : $e^+ + p \to e^+ + \rho + Y$, où Y est le proton diffusé (intact ou dissocié) dans les domaines cinématiques $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 70$ GeV et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV, où Q^2 est l'opposé du carré de la quadri-impulsion du photon intermédiaire et W l'énergie disponible dans le centre de masse photon-proton. Les données utilisées ont été récoltées durant l'année 2000 et correspondent à une luminosité intégrée de 42.4 pb^{-1}.

La déformation ("skewing") de la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration du méson ρ suite à l'interférence avec la production non-résonante de pions a été étudiée en fonction des variables Q^2 et t, le carré de la quadri-impulsion échangée entre les protons incident et diffusé. Les dépendances en $|t|$ des sections efficaces avec et sans dissociation du proton ont été extraites et paramétrisées suivant des dépendances exponentielles. La pente obtenue diminue avec Q^2 et est plus petite lorsque le proton se dissocie que lorsqu'il reste intact, l'interaction n'ayant pas lieu de manière cohérente sur l'ensemble du proton mais sur un quark constituant. Les 15 éléments de la matrice densité de spin du méson ρ ont été mesurés. Les résultats obtenus confirment l'observation de la violation de la conservation de l'hélicité dans le canal s observée antérieurement et permettent d'estimer le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse qui augmente avec Q^2.

La section efficace élastique $\gamma^* + p \to \rho + p$ a été mesurée dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $40 < W < 180$ GeV en fonction de Q^2 et en fonction de W pour quatre valeurs de Q^2. La section efficace augmente plus rapidement avec W lorsque Q^2 augmente, s'écartant ainsi de la dépendance en W observée dans le cas des interactions hadron-hadron. Finalement, le rapport des sections efficaces de production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton a été étudié en fonction de Q^2, et augmente avec Q^2.

Abstract

The present thesis, carried out within the Interuniversity Institute for High Energies (ULB), relates to the analysis of data accumulated by the H1 experiment at the electron-proton HERA collider in the DESY laboratory (Hamburg).

The general context of this work is the study of diffractive interactions which are characterized by a hadronic final state made of two subsets of particles separated by a broad phase space area devoid of any hadronic activity. Such interactions are interpreted, within the framework of Regge theory, by the interaction between the proton and a hadronic fluctuation of the intermediate photon, via the exchange of an object carying vacuum quantum numbers, the Pomeron. The comprehension of diffractive interactions in terms of the quantum chromodynamic remains however a major challenge.

This analysis consists more particularly to the study of diffractive ρ meson production : $e^+ + p \rightarrow e^+ + \rho + Y$, where Y is the outgoing proton (intact or dissociated) in the kinematic ranges $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 70$ GeV and $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV, where Q^2 is the opposite of the squared four-momentum of the intermediate photon and W is the photon-proton centre of mass energy. The data were collected during the year 2000 and correspond to an integrated luminosity of 42.4 pb^{-1}.

The skewing of the ρ meson invariant mass distribution due to interference with non-resonant production of pions was studied as a function of Q^2 and t, the square of the four-momentum exchanged at the proton vertex. The $|t|$ dependences of cross sections with and without dissociation of the proton were extracted and parametrized according to exponential dependences. The slopes obtained decreases with Q^2 and are smaller when the proton dissociates that when it remains intact. The 15 elements of the ρ meson spin density matrix were measured. The results obtained confirm the violation of the s-channel helicity conservation and make possible to estimate the ratio R of the longitudinal and transverse cross sections which increases with Q^2.

The elastic cross section $\gamma^* + p \rightarrow \rho + p$ was measured in the kinematic domain $8 < Q^2 < 60$ GeV^2 and $40 < W < 180$ GeV as a fonction of Q^2 and W. The cross section increases faster with W when Q^2 increases, thus deviating from the W dependence observed in hadron-hadron interactions. Finally, the ratio of proton dissociative to elastic diffractive ρ mesons production cross sections was studied as a function of Q^2.

Sommaire

Introduction

L'étude de la composition interne de la matière constitue l'un des axes principaux de recherche en physique. On trouve déjà des traces de cette question fondamentale chez les philosophes grecs de l'Antiquité. Pour Démocrite et quelques autres penseurs, la matière est composée de particules microscopiques insécables (*a-tomon*). A cette époque cependant, aucune médiation expérimentale ne permettait de confirmer une telle hypothèse et l'idée, proposée entre autres par Aristote, que la matière ait une structure continue domina la pensée philosophique. Ce n'est qu'à la charnière des XIX$^{\textbf{ème}}$ et XX$^{\textbf{ème}}$ siècles que les développements de la technique permirent de confirmer la pertinence du modèle atomiste. Ce que de nos jours, nous désignons par le terme "atome" n'est cependant pas une particule insécable, puisqu'il est constitué d'un noyau, composé de protons et de neutrons, autour duquel gravitent des électrons. Les protons et les neutrons sont eux-mêmes composés de quarks et de gluons qui sont les éléments de base de la théorie chromodynamique quantique (QCD). Au cours du XX$^{\textbf{ème}}$ siècle, l'étude du rayonnement cosmique et la construction des premiers accélérateurs mirent en évidence l'existence d'une myriade d'autres particules, les neutrinos, l'ensemble des mésons et des baryons, le photon et les bosons Z^0 et W. La physique des particules est la branche de la physique qui s'attache à étudier expérimentalement les propriétés de ces particules et leurs interactions.

Le collisionneur électrons-protons HERA, mis en fonctionnement fin 1991 au laboratoire DESY de Hambourg, a pour but principal, en prenant avantage de la nature ponctuelle de l'électron, de sonder la structure interne du proton. La statistique accumulée depuis 1992 par les expériences H1 et ZEUS a permis de mesurer les fonctions de structure du proton dans un domaine cinématique fortement étendu par rapport aux expériences sur cible fixe, les protons étant accélérés à une énergie de 920 GeV et les électrons à une énergie de 27 GeV, ce qui correspond à une énergie dans le centre de masse d'environ 320 GeV[1].

Dans les années 1970, l'étude des interactions hadron-hadron à haute énergie a mis en évidence une classe de réactions pour laquelle la structure interne des hadrons n'est pas résolue et l'état final présente deux sous-systèmes de particules séparés par une large région de l'espace des phases dépourvue de toute activité hadronique, la diffraction. En mécanique quantique, les processus diffractifs découlent naturellement de l'unitarité des amplitudes de diffusion et gouvernent la limite à haute énergie des sections efficaces totales hadron-hadron. Dans le cadre de la théorie de Regge, les processus diffractifs sont décrits par l'échange d'un objet portant les nombres quantiques du vide, le Pomeron. Cependant la compréhension du Pomeron en termes de quarks et gluons constitue un défi majeur pour la théorie QCD. L'accélérateur HERA ouvre un accès expérimental à cette étude grâce à l'utilisation de photons de haute énergie qui en résolvent la stucture.

---

[1] Dans ce travail nous utilisons le système d'unités naturel : $\hbar = c = 1$

Cette thèse porte plus particulièrement sur la production diffractive de mésons ρ : $e^+ + p \to e^+ + \rho + Y$, où Y est le proton diffusé (intact ou dissocié) dans les domaines cinématiques $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 70$ GeV et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV, où Q^2 est l'opposé du carré de la quadri-impulsion de photon intermédiaire et W est l'énergie disponible dans le centre de masse photon-proton. Les données utilisées ont été récoltées durant l'année 2000 et correspondent à une luminosité intégrée de 42.4 pb^{-1}.

Ce travail comporte six chapitres.

Nous commençons, au chapitre 1, par rappeler les éléments expérimentaux et théoriques utiles à l'étude de la production diffractive de mésons vecteurs. Dans un premier temps, nous présentons les principales caractéristiques des sections efficaces totale, élastique et diffractive des interactions hadron-hadron, et nous introduisons la théorie de Regge. Nous décrivons ensuite les traits principaux des interactions profondément inélastiques, qui permettent d'étudier la structure en quarks et gluons du proton dans le cadre de la chromodynamique quantique. Après une brève introduction sur les interactions diffractives à HERA, nous passons en revue les résultats antérieurs ayant trait à la production diffractive de mésons vecteurs. Les approches théoriques de la production diffractive de mésons vecteurs basées d'une part sur la théorie de Regge et d'autre part sur la théorie QCD sont ensuite exposées. Ce chapitre se termine par une description du programme de simulation par Monte-Carlo utilisé dans ce travail pour corriger les données pour les effets expérimentaux et pour les effets radiatifs.

Dans le second chapitre, nous décrivons le collisionneur HERA et le détecteur H1.

Le troisième chapitre rassemble les aspects techniques de l'analyse. Nous décrivons d'abord les coupures effectuées afin de sélectionner les événements de production diffractive de mésons ρ, ainsi que la méthode de reconstruction de la cinématique. Nous étudions également les déclencheurs d'acquisition des données utilisés. Nous présentons ensuite les critères de séparation entre les productions diffractives de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, utilisant les détecteurs situés autour du faisceau de protons sortants. Après avoir estimé les bruits de fond restant dans les différents échantillons, nous comparons les prédictions de la simulation par Monte-Carlo avec les données récoltées. La simulation est utilisée afin de corriger les données pour les efficacités de sélection, les acceptances du détecteur, les migrations et les effets des corrections radiatives. Nous terminons ce chapitre par la discussion des erreurs systématiques affectant nos mesures.

Le chapitre 4 présente l'étude de la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration du mésons ρ, des dépendances en t et du phénomène de "shrinkage". Les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding sont utilisées afin d'étudier, en fonction de Q^2 et de t, la déformation ("skewing") de la distribution de masse invariante due à l'interférence entre la production résonante de mésons ρ et la production non-résonante d'une paire de pions. Les dépendances en t des sections efficaces élastique et dissociative sont extraites et paramétrisées suivant des dépendances exponentielles, l'évolution en Q^2 du paramètre de pente résultant étant étudiée en fonction de Q^2 pour le canal élastique.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude de la structure en hélicité dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2. Nous présentons l'étude des distributions angulaires de production et de désintégration du méson ρ, et la mesure correspondante des éléments et des combinaisons d'éléments de la matrice densité de spin. La violation de la conservation de l'hélicité dans le canal s observée antérieurement est confirmée et nous extrayons le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse. Finalement, l'ensemble des 15 éléments de la matrice densité de spin est obtenu par la méthode des moments.

Dans le sixième chapitre, nous présentons les mesures des sections efficaces de production diffractive de mésons ρ. Dans un premier temps la section efficace élastique $\gamma^* + p \to \rho + p$ est étudiée en fonction des variables Q^2 et W, dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV. Ensuite, nous déterminons le rapport des sections efficaces de production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton dans les domaines cinématiques $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2.

Nous regroupons finalement l'ensemble des résultats obtenus et présentons les conclusions de ce travail.

Chapitre 1

La production diffractive de mésons vecteurs

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les principales caractéristiques des sections efficaces hadron-hadron totale, élastique et diffractive. Nous introduisons également la théorie de Regge qui permet d'interpréter l'ensemble des ces résultats. Dans un second temps, nous passons en revue le cas particulier des interactions inclusives et diffractives à HERA. Nous nous concentrons ensuite sur la production diffractive de mésons vecteurs et terminons par la présentation du programme informatique de simulation utilisé dans la suite de ce travail.

1.1 Les interactions hadron-hadron et la théorie de Regge

1.1.1 Sections efficaces totales et élastiques

FIG. 1.1 – Représentations schématiques a) de la réaction inélastique $AB \to X$; b) de la réaction élastique $AB \to AB$.

Si nous considérons une expérience de collision entre deux hadrons (A et B) à haute énergie, l'état final peut être composé d'un ensemble de particules (X) peuplant une région continue de l'espace des phases, ce qui correspond à la réaction (voir figure 1.1a) :

$$AB \to X. \tag{1.1}$$

Une telle réaction est dite “inélastique”. Cependant, les hadrons A et B peuvent également interagir de manière élastique, et dans ce cas la composition de l’état final est identique à l’état initial (voir figure 1.1b) :

$$AB \to AB. \tag{1.2}$$

Ces deux processus contribuent à la section efficace totale :

$$\sigma_{tot}(s) \quad = \quad \sigma_{inel}(s) + \sigma_{el}(s), \tag{1.3}$$

où s est le carré de l’énergie disponible dans le centre de masse AB.

La section efficace totale est reliée par le théorème optique à l’amplitude élastique vers l’avant $A(\theta = 0)$ suivant la formule :

$$\sigma_{tot}(s) \quad = \quad \frac{1}{16\pi s}\,\mathrm{Im}A(\theta = 0). \tag{1.4}$$

Cette relation implique que les parties inélastique et élastique de la section efficace totale ne peuvent exister séparément. Dès lors l’étude des interactions élastiques permet de contraindre le comportement de la section efficace totale, la partie réelle de l’amplitude étant en général petite.

La figure 1.2 présente la dépendance de la section efficace élastique proton-proton en fonction du carré de la quadri-impulsion t échangée entre les hadrons A et B pour différentes valeurs de l’énergie disponible dans le centre de masse. Une décroissance rapide est observée. De plus, à haute énergie, un maximum secondaire fait son apparition. Pour les petites valeurs de $|t|$ (avant le premier minimum), la section efficace élastique différentielle en t peut être décrite par une exponentielle décroissante de la forme :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \quad = \quad \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0} e^{-b|t|}, \tag{1.5}$$

où b est une constante positive de l’ordre de 10 GeV^{-2} dans le cas des interactions élastiques proton-proton. Cette décroissance est le reflet du fait que pour les grandes valeurs de $|t|$, l’impulsion transverse échangée étant élevée, la structure interne des hadrons est sondée, conduisant en général à une réaction profondément inélastique et à la dissociation du proton. *A contrario*, les interactions élastiques sondent la forme et la taille des particules en interaction, c’est-à-dire qu’elles sont un phénomène périphérique.

Le comportement de la diffusion hadron-hadron est analogue à celui observé lors de la diffusion de lumière au travers d’une ouverture circulaire, pour laquelle l’intensité observée en fonction de l’angle polaire θ est donnée par :

$$\frac{I}{I_0} \quad = \quad \frac{[2J_1(x)]^2}{x} \;\approx\; 1 - \frac{R^2}{4}\,(k\theta)^2\,, \tag{1.6}$$

où J_1 est une fonction de Bessel, R est le rayon de l’ouverture, k est le nombre d’onde et $x = kR\sin\theta$. Cette comparaison suggère qu’en première approximation la paramètre b représente l’aire des objets impliqués dans l’interaction, $k\theta$ étant l’impulsion transverse.

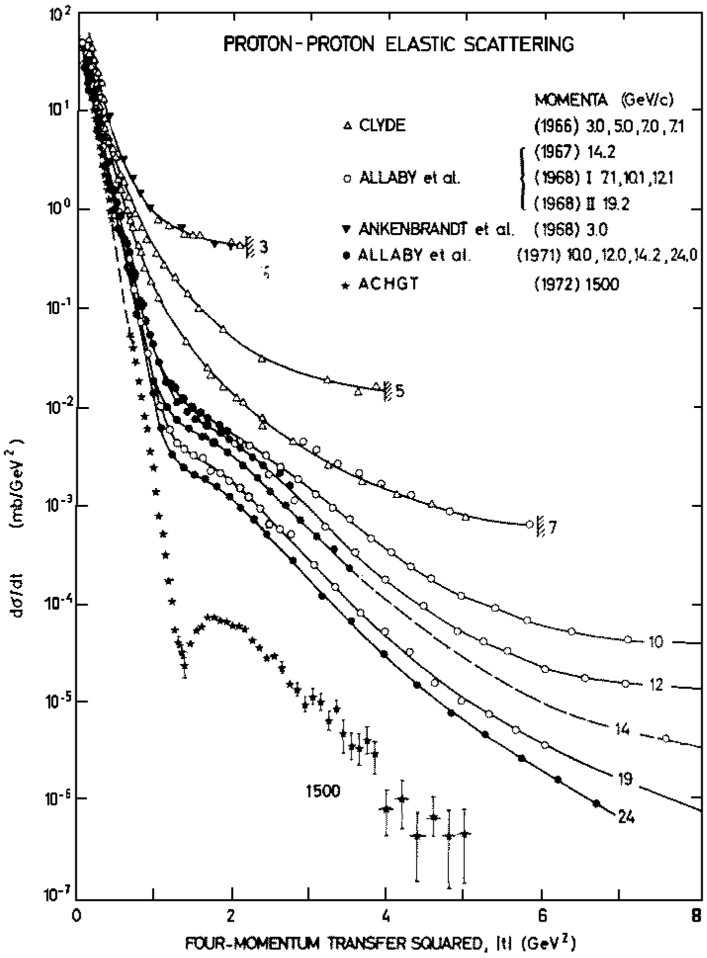


FIG. 1.2 – Compilation de mesures de la dépendance de la section efficace élastique proton-proton en fonction du carré de la quadri-impulsion échangée $|t|$ pour différentes valeurs de l'énergie ($\sqrt{s}$) [1].

a) b)

FIG. 1.3 – Représentations schématiques des interactions diffractives a) avec dissociation simple ; b) avec dissociation double.

1.1.2 Les interactions diffractives

Dans ce travail, nous nous intéressons aux interactions diffractives, qui sont en quelque sorte une généralisation des interactions élastiques. Dans le cas des interactions diffractives, l'état final est composé de deux sous-ensembles de particules (X et Y) séparés par une large région de l'espace des phases dépourvue de toute activité hadronique (voir figure 1.3) :

$$AB \rightarrow XY. \tag{1.7}$$

On distingue les interactions diffractives avec dissociation simple, pour lesquelles l'un des deux systèmes est formé de la particule initiale (figure 1.3a), et les interactions diffractives avec dissociation double (figure 1.3b).

Afin de quantifier la séparation des deux systèmes composant l'état final, on peut utiliser la variable rapidité y définie pour une particule de l'état final comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+P_L}{E-P_L}\right), \tag{1.8}$$

où E et P_L sont respectivement l'énergie et la composante longitudinale de l'impulsion dans le système du centre de masse des particules incidentes. A haute énergie, là où la masse est négligeable, on utilise la pseudorapidité η comme approximation de la rapidité :

$$\eta = -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \tag{1.9}$$

où θ est l'angle polaire de la particule. Pour les interactions inélastiques, les particules sont distribuées uniformément en pseudorapidité, tandis que pour les interactions diffractives on observe un saut en pseudorapidité séparant les systèmes X et Y. Le saut en pseudorapidité ($\Delta\eta$) peut s'exprimer comme :

$$\Delta\eta = \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{M_X M_Y}\right), \tag{1.10}$$

où M_X et M_Y sont les masses invariantes des systèmes hadroniques X et Y. Dans un sens large, on parle dès lors de diffraction lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$M_X, M_Y \ll \sqrt{s}. \tag{1.11}$$

Comme pour les interactions élastiques, la structure interne des hadrons ne doit pas être résolue dans les interactions diffractives et la section efficace est caractérisée par une décroissance exponentielle en la carré du transfert de quadri-impulsion t.

1.1.3 La théorie de Regge

La théorie de Regge [2], élaborée dans les années 1960 avant le développement de la chromodynamique quantique qui constitue la théorie microscopique fondamentale des interactions fortes, permet de décrire les interactions hadron-hadron à haute énergie en se basant sur les propriétés générales d'analyticité, de symétrie de croisement et d'unitarité des amplitudes de diffusion. Elle constitue une théorie générale dont la chromodynamique quantique doit expliquer les résultats en termes de quarks et de gluons. Une approche perturbative de la chromodynamique quantique étant possible uniquement en présence d'une échelle dure dans l'interaction (production de jet à grande impulsion transverse, processus de Drell-Yan,...), la théorie de Regge reste la référence pour l'étude des sections efficaces totales des interactions hadron-hadron.

Les propriétés de la matrice S

Si les fonctions d'onde $\mid i\rangle$ et $\mid f\rangle$ représentent respectivement l'état initial et l'état final d'une réaction, la matrice S est définie de telle sorte que l'élément de matrice connectant ces deux états $\langle f \mid S \mid i\rangle$ donne la probabilité d'occurrence d'une telle transition P_{fi} suivant la formule :

$$P_{fi} \;=\; |\langle f \mid S \mid i\rangle|^2 \;=\; \langle i \mid S^\dagger \mid f\rangle\langle f \mid S \mid i\rangle, \tag{1.12}$$

où $S^\dagger$ est l'opérateur hermitien adjoint de S. La matrice S détermine l'ensemble des transitions possibles lorsque tous ses éléments de matrice sont connus.

La théorie de la matrice S est basée sur les postulats suivants :

(1) Les états constitués de particules libres obéissent au principe de superposition, c'est-à-dire que si $\mid \Psi_a\rangle$ et $\mid \Psi_b\rangle$ sont des états physiques, $\mid \Psi_c\rangle \equiv \alpha \mid \Psi_a\rangle + \beta \mid \Psi_b\rangle$ l'est aussi.

(2) Les forces impliquées sont à courte portée, de telle sorte que avant et après l'interaction les particules peuvent être considérées comme libres. Cette condition est remplie dans le cas des interactions fortes pour laquelle la portée est de l'ordre de quelques longueurs de Compton du pion ($\Lambda_C \simeq 1/m_\pi \simeq 10^{-15}$ m). Ce postulat permet de décomposer la matrice S comme :

$$S \;=\; 1 + A, \tag{1.13}$$

où le premier terme correspond au cas où les particules initiales ne s'approchent pas à une distance suffisante pour interagir, tandis que le second terme correspond à l'interaction proprement dite, c'est-à-dire que A est la matrice d'amplitude de transition.

(3) La matrice S est invariante sous les transformations de Lorentz et ne dépend donc que d'invariants de Lorentz.

(4) La matrice S est unitaire : $S^\dagger S = 1 = SS^\dagger$, ce qui revient à exiger que la somme de probabilités de tous les canaux possibles d'une réaction soit égale à l'unité.

(5) La matrice S est une fonction analytique des invariants cinématiques traités comme des variables complexes par prolongement analytique, les seules singularités possibles étant des pôles et des points de branchement. Pour se ramener à la région physique, il faut dès lors considérer la limite de l'axe réel, qui peut être approché depuis le demi-plan complexe inférieur ou supérieur :

$$A_{\text{physique}}(s, ...) \;=\; \lim_{\epsilon \to 0} \, A(s \pm i\epsilon, ...), \tag{1.14}$$

où s est l'une des variables cinématiques caractérisant la réaction considérée.

Si nous considérons la réaction $AB \to CD$, toute la cinématique est fixée en utilisant les deux variables de Mandelstam indépendantes :

$$s \;=\; (p_A + p_B)^2 \;=\; (p_C + p_D)^2, \tag{1.15}$$

$$t \;=\; (p_A - p_C)^2 \;=\; (p_B - p_D)^2, \tag{1.16}$$

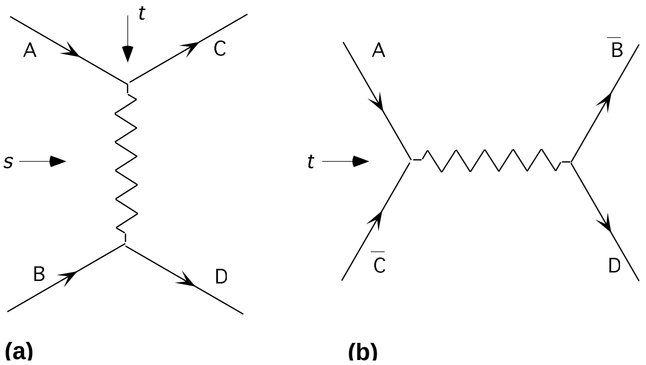


FIG. 1.4 – Diagrammes des réactions (a) $AB \to CD$ et (b) $A\bar{C} \to \bar{B}D$.

où p_i est la quadri-impulsion de la particule i. Le postulat (5) implique que si $A(s,t)$ est l'amplitude de transition de cette réaction, l'amplitude de la réaction $A\bar{C} \to \bar{B}D$ peut être obtenue par symétrie de croisement, c'est-à-dire en échangeant le rôle des variables s et t :

$$A_{AB\to CD}(s,t) \;=\; A_{A\bar{C}\to\bar{B}D}(t,s). \tag{1.17}$$

Cette propriété est illustrée par la figure 1.4. Ainsi, si la réaction $AB \to CD$ peut être vue dans le canal s comme l'échange d'une particule suivant le canal t, la réaction $A\bar{C} \to \bar{B}D$, dans le canal t, sera dominée par l'échange d'une résonance se désintégrant en l'état final $\bar{B}D$. La valeur asymptotique à haute énergie $\sqrt{s}$ de l'amplitude de transition pour la réaction $AB \to CD$ est dès lors déterminée par les pôles de l'amplitude dans le canal t.

Prolongement analytique du moment angulaire

Pour simplifier la suite de la discussion, nous considérons que toutes les particules ont la même masse m et sont sans spin. L'amplitude de transition de la réaction $AB \to CD$ peut s'exprimer au travers d'un développement en ondes partielles dans le canal s :

$$A_{AB\to CD}(s,t) \;=\; 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\; f_l(s)\; P_l(\cos\theta_s), \tag{1.18}$$

où $\cos\theta_s = 1 + 2t/(s-4m^2)$ est l'angle de diffusion, $f_l(s)$ est l'amplitude de diffusion partielle associée à l'onde de moment angulaire l et $P_l(z)$ est le polynôme de Legendre du premier type de degré l. A basse énergie, seuls les premiers termes contribuent à la série (1.18). Par contre à haute énergie tous les termes contribuent. Le comportement asymptotique peut être déterminé en passant par symétrie de croisement à la réaction $A\bar{C} \to \bar{B}D$ pour laquelle l'amplitude est donnée par un développement en ondes partielles dans le canal t :

$$A_{A\bar{C}\to D\bar{B}}(s,t) \;=\; 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\; f_l(t)\; P_l(\cos\theta_t), \tag{1.19}$$

où $\cos\theta_t = 1 + 2s/(t-4m^2)$.

Bien que les solutions physiques correspondent à l'échange de particules pour des valeurs entières du moment angulaire, la théorie de Regge traite le moment angulaire comme une variable complexe en vue d'effectuer un prolongement analytique. Dès lors, la somme dans l'équation (1.19) peut être transformée en une intégrale de Cauchy le long d'un chemin (C_1) qui entoure les singularités présentes pour les valeurs entières $j = l$ (voir figure 1.5) :

$$A(s,t) \;=\; 16\pi \int_{C_1} \frac{\mathrm{d}j}{2\pi i}\, \frac{\pi(2j+1)}{\sin(\pi j)}\, f_j(t)\; P_j(\cos\theta_t). \tag{1.20}$$

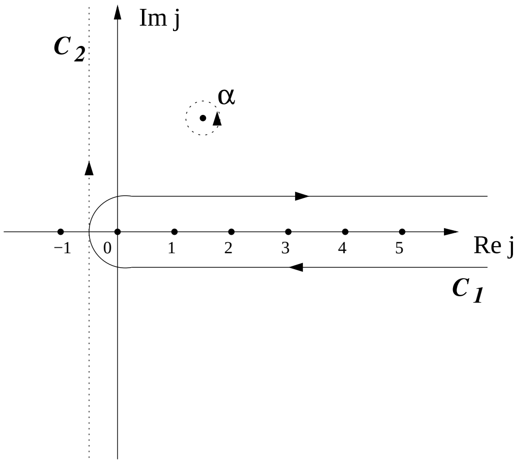


Fig. 1.5 – Transformation de Sommerfeld-Watson du chemin C_1 en le chemin C_2 du plan imaginaire du moment angulaire. Un pôle isolé α est également représenté.

Le chemin C_1 dans l'intégrale (1.20) peut être déformé par une transformation de Sommerfeld-Watson en un chemin le long de l'axe imaginaire (chemin C_2 dans la figure 1.5) et un demi-cercle le long duquel l'intégrale s'annule à l'infini. Cependant, la fonction $f_j(t)$ peut contenir des pôles isolés en $j = \alpha_i$ qui doivent être pris en compte. En supposant l'existence d'un pôle unique :

$$f_j(t) = \frac{\gamma(t)}{(j-\alpha)}, \tag{1.21}$$

on obtient :

$$A(s,t) = 16\pi^2 \int_{C_2} \frac{\mathrm{d}j}{2\pi i}\, \frac{\pi(2j+1)}{\sin(\pi j)}\, f_j(t)\; P_j(\cos\theta_t) + \frac{16\pi^2(2\alpha+1)}{\sin(\pi\alpha)}\, \gamma(t)\; P_\alpha(\cos\theta_t). \tag{1.22}$$

A haute énergie $\sqrt{s}$, l'intégrale le long du chemin C_2 peut être négligée. Pour $s \to \infty$ avec $|t|, m^2 << s$, on peut utiliser la propriété des polynômes de Legendre suivante :

$$\lim_{z\to\infty} P_\alpha(z) \;\sim\; z^\alpha, \tag{1.23}$$

pour montrer que cette intégrale se comporte asymptotiquement comme $\sim s^{-1/2}$. Le comportement asymptotique du second terme est donné par :

$$A(s,t) \;\propto\; \frac{\gamma(t)}{\sin(\pi\alpha)} s^\alpha. \tag{1.24}$$

Cette formule se généralise pour des particules avec spin et pour tenir compte de la somme des contributions dues à l'échange des différents pôles dans le canal t et l'on obtient le comportement asymptotique de l'amplitude de transition suivant :

$$A(s,t) \;\propto\; \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}, \tag{1.25}$$

où $\beta(t)$ est une fonction décrivant la contribution des résidus aux pôles, $\alpha(t)$ est la "trajectoire de Regge" et s_0 est un paramètre d'échelle introduit pour des raisons dimensionnelles et fixé par convention à 1 GeV^2.

La fonction de résidu $\beta(t)$ ne peut être déterminée par la théorie de Regge et est généralement paramétrisée d'après les résultats expérimentaux suivant une exponentielle :

$$\beta(t) \quad = \quad \beta(0)\ e^{-b|t|}. \tag{1.26}$$

A chaque famille de particules échangées dans le canal t, c'est-à-dire celles possédant les mêmes nombres quantiques à part le spin, est associée une trajectoire de Regge $\alpha_i(t)$. Une telle famille est appelée Pôle de Regge ou Reggeon ($I\!\!R$). L'amplitude sera dominée par le Reggeon dont la partie réelle de l'intercept de la trajectoire $\alpha(0)$ est la plus importante. Les résultats expérimentaux permettent de paramétriser linéairement la partie réelle des trajectoires de Regge en fonction de t :

$$\text{Re } \alpha(t) \quad = \quad \alpha(0) + \alpha^{'}\ t. \tag{1.27}$$

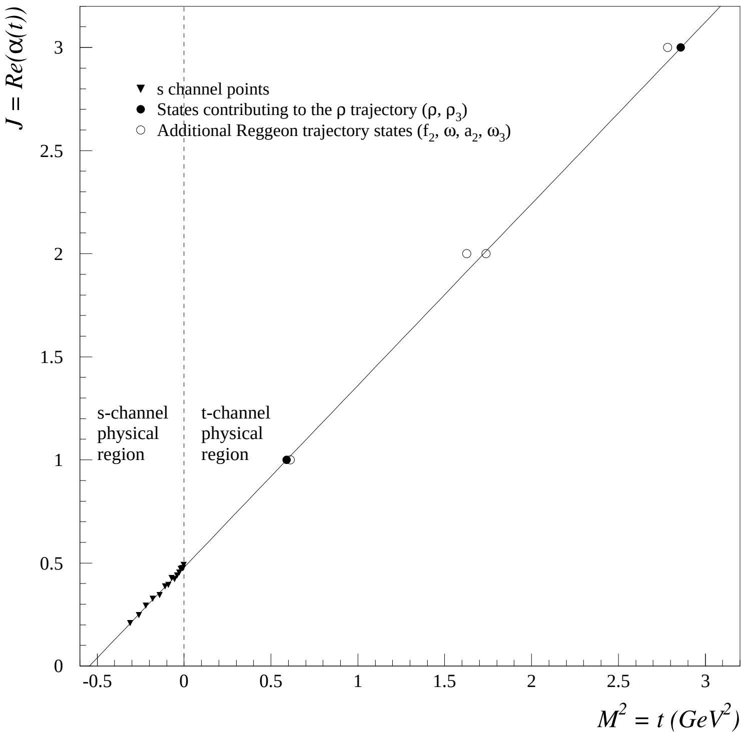


FIG. 1.6 – Graphique de Chew-Frautschi présentant la trajectoire de Regge du méson ρ. Pour $t > 0$, le spin J est porté en fonction du carré de la masse des mésons ρ, ω, f_2, a_2, ρ_3 et ω_3 [3] tandis que les données à $t < 0$ proviennent de l'étude de la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [4]. La ligne en trait plein représente le résultat d'un ajustement linéaire.

Les valeurs positives de t correspondent à l'échange de particules dans le canal t pour $t = M^2$, où M est la masse de la particule, la partie réelle de α étant égale au spin J de cette particule. Le canal s correspond aux valeurs négatives de t et à l'échange effectif de toutes les particules de la trajectoire de Regge considérée. La figure 1.6 présente le graphique de Chew-Frautschi (graphique du carré de la masse en fonction du spin) pour la trajectoire de Regge des mésons ρ, ω, f_2 et a_2 qui correspondent par exemple à la réaction $\pi^+p \to \pi^+p$ dans le canal s et à la réaction $\pi^+\pi^- \to p\bar{p}$ dans le canal t. Cette trajectoire est en réalité la dégénérescence de la trajectoire des mésons ρ et ω de conjugaison de charge négative et la trajectoire des mésons f_2 et a_2 de conjugaison de charge positive.

La section efficace à haute énergie pour les interactions élastiques (et diffractives) est donnée dans la théorie de Regge par (voir relation 1.25) :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma_{el}}{\mathrm{d}t} &= \frac{1}{16\pi s^2}\,|A(s,t)|^2 = \sum_i \beta_i^2(t)\,\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_i(t)-2} \\ &= \sum_i \beta_i^2(0)\,\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_i(0)-2}\, e^{[b_i+2\alpha_i'\ln(s/s_0)]t}, \end{aligned} \tag{1.28}$$

où la somme porte sur tous les échanges de Reggeons permis par les règles de conservation des nombres quantiques. L'augmentation avec l'énergie de la pente de l'exponentielle dans le dernier terme est une caractéristique de la théorie de Regge appelée “shrinkage”.

La section efficace totale de la réaction $AB \to X$ à haute énergie est obtenue à partir du théorème optique (équation 1.4) à partir de l'amplitude élastique vers l'avant ($t = 0$) suivant la formule :

$$\sigma_{tot}(s) \propto \sum_i \beta_i(0)\,\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(0)-1}, \tag{1.29}$$

où la somme porte sur l'ensemble des trajectoires de Regge permises.

La trajectoire du Pomeron

L'ensemble des trajectoires de Regge basées sur les mésons et les baryons connus ont toutes un intercept $\alpha(0)$ inférieur à l'unité, c'est-à-dire conduisant à une section efficace totale qui diminue avec l'énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Cette prédiction n'est en accord avec les données qu'aux petites valeurs de $\sqrt{s}$, comme l'indique la figure 1.7. Après un minimum, on observe que les sections efficaces totales augmentent lentement avec l'énergie. Pour tenir compte de ce comportement, Pomeranchuk a introduit une nouvelle trajectoire de Regge, le Pomeron ($\mathbb{P}$), pour laquelle l'intercept $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ est légèrement plus grand que l'unité. Le Pomeron étant échangé lors des interactions élastiques (ou diffractives), il porte les nombres quantiques du vide.

Afin de décrire les sections efficaces totales hadron-hadron et photon-hadron, Donnachie et Landshoff ont proposé une paramétrisation [5] prenant en compte l'échange de deux trajectoires de Regge :

$$\sigma_{tot} = C_{\mathbb{R}}\; s^{\alpha_{\mathbb{R}}(0)-1} + C_{\mathbb{P}}\; s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}, \tag{1.30}$$

où le premier terme représente l'échange de Reggeons, qui domine à petite énergie, et le second terme représente l'échange de la trajectoire du Pomeron, qui domine à haute énergie. Les paramètres $C_{\mathbb{R}}$ et $C_{\mathbb{P}}$ sont exprimés en mb et dépendent de la réaction considérée. L'ajustement de l'équation (1.30) aux données donne :

$$\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.45, \qquad \alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.08. \tag{1.31}$$

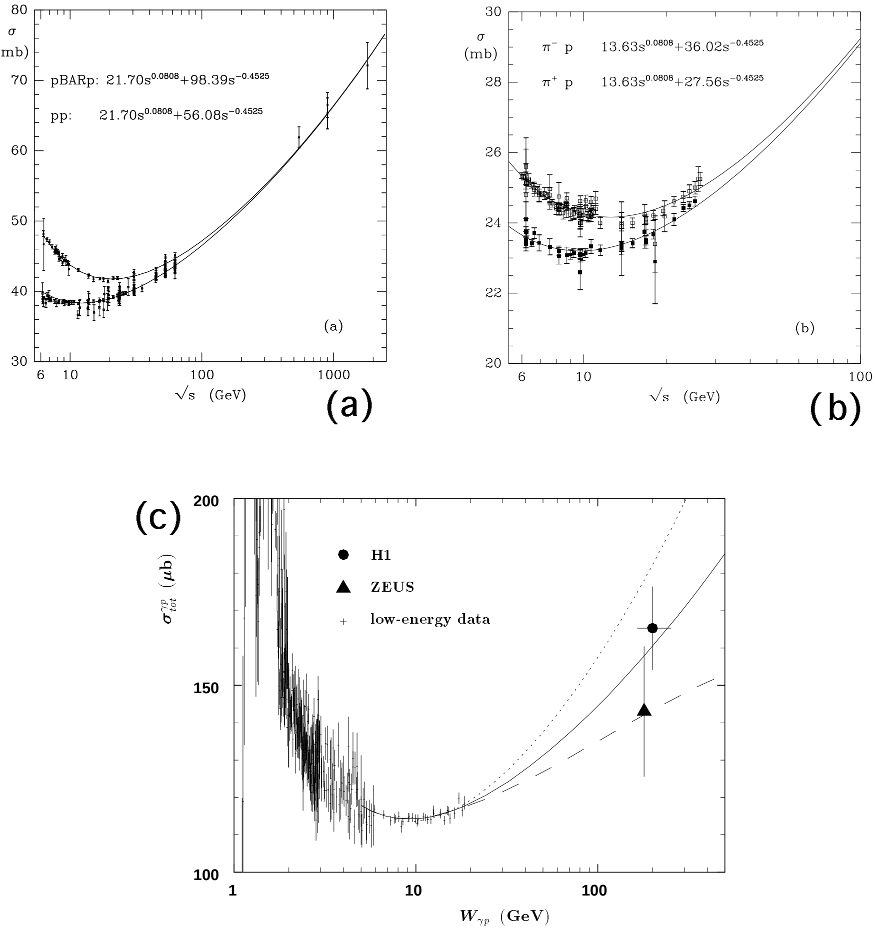


FIG. 1.7 – Compilation de mesures des sections efficaces totales hadron-hadron en fonction de l'énergie dans le centre de masse : a) sections efficaces proton-proton et proton-antiproton ; b) sections efficaces π^+p et π^-p ; c) section efficace photon-proton. Les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de la forme (1.30).

Les courbes en traits pleins de la figure 1.7 présentent les résultats obtenus.

Le paramètre $\alpha'_{I\!P}$ est déterminé à partir de l'analyse du "shrinkage" (voir équation 1.28) dans les sections efficaces élastiques différentielles $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t$ pour les interactions pp et $p\bar{p}$ à haute énergie [6]. La valeur obtenue est $\alpha'_{I\!P} = 0.25$ GeV^{-2}. La trajectoire du Pomeron est dès lors donnée par :

$$\alpha_{I\!P}(t) \;=\; \alpha_{I\!P}(0) - \alpha'_{I\!P}|t| \;=\; 1.08 - 0.25|t|. \qquad (1.32)$$

La trajectoire du Pomeron n'a été mesurée, jusqu'à présent, que dans le canal s et aucune particule réelle n'a été observée de manière tout à fait décisive dans le canal t, où des états liés de gluons appelés "glueball" sont cependant attendus. Un candidat a été observé par l'expérience WA91 [7].

Une paramétrisation de l'évolution avec l'énergie des sections efficaces totales prenant en compte séparément les trajectoires de mésons ρ et ω et de mésons f_2 et a_2 a été proposée par Cudell, Kang et Kim [8]. Dans ce cas la valeur obtenue pour le paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ est de 1.10, les erreurs théoriques sur l'ajustement étant de l'ordre de 0.02.

A haute énergie, l'augmentation lente des sections efficaces hadron-hadron avec l'énergie associée avec la trajectoire du Pomeron (1.32) est caractéristique des interactions dites "soft". Ce comportement est à mettre en opposition avec la dépendance plus rapide en l'énergie observée dans les processus correspondant à une approche perturbative de la QCD, comme dans le cas de la diffusion profondément inélastique (voir section 1.2), qui sont appelée interactions "dures".

1.2 Les interactions profondément inélastiques et la structure du proton

Dans cette section, nous introduisons les interactions lepton-nucléon profondément inélastiques et les fonctions de structure du proton, qui constituent l'un des principaux sujets d'étude dans les interactions électron-proton à HERA. Les interactions profondément inélastiques sont l'un des processus "durs" pour lesquels une dépendance plus rapide en l'énergie de la section efficace est observée que pour les sections efficaces totales hadron-hadron.

1.2.1 Les interactions profondément inélastiques

La figure 1.8 présente le diagramme au premier ordre correspondant à l'interaction profondément inélastique de type courant neutre à HERA :

$$ep \;\rightarrow\; eX, \tag{1.33}$$

où X symbolise un ensemble de particules. De telles interactions s'interprètent en termes de l'échange d'un photon ou d'un boson Z^0 virtuel qui sonde la structure du proton et provoque l'éjection soit d'un quark de valence soit d'un quark ou d'un anti-quark de la mer. Le champ de couleur entre le quark éjecté et les débris du proton contenant les autres partons est neutralisé par le processus de fragmentation qui engendre après hadronisation l'état final X.

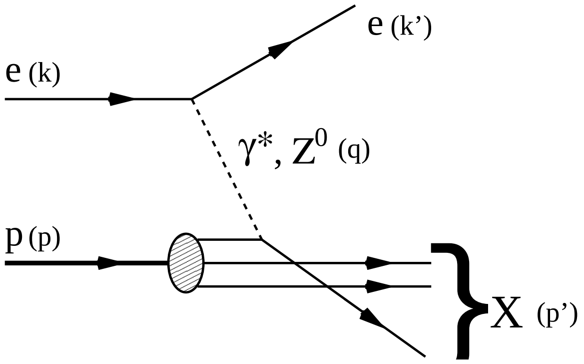


FIG. 1.8 – Diagramme au premier ordre de l'interaction électron-proton profondément inélastique de type courant neutre.

Pour étudier la section efficace de la réaction (1.33), une série de variables cinématiques invariantes sous les transformations de Lorentz sont définies à partir de k, $k^{'}$, p, $p^{'}$ et q, respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion des électrons incident et diffusé, du proton incident, de l'état final X et du photon (ou boson Z^0) échangé. La variable s est le carré de l'énergie totale disponible dans le centre de masse électron-proton :

$$s = (p+k)^2. \tag{1.34}$$

La variable Q^2 est l'opposé du carré du transfert de quadri-impulsion, c'est-à-dire du carré de la masse virtuelle du photon (ou boson Z^0) échangé :

$$Q^2 = -q^2 = (k-k^{'})^2. \tag{1.35}$$

Pour l'échange d'un photon, lorsque $Q^2 \approx 0$, celui-ci est quasi-réel et l'interaction fait partie du domaine appelé de "photoproduction". Par contre, le domaine des interactions profondément inélastiques (dit "électroproduction") correspond à $Q^2 \geq$ quelques GeV^2.

Les invariants de Bjorken sans dimension x et y sont définis comme :

$$x = \frac{-k \cdot q}{p \cdot q}, \tag{1.36}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \tag{1.37}$$

Ces deux variables sont comprises entre zéro et l'unité. Dans le référentiel au repos du proton, l'invariant y représente la fraction d'énergie de l'électron incident qui est cédée au photon (ou boson Z^0). Dans un référentiel en mouvement rapide par rapport à la cible (référentiel de Breit, où le photon échangé est de type purement espace), l'invariant x peut être interprété comme la fraction d'impulsion du proton portée par le quark sur lequel l'interaction a lieu.

L'énergie disponible dans le centre de masse du boson échangé et du proton incident, c'est-à-dire la masse invariante du système X, est donnée par :

$$W^2 = (p+q)^2. \tag{1.38}$$

En négligeant les masses de l'électron et du proton, les invariants s, Q^2, W, x et y sont reliés entre eux par les relations :

$$Q^2 \approx xys, \tag{1.39}$$

$$W^2 \approx Q^2\left(\frac{1}{x}-1\right), \tag{1.40}$$

avec les limites :

$$0 \leq Q^2 \leq W^2 \leq s. \tag{1.41}$$

Comme la variable s est fixée par l'énergie des faisceaux de protons et d'électrons, seuls deux de ces invariants sont indépendants. Le couple le plus fréquemment choisi pour l'étude des interactions profondément inélastiques est (x, Q^2).

1.2.2 La section efficace inélastique et les fonctions de structure du proton

En se limitant au domaine cinématique $Q^2 \ll m_{Z^0}^2$, où m_{Z^0} est la masse du boson Z^0, la section efficace différentielle s'écrit comme :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(x,Q^2)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4}\left[\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)F_2(x,Q^2)-\frac{y^2}{2}F_L(x,Q^2)\right] \tag{1.42}$$

où α_{em} est la constante de couplage électromagnétique et F_2 et F_L sont les fonctions de structure, qui dépendent du contenu en quarks et gluons du proton. Les fonctions de structure sont reliées aux sections efficaces pour l'échange de photons polarisés transversalement (σ_T) et

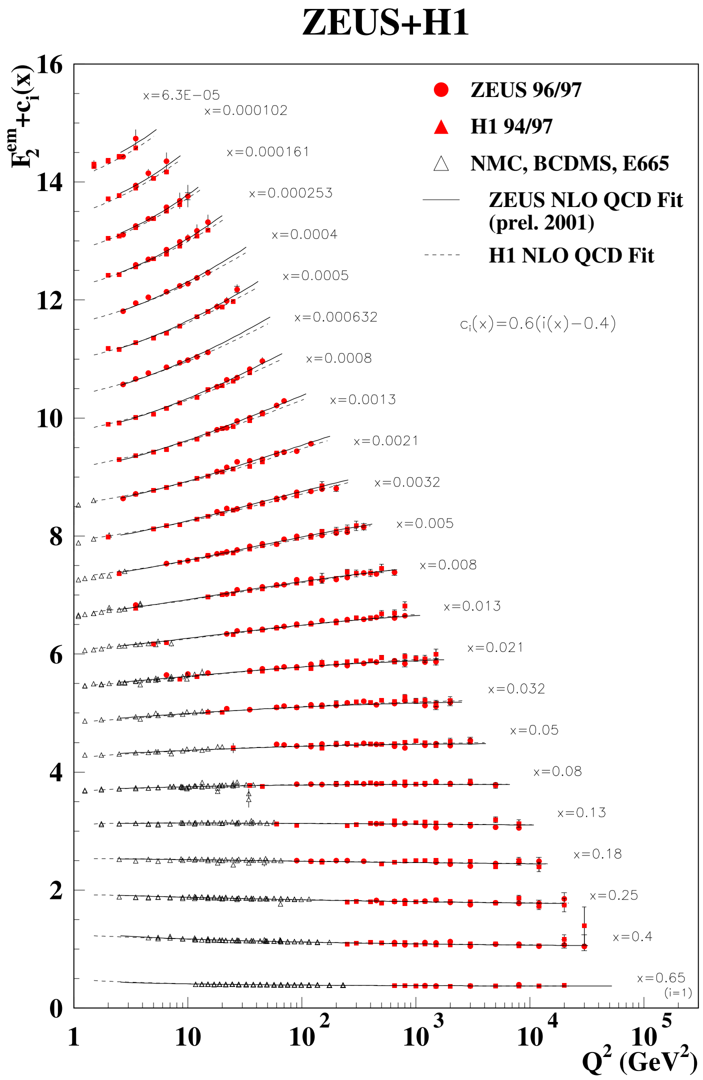


FIG. 1.9 – Compilation [16] de mesures de la fonction de structure F_2 en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x par les expériences H1 [9,10] et ZEUS [11,12] ainsi par les expériences sur cible fixe NMC [13], BDCMS [14] et E665 [15]. Les données sont comparées aux résultats d'un ajustement de la théorie QCD à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO).

longitudinalement (σ_L) par :

$$F_2(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}^2}\left[\sigma_T(x,Q^2)+\sigma_L(x,Q^2)\right], \tag{1.43}$$

$$F_L(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}^2}\sigma_L(x,Q^2). \tag{1.44}$$

Les sections efficaces étant définies positives, ces deux relations impliquent que :

$$0 \leq F_L \leq F_2. \tag{1.45}$$

La contribution de la fonction de structure longitudinale (F_L) dans l'équation (1.42) étant proportionnelle à y^2, ceci implique, avec la relation (1.45), que la contribution de F_L à la section efficace totale peut être négligée pour les petites valeurs de y, condition remplie dans la majorité du domaine cinématique accessible à HERA.

La figure 1.9 présente une compilation [16] de mesures de la fonction de structure F_2 en fonction de la virtualité du photon Q^2 pour différentes valeurs de x [9–15]. On observe que sur plusieurs ordre de grandeurs en x, la fonction de structure F_2 dépend peu de Q^2. Cette propriété, dite d'invariance d'échelle ("scaling" de Bjorken), a été observée pour la première fois au laboratoire SLAC [17,18]. Elle s'explique si le proton n'est constitué que de quarks ponctuels n'interagissant pas entre eux (modèles des quarks-partons) [19–21]. A l'ordre α_s^0, la fonction de structure F_2 est donnée par :

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2\, x\, q_i(x), \tag{1.46}$$

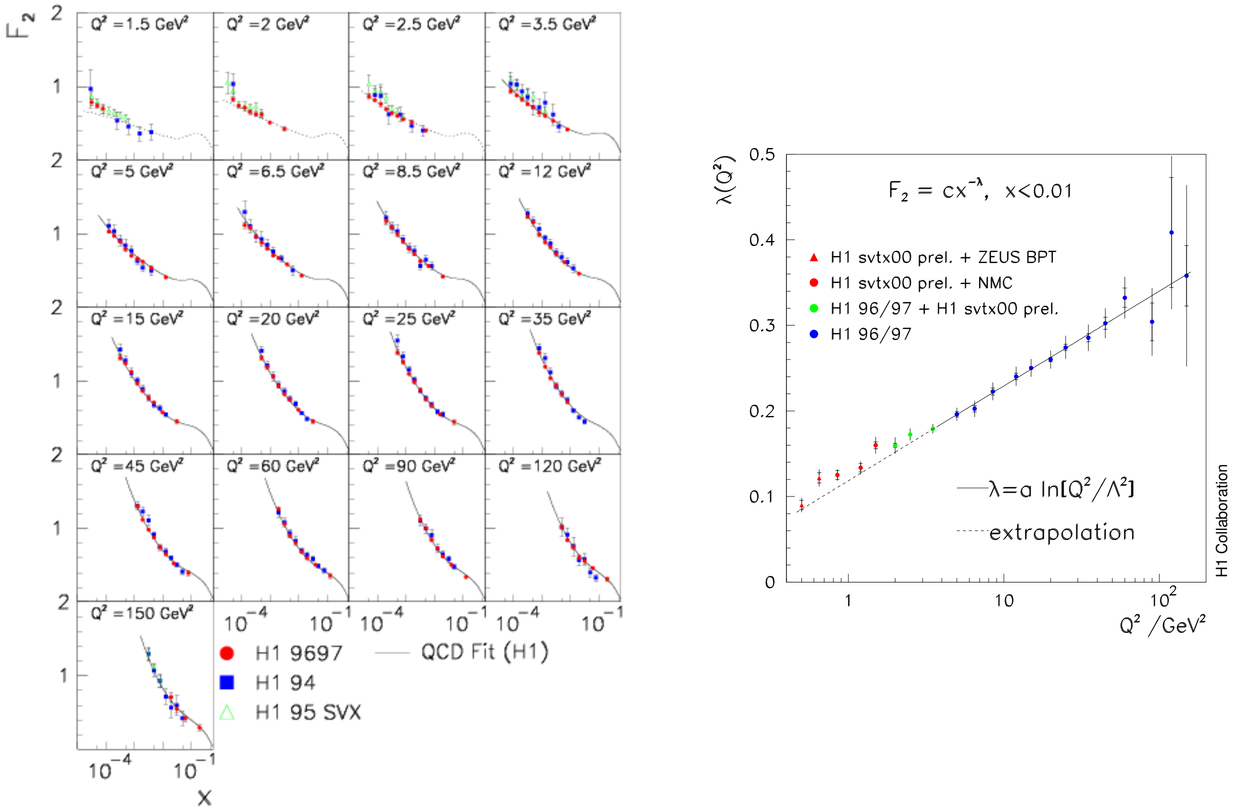
où la somme porte sur les différents quarks i, e_i est la charge électrique du quark i et $q_i(x)$ est la probabilité de trouver dans le proton un quark i emportant une fraction x de l'impulsion du proton (fonction de distribution de densité). La propriété de "scaling" n'est cependant valable qu'en première approximation, une dépendance logarithmique en Q^2 due aux interactions entre quarks et gluons étant observée.

La dépendance en x de la fonction de structure F_2 pour différentes valeurs de Q^2 est présentée à la figure 1.10a. On y observe une forte dépendance de F_2 à petit x, c'est-à-dire puisque $W \sim 1/x$, lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse augmente. Cette dépendance est d'autant plus rapide que Q^2 augmente. Elle peut être paramétrisée suivant la forme :

$$F_2(x,Q^2) = c(Q^2)\; x^{-\lambda(Q^2)}. \tag{1.47}$$

La figure 1.10b reprend les valeurs obtenues pour λ en fonction de Q^2 pour $x \leq 0.01$ [22, 23].

Le paramètre λ est lié dans le cadre de la théorie de Regge à la trajectoire du Pomeron par la relation $\lambda = \alpha_{I\!P}(0) - 1$. A petit Q^2, on observe des valeurs de λ proches de 0.08, c'est-à-dire proches de la paramétrisation (1.32). On a donc une transition entre une dépendance "soft" à petit Q^2, compatible avec les valeurs de $\alpha_{I\!P}(0)$ observées dans les interactions hadron-hadron, et une dépendance "dure" ("hard") aux grandes valeurs de Q^2. Une telle transition est prédite dans le cadre d'une approche perturbative de la chromodynamique quantique.



a) b)

FIG. 1.10 – (a) Mesures de la fonction de structure F_2 en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2 par l'expérience H1 [9] ; (b) Dépendance en Q^2 de l'exposant λ dans la paramétrisation $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)\ x^{-\lambda(Q^2)}$ de la fonction de structure F_2 pour $x \leq 0.01$ [23].

1.2.3 La chromodynamique quantique et la densité de gluons dans le proton

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie des champs pour les interactions fortes. Elle introduit, par analogie avec la charge électrique, la couleur portée par les quarks et les bosons de jauge intervenant dans l'interaction forte, les gluons, de masse nulle et de spin 1. C'est une théorie basée sur le groupe de symétrie non-abélien SU(3) ; les gluons peuvent donc interagir entre eux ($g \rightarrow gg$ et $gg \rightarrow gg$).

La constante de couplage des interactions fortes vaut, dans l'approximation des logarithmes dominant (LLA) :

$$\alpha_s\left(\mu_r^2\right) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\left(\mu_r^2/\Lambda_{QCD}^2\right)}, \tag{1.48}$$

où N_f est le nombre de saveurs, Λ_{QCD} est un paramètre d'échelle libre portant la dimension d'une masse et μ_r^2 est l'échelle de renormalisation du processus considéré, prise égale à Q^2 dans le cas de l'étude des fonctions de structure. Aux petites valeurs de μ_r^2, la constante de couplage α_s est élevée et il est impossible d'appliquer une approche perturbative de la théorie QCD. Par le principe d'incertitude, cette région correspond aux grandes distances de séparation entre les partons en interaction. Aux grandes valeurs de μ_r^2 , c'est-à-dire aux très petites distances, la constante de couplage α_s devient petite et les quarks et les gluons sont libres ("liberté asymptotique"). Une approche perturbative est dès lors possible et l'on retrouve à l'ordre zéro l'approximation du modèle des quarks-partons.

En considérant les termes d'ordre supérieur par rapport au modèle des quarks-partons, c'est-à-dire les processus de radiation de gluons, l'évolution en Q^2 des fonctions de densité des quarks et des gluons est prédite, dans l'approximation des logarithmes dominant, par les équations de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi (équations DGLAP) :

$$\frac{\partial q_i(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[q_i(y,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)+g(y,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right], \tag{1.49}$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[q_i(y,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)+g(y,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right], \tag{1.50}$$

où $q_i(x,Q^2)$ et $g(x,Q^2)$ sont les fonctions de densité des quarks et des gluons et P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} et P_{gg} sont les fonctions de "splitting" décrivant la radiation d'un parton (voir figure 1.11) qui sont calculables, à un ordre donné en $\alpha_s(Q^2)$, dans une approche perturbative de la théorie QCD.

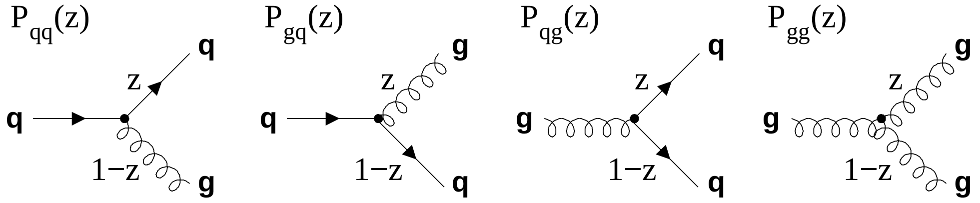


Fig. 1.11 – Fonctions de splitting à l'ordre dominant.

Les équations d'évolution (1.49) et (1.50) ne prédisent pas la dépendance en x des fonctions de densité de partons. Une paramétrisation phénoménologique est dès lors choisie à une échelle de départ Q_0^2 et les paramètres impliqués sont déterminés par un ajustement aux données de la fonction de structure F_2, en prenant en compte l'évolution des fonctions de densité aux plus grandes valeurs de Q^2 suivant les équations DGLAP. La figure 1.12 présente le résultat obtenu par la collaboration H1 [9] pour la fonction de densité des gluons en fonction de x pour trois valeurs de Q^2.

La dépendance "dure" en l'énergie de la section efficace totale dans les interactions profondément inélastiques, c'est-à-dire la violation de scaling, s'explique donc par la forte augmentation à petit x de la fonction de densité des gluons du proton à grand Q^2, cette augmentation contribuant à la présence dans le proton de plus en plus de quarks et antiquarks de la mer avec lesquels le photon peut interagir.

1.3 Les interactions diffractives à HERA

L'observation généralement inattendue en 1993 à HERA d'une contribution de l'ordre de 10% d'interactions diffractives à la section efficace profondément inélastique électron-proton [24–

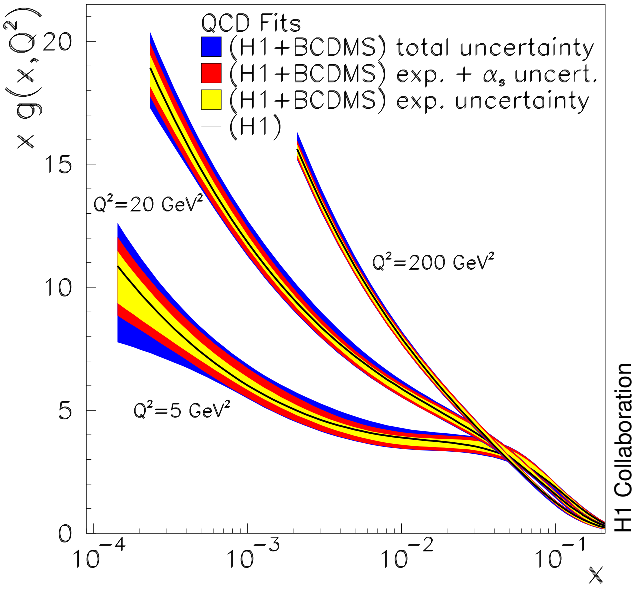


FIG. 1.12 – Fonction de densité des gluons dans le proton, déterminée par l'ajustement des équations d'évolution (1.49) et (1.50) aux données collectées par les expériences H1 [9] et BDCMS [14] en fonction de x, pour trois valeurs de Q^2.

27] a renouvelé l'intérêt pour ce sujet aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental. Dans cette section, nous décrivons les principales caractéristiques des événements diffractifs dans les interactions électron-proton. Nous nous concentrons dans la section suivante sur la production diffractive de mésons vecteurs, qui constitue le sujet de cette thèse.

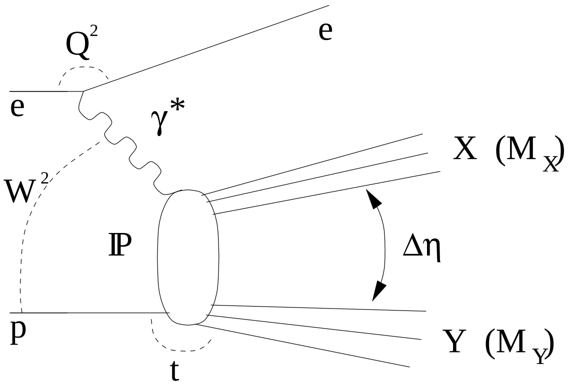


FIG. 1.13 – Représentation schématique de la réaction diffractive $ep \rightarrow eXY$.

La figure 1.13 donne une représentation schématique des interactions diffractives inclusives dans les interactions électron-proton. Pour ces événements, l'état final est composé de deux sous-ensembles de particules (systèmes X et Y) séparés par une large région en pseudorapidité ($\Delta\eta$) sans activité hadronique. Le système Y est émis dans la direction du proton incident tandis que le système X est observé dans la région centrale de l'espace des phases. Dans de telles interactions, le photon virtuel échangé fluctue en un état hadronique qui interagit avec le proton en échangeant un Reggeon ou un Pomeron, comme pour les interactions diffractives hadron-hadron. A HERA, l'énergie disponible dans le centre de masse $\gamma^* p$ (W) étant élevée, l'interaction sera dominée, dans une grande partie de l'espace des phases disponible, par l'échange d'un Pomeron. Le proton initial peut soit rester intact (canal dit "élastique") soit être excité et se dissocier en un système hadronique Y (canal dit "dissociatif").

Pour tenir compte des degrés de liberté supplémentaires dans les interactions diffractives, on introduit les variables cinématiques suivantes :

$$
\begin{aligned}
M_X^2 &= (p_X)^2, && (1.51)\\
M_Y^2 &= (p_Y)^2, && (1.52)\\
t &= (p - p_Y)^2, && (1.53)\\
x_{I\!P} &= \frac{q \cdot (p - p_Y)}{q \cdot p} = \frac{Q^2 + M_X^2 - t}{Q^2 + W^2 - m_p^2}, && (1.54)\\
\beta &= \frac{-q^2}{2q \cdot (p - p_Y)} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} = \frac{x}{x_{I\!P}}, && (1.55)
\end{aligned}
$$

où p_X et p_Y sont respectivement les quadrivecteurs énergie-impulsion associés aux systèmes X et Y et M_X et M_Y sont les masses invariantes de ces deux systèmes. La variable t est le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex du proton. Dans le référentiel de Breit, la variable $x_{I\!P}$ représente la fraction d'impulsion du proton portée par le Reggeon ou le Pomeron échangé, β étant la fraction de l'impulsion du Pomeron portée par le quark sondé par le photon. Les variables $x_{I\!P}$ et β sont sans dimension et comprises entre zéro et 1.

Après intégration sur l'angle azimutal défini dans le centre de masse $\gamma^* p$ entre le plan des électrons incident et diffusé et le plan du photon échangé et du système Y, la section efficace diffractive inclusive ne dépend que de cinq variables, la combinaison $x_{I\!P}$, β, Q^2, t et M_Y étant en général utilisée. En se restreignant au canal élastique, la masse M_Y est égale à celle du proton.

On définit, comme pour la section efficace totale, à partir de la section efficace diffractive élastique une fonction de structure diffractive $F_2^{D(4)}$:

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{ep\to eXp}}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}x_{I\!P}\mathrm{d}t\mathrm{d}\beta} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{\beta Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(4)}(Q^2, x_{I\!P}, t, \beta), \qquad (1.56)$$

où l'on a négligé la contribution de la fonction de structure diffractive longitudinale.

Dans le cadre de la théorie de Regge, il y a factorisation entre les vertex $pI\!Pp$ ($pI\!Rp$ dans le cas de l'échange d'un Reggeon) et $\gamma I\!PX$ (respectivement $\gamma I\!RX$) et une dépendance universelle de $F_2^{D(4)}$ en $x_{I\!P}$ et t est attendue lorsque Q^2 et β changent. La fonction de structure diffractive peut donc être décomposée comme :

$$F_2^{D(4)}(Q^2, x_{I\!P}, t, \beta) = f_{I\!P/p}(x_{I\!P}, t)\ F_2^{I\!P}(Q^2, \beta) + f_{I\!R/p}(x_{I\!P}, t)\ F_2^{I\!R}(Q^2, \beta) + interf., \qquad (1.57)$$

où $F_2^{I\!P}$ et $F_2^{I\!R}$ sont les fonctions de structure du Pomeron et des Reggeons, et où $f_{I\!P/p}$ et $f_{I\!R/p}$ sont les flux de Pomeron et de Reggeons dans le proton, qui s'expriment comme :

$$f_{i/p}(x_{I\!P}, t) = \frac{e^{b_i t}}{x_{I\!P}^{2\alpha_i(t)-1}} \quad ; \quad i = I\!P, I\!R. \qquad (1.58)$$

En général la variable t n'est pas mesurée à HERA et l'on intègre sur celle-ci.

Un ajustement de la paramétrisation (1.57) aux données collectées dans le domaine cinématique $6.5 < Q^2 < 120$ GeV^2 par l'expérience H1 [28], donne pour l'intercept de la trajectoire du Pomeron la valeur :

$$\alpha_{I\!P}(0) \;=\; 1.173 \pm 0.018(\text{stat.}) \pm 0.017(\text{syst.})^{+0.063}_{-0.035}(\text{model}), \qquad (1.59)$$

c'est-à-dire une valeur intermédiaire entre le comportement "soft" des interactions hadron-hadron et le comportement "dur" observé pour les interaction profondément inélastiques.

1.4 La production diffractive de mésons vecteurs

La structure de la diffraction peut être notamment étudiée au travers de la production exclusive de mésons vecteurs (V) pour laquelle le système hadronique X est constitué du seul méson vecteur :

$$ep \;\rightarrow\; eVY, \qquad (1.60)$$

et où le système Y est soit un proton (canal élastique) soit un système hadronique issu de la dissociation du proton incident (canal dissociatif). La figure 1.14 présente les diagrammes correspondant à ces deux canaux. Les expériences menées à HERA permettent de détecter toutes les particules de l'état final de la réaction (1.60), à part le proton ou, dans certains cas, ses débris. La cinématique est dès lors complètement déterminée.

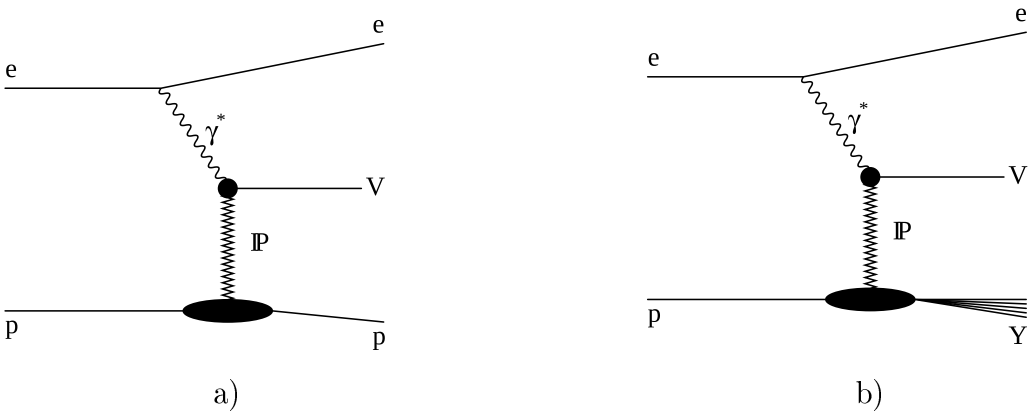


FIG. 1.14 – Représentation schématique de la production diffractive de mésons vecteurs : a) production élastique ; b) production avec dissociation du proton.

Dans cette section nous passons en revue quelques résultats antérieurs à ce travail. Nous présentons ensuite deux approches théoriques de la production diffractive de mésons vecteurs : le modèle phénoménologique de la dominance mésovectorielle basé sur la théorie de Regge et les prédictions sur base d'une approche perturbative de la théorie QCD. Le premier modèle permet de décrire la photoproduction de mésons ρ, ω et ϕ pour laquelle un comportement caractéristique des interactions "soft" est observé ; l'approche QCD, qui prédit un comportement "dur" de la dépendance en énergie de la section efficace, est applicable aux mésons constitués de quarks lourds tel le J/ψ ou aux grandes valeurs de Q^2.

Nous commençons par définir les variables angulaires utiles pour l'étude de la polarisation. Dans les interactions élecron-proton, les états de polarisation du photon échangé et d'un méson vecteur se désintégrant en deux particules de spins donnés peuvent être déterminés au travers de l'étude des angles de production et de désintégration du méson vecteur. Pour les études d'hélicité, le canal qui nous intéresse, dans ce travail, est celui de la désintégration d'un méson vecteur en deux mésons pseudo-scalaires, c'est-à-dire de spin 0. Le formalisme général est présenté dans la référence [29].

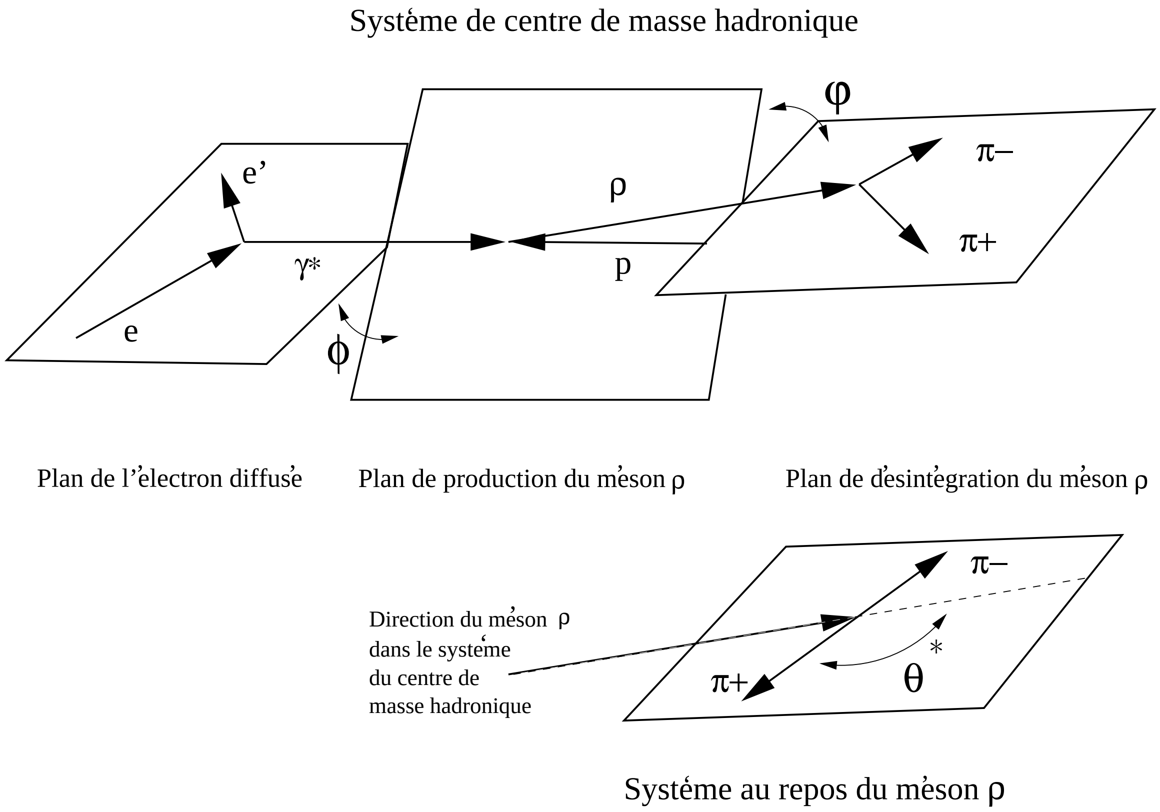


FIG. 1.15 – Représentation graphique du système de référence, dit "d'hélicité", utilisé pour l'analyse de la polarisation du méson ρ.

Les angles caractérisant la production et la désintégration du méson vecteur sont définis dans le référentiel au repos du méson vecteur, avec la direction de quantification choisie suivant la direction du proton diffusé (ou du système Y pour le canal dissociatif). Les angles suivants sont utilisés pour la désintégration d'un méson ρ en deux pions chargés (voir figure 1.15) :

- l'angle Φ entre le plan de production du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron, dans le référentiel du centre de masse $\gamma^{(*)}p$;
- l'angle φ entre le plan de production et le plan de désintégration du méson ρ, dans le référentiel du centre de masse $\gamma^{(*)}p$;
- l'angle polaire θ^* du pion positif venant de la désintégration du méson ρ, dans le référentiel au repos de ce dernier.

Pour des faisceaux non polarisés, la distribution angulaire $W(\cos\theta^*, \varphi, \phi)$ caractérisant la désintégration d'un méson vecteur en deux particules de spin 0 est donnée en termes de 15 éléments de la matrice de densité de spin par la relation :

$$\begin{aligned}
W(\cos\theta^*,\varphi,\phi) = \frac{3}{4\pi} \ \Big\{ \ & \frac{1}{2}(1-r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3\ r^{04}_{00}-1)\ \cos^2\theta^* \\
& -\sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^{04}_{10}\ \sin 2\theta^*\cos\varphi - r^{04}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\cos 2\varphi \\
& -\varepsilon\ \cos 2\phi \left(r^{1}_{11}\ \sin^2\theta^* + r^{1}_{00}\ \cos^2\theta^* - \sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^{1}_{10}\ \sin 2\theta^*\cos\varphi \right. \\
& \qquad \left. -\ r^{1}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\cos 2\varphi \right) \\
& -\varepsilon\ \sin 2\phi \left(\sqrt{2}\ \mathrm{Im}\ r^{2}_{10}\ \sin 2\theta^*\sin\varphi + \mathrm{Im}\ r^{2}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\sin 2\varphi \right) \\
& +\sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \cos\phi\ \Big[\ r^{5}_{11}\ \sin^2\theta^* + r^{5}_{00}\ \cos^2\theta^* \\
& \qquad -\sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^{5}_{10}\ \sin 2\theta^*\cos\varphi - r^{5}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\cos 2\varphi \Big] \\
& +\sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \sin\phi\ \Big[\ \sqrt{2}\ \mathrm{Im}\ r^{6}_{10}\ \sin 2\theta^*\sin\varphi \\
& \qquad +\mathrm{Im}\ r^{6}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\sin 2\varphi \Big] \ \Big\}, \qquad (1.61)
\end{aligned}$$

où ε est le paramètre de polarisation donné par :

$$\varepsilon \ = \ \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}. \qquad (1.62)$$

Les éléments de la matrice de densité de spin sont des combinaisons bilinéaires des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_V\lambda_\gamma}$, où $\lambda_\gamma, \lambda_V = -1, 0, 1$ sont respectivement les hélicités du photon échangé et du méson vecteur. Les relations entre les éléments de matrice et les amplitudes sont reprises dans l'annexe A. Sous l'hypothèse de l'échange de parité naturelle (NPE), pour laquelle les amplitudes d'hélicité doivent satisfaire la relation suivante :

$$T_{-\lambda_\rho-\lambda_\gamma} \ = \ (-1)^{\lambda_\rho-\lambda_\gamma}\, T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}, \qquad (1.63)$$

seules les amplitudes T_{00}, T_{11}, T_{01}, T_{10} et T_{1-1} sont indépendantes. Les amplitudes T_{00} et T_{11} n'impliquent pas de changement d'hélicité entre le photon et le méson vecteur. Les amplitudes T_{01} et T_{10} impliquent un simple changement d'hélicité tandis que l'amplitude T_{1-1} concerne le double changement d'hélicité.

La conservation de l'hélicité dans le canal s (SCHC) revient à ce que l'hélicité du méson ρ soit identique à celle du photon. Dans ce cas les amplitudes avec changement d'hélicité s'annulent et les seuls éléments de matrice non nuls sont :

$$r^{04}_{00},\ r^{1}_{1-1},\ \mathrm{Im}\ r^{2}_{1-1},\ \mathrm{Re}\ r^{5}_{10},\ \mathrm{Im}\ r^{6}_{10}. \qquad (1.64)$$

De plus :

$$\begin{aligned}
r^{1}_{1-1} &= -\mathrm{Im}\ r^{2}_{1-1}, \qquad (1.65) \\
\mathrm{Re}\ r^{5}_{10} &= -\mathrm{Im}\ r^{6}_{10}. \qquad (1.66)
\end{aligned}$$

La distribution angulaire (1.61) se réduit alors à :

$$\begin{aligned}
W(\cos\theta^*,\psi) = \frac{3}{4\pi} \ \Big\{ \ & \frac{1}{2}(1-r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3\ r^{04}_{00}-1)\ \cos^2\theta^* \\
& +\varepsilon\ r^{1}_{1-1}\ \sin^2\theta^*\cos 2\psi - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \mathrm{Re}\ r^{5}_{10}\ \sin 2\theta^*\cos\psi \Big\}. \qquad (1.67)
\end{aligned}$$

où $\psi = \phi - \varphi$ est l'angle entre le plan de désintégration du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron, dans le référentiel du centre de masse $\gamma^{(*)}p$.

Dans le cadre de SCHC, le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse est lié à l'élément de matrice r^{04}_{00}, qui représente la probabilité de trouver un méson vecteur polarisé longitudinalement dans l'état final, par la formule suivante :

$$R = \frac{1}{\varepsilon}\frac{r^{04}_{00}}{1 - r^{04}_{00}}, \tag{1.68}$$

et on a aussi les relations :

$$r^1_{1-1} = \frac{1}{2}(1 - r^{04}_{00}) \tag{1.69}$$

$$\mathrm{Re}\, r^5_{10} = \frac{\sqrt{R}}{1 + \varepsilon R}\cos\delta, \tag{1.70}$$

où δ est la phase entre les amplitudes T_{00} et T_{11} :

$$T_{00}T^+_{11} = |T_{00}||T_{11}|e^{-i\delta}. \tag{1.71}$$

La relation (1.67) peut alors se réécrire comme :

$$W(\cos\theta^*, \psi) = \frac{3}{8\pi}\,\frac{1}{1+\varepsilon\ R}\ \Big\{ \sin^2\theta^*\ (1+\varepsilon\ \cos 2\psi) \\ + 2\ \varepsilon\ R\ \cos^2\theta^* - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)\ R}\ \cos\delta\sin 2\theta^*\cos\psi \Big\}. \tag{1.72}$$

1.4.1 Résultats expérimentaux antérieurs à ce travail

A HERA, les productions diffractives de mésons ρ, ω, ϕ, J/ψ et Υ ainsi que des états excités ρ' et $\psi(2S)$ sont étudiées à haute énergie dans les domaines de la photoproduction ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) et de l'électroproduction ($Q^2 \geq 1$ GeV^2) par les expériences H1 [30–42] et ZEUS [43–56]. Nous présentons maintenant les principales caractéristiques observées expérimentalement, lors des études antérieures à ce travail, de la production diffractive de mésons vecteurs à HERA, en nous concentrant sur la production diffractive de mésons ρ qui constitue le sujet de cette thèse.

Dépendance en Q^2 et universalité

Comme nous le verrons par la suite, on s'attend dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD à ce que la masse des quarks constituants et Q^2 soient les deux variables définissant l'échelle caractéristique des réactions de production diffractive de mésons vecteurs. Au premier ordre de la QCD, les sections efficaces des différents mésons vecteurs peuvent être exprimées en fonction de la variable $(Q^2 + M_V^2)$. De plus si les interactions diffractives sont indépendantes de la saveur, comme attendu pour les interactions fortes, les rapports des sections efficaces des différents mésons vecteurs sont donnés par les facteurs SU(5) correspondant aux charges des quarks. Les rapports suivant sont dès lors attendu :

$$\rho : \omega : \phi : J/\psi : \Upsilon = 9 : 1 : 2 : 8 : 2. \tag{1.73}$$

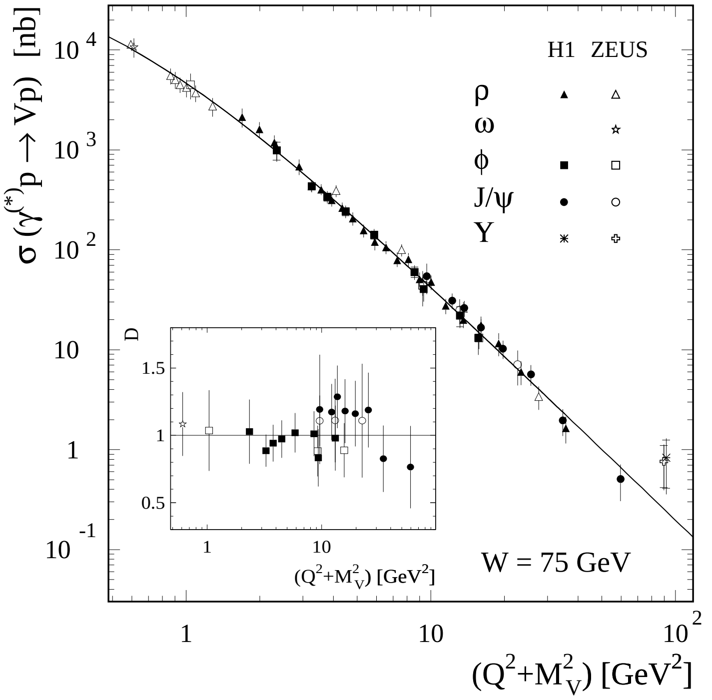


FIG. 1.16 – Mesures des sections efficaces $\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp$ en fonction de $(Q^2+M_V^2)$ pour les mésons ρ, ω, ϕ, J/ψ et Υ pour $W = 75$ GeV [37]. Les sections efficaces ont été pondérées par les facteurs SU(5) suivant les charges des quarks du méson vecteur. La courbe présente un ajustement aux données de la production de mésons ρ et l'encart montre le rapport des sections efficaces des mésons ω, ϕ et J/ψ à cette paramétrisation.

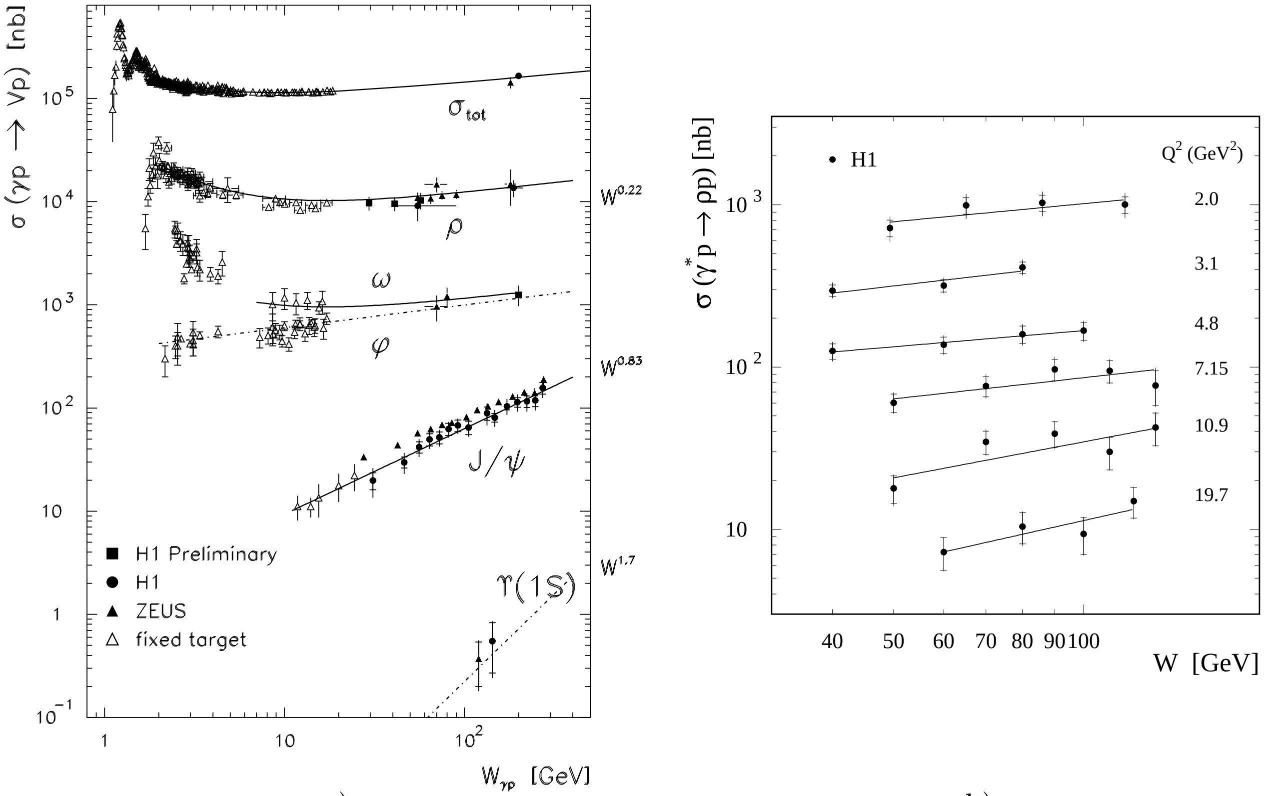
La figure 1.16 présente une compilation de mesures des sections efficaces de production des mésons vecteurs ρ, ω, ϕ, J/ψ et Υ à $W = 75$ GeV en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ et pondérées par les facteurs SU(5) [37]. La courbe représente un ajustement empirique aux données de la production diffractive de mésons ρ de la forme $\sigma = a_1(Q^2 + M_V^2 + a_2)^{a_3}$, avec $a_1 = 10689$ nb, $a_2 = 0.42$ GeV^2 et $a_3 = -2.37$. Le rapport des sections efficaces des mésons ω, ϕ et J/ψ à cette paramétrisation est repris dans l'encart de la figure 1.16. Dans la limite des erreurs expérimentales, une dépendance universelle est effectivement observée lorsque les facteurs SU(5) sont pris en compte, la production de mésons Υ faisant exception.

Dépendance en W

La figure 1.17a présente une compilation de mesures de la section efficace $\gamma p \rightarrow Vp$ en photoproduction en fonction de l'énergie dans le centre de masse photon-proton (W) pour les mésons vecteurs ρ, ω, ϕ, J/ψ et Υ.

La dépendance en W des sections efficaces de production de mésons vecteurs peut être paramétrisée comme :

$$\sigma(W) \propto W^{\delta}, \tag{1.74}$$



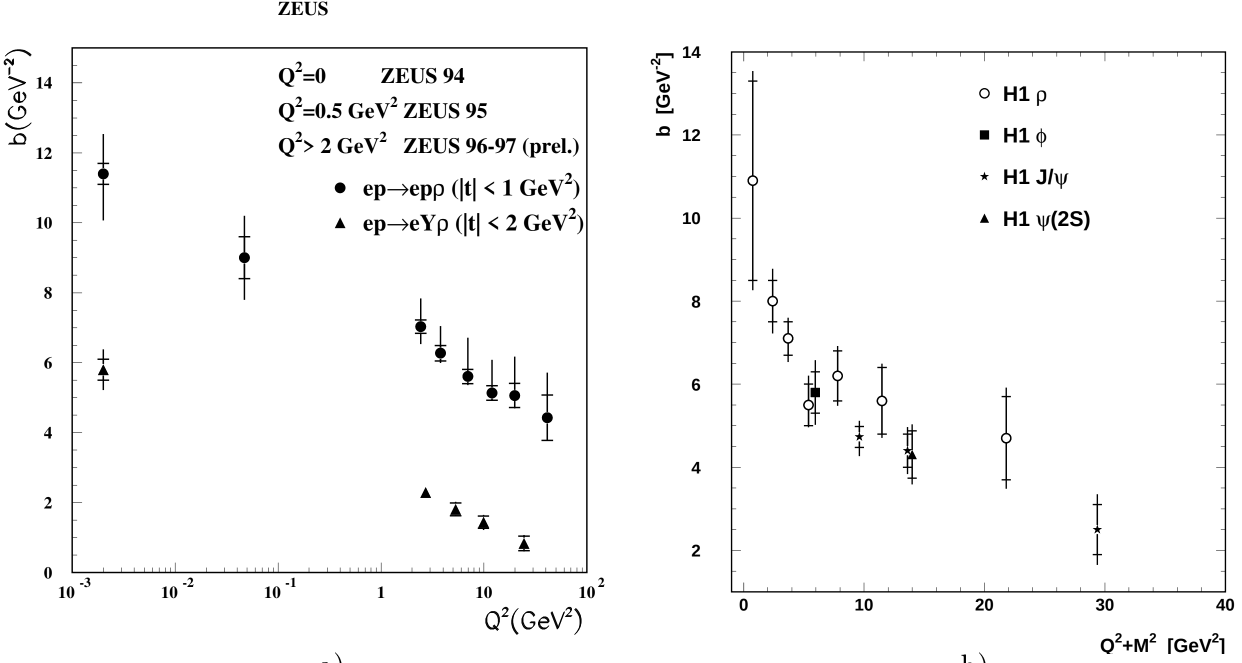
a) b)

FIG. 1.17 – (a) Mesures des sections efficaces $\gamma p \to Vp$ en photoproduction ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) en fonction de l'énergie dans le centre de masse photon-proton (W) pour les mésons vecteurs ρ, ω, ϕ, J/ψ et Υ (expériences H1 [30,35,36,41] et ZEUS [43,45,50,52,55,56] et une compilation de résultats d'expériences sur cible fixe), et section efficace totale $\gamma p \to X$. Pour les mésons vecteurs légers (ρ, ω et ϕ) et la section efficace totale, les courbes représentent les prédictions de la théorie de Regge pour l'échange d'un Pomeron "soft" avec $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ et $\alpha'_{I\!P} = 0.25$ GeV^{-2}. Pour le méson J/ψ la courbe en trait plein représente le résultat d'un ajustement de la forme $\sigma(W) \propto W^\delta$ avec $\delta = 0.83$. (b) Mesures de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en électroproduction ($Q^2 > 1$ GeV^2) en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2 (collaboration H1 [33]) ; les courbes représentent les résultats d'ajustements de la forme $\sigma(W) \propto W^\delta$.

où δ est lié dans le cadre de la théorie de Regge à la trajectoire du Pomeron par la relation $\delta/4 = \langle \alpha_{I\!P}(t) \rangle - 1$. En utilisant $1/\langle t \rangle = b = 10$ GeV^{-2} pour la photoproduction de mésons ρ et la paramétrisation (1.32) de la trajectoire du Pomeron, on obtient la valeur $\delta = 0.22$. Pour les mésons vecteurs légers (ρ, ω et ϕ), les courbes présentent les prédiction obtenues en tenant compte de l'échange de Reggeons pour les mésons ρ et ω. La photoproduction des mésons ρ, ω et ϕ présente donc la dépendance caractéristique en énergie des interactions hadron-hadron "soft". Par contre, celle des mésons J/ψ présente une dépendance en énergie beaucoup plus forte. Un ajustement de la forme $\sigma(W) \propto W^\delta$ aux données donne $\delta = 0.83$. La production diffractive de mésons J/ψ présente donc les caractéristiques d'un processus "dur".

La dépendance en l'énergie des sections efficaces de production de mésons vecteurs a également été étudiée en électroproduction. La figure 1.17b présente les résultats obtenus par la collaboration H1 dans le cas de la production de mésons ρ [33]. Lorsque Q^2 augmente, la dépendance de la section efficace en l'énergie devient de plus en plus forte. Ce résultat suggère une transition en fonction de Q^2 entre une dépendance “soft” en photoproduction et un comportement typique d'un processus “dur” à grand Q^2. Un résultat similaire a été obtenu par l'expérience ZEUS [48].

Les dépendances “dures” en l'énergie observées dans le cas de la production de mésons J/ψ en photoproduction et de mésons ρ à grand Q^2 peuvent s'interpréter dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD où la masse des quarks constituants et Q^2 fournissent l'échelle dure de l'interaction. Dans ce cas, la section efficace est proportionnelle au carré de la densité de gluons dans le proton dont on a vu que, à petite distance, elle augmente rapidement avec l'énergie, c'est-à-dire quand x diminue (voir figure 1.12).



a) b)

FIG. 1.18 – Mesures de la pente b de la dépendance en t des sections efficaces de production diffractive de mésons vecteurs : (a) pour le méson ρ dans le canal élastique et le canal dissociatif en fonction de Q^2 [49] (b) pour les mésons ρ, ϕ, J/ψ et $\psi(2S)$ dans le canal élastique en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ [30, 33, 37, 39, 41].

Dépendance en t

La dépendance en t des sections efficaces de production de mésons vecteurs peut être paramétrisée suivant une exponentielle : $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto e^{bt}$. La figure 1.18a présente les pentes b obtenues par l'expérience ZEUS [49] pour la production diffractive de mésons ρ dans le canal élastique et dans le canal dissociatif en fonction de Q^2. On observe une décroissance en fonction de Q^2 qui reflète la diminution de la taille transverse de l'objet en interaction au vertex supérieur lorsque sa masse virtuelle Q^2 augmente. La différence entre le canal élastique et le canal dissociatif correspond au fait que, pour le canal dissociatif, l'interaction n'a pas lieu de manière cohérente sur l'ensemble du proton mais de manière cohérente sur un quark constituant. La figure 1.18b présente une compilation des résultats obtenus en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ par l'expérience H1 pour les mésons vecteurs ρ, ϕ, J/ψ et $\psi(2S)$ dans le canal élastique [30, 33, 37, 39, 41]. Ces mesures montrent que la pente b diminue également avec M_V, puisque la taille de l'objet en interaction dépend également de la masse des quarks constituant celui-ci. Pour une même valeur de $(Q^2 + M_V^2)$, la pente b apparaît indépendante du méson vecteur, en accord avec l'universalité attendue pour les différents mésons vecteurs.

Etude de la structure en hélicité

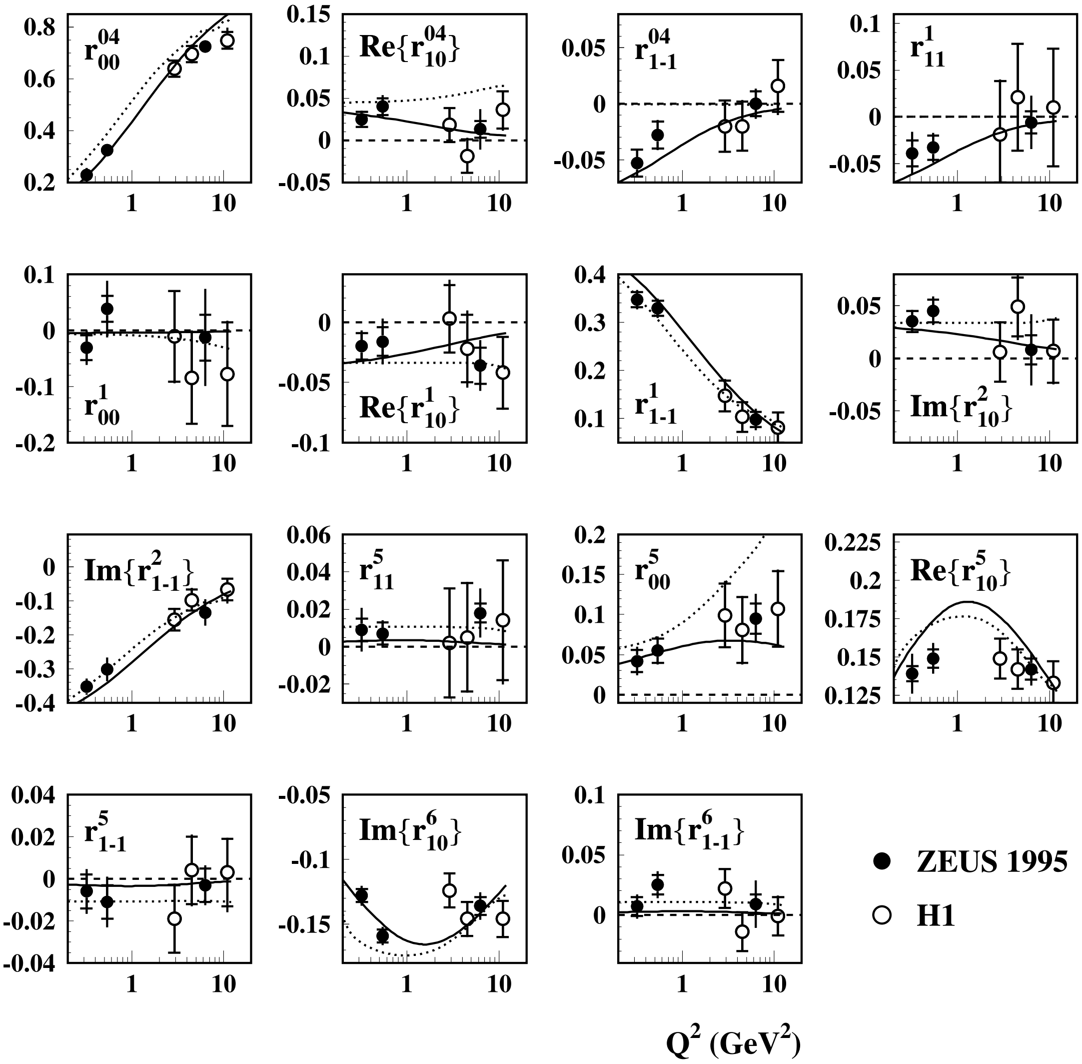
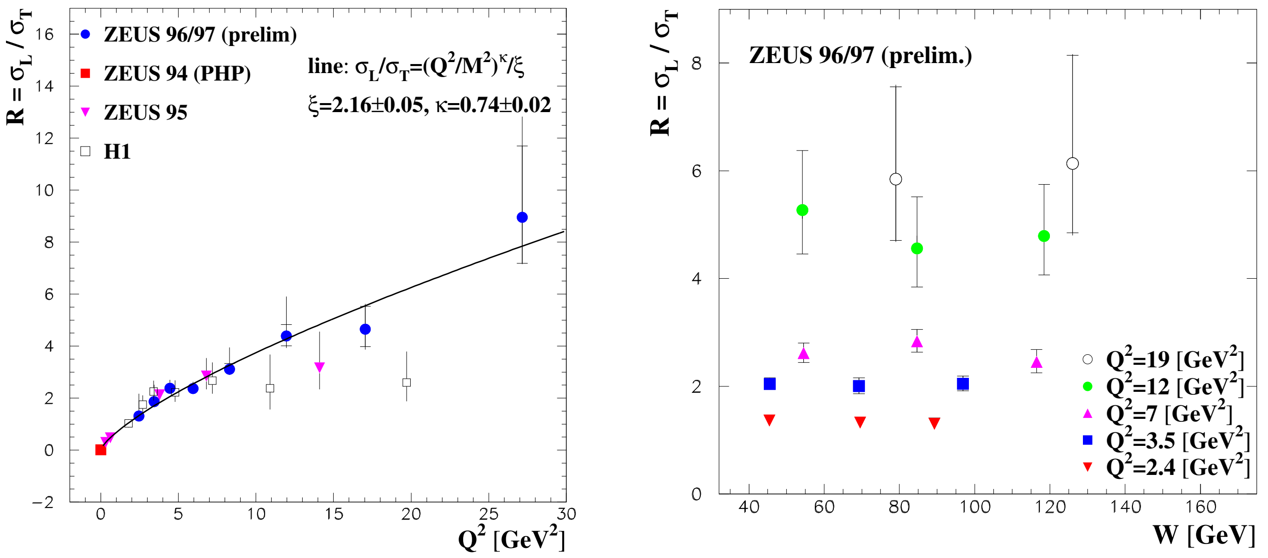


FIG. 1.19 – Mesures des 15 éléments de la matrice de densité de spin pour l'électroproduction élastique de mésons ρ en fonction de Q^2. Les cercles pleins indiquent les résultats de la collaboration ZEUS [47] et les cercles vides ceux de la collaboration H1 [33]. Les lignes en traits discontinus représentent les valeurs nulles attendues dans le cas de SCHC. Les courbes en traits continus correspondent aux prédictions du modèle de Kuraev *et al.* [72] et celles en pointillés au modèle de Royen *et al.* [71].

Les expériences H1 et ZEUS ont mesuré les 15 éléments de la matrice de densité de spin pour l'électroproduction élastique de mésons ρ en fonction de Q^2, W et t pour des valeurs de $|t|$ inférieures à 0.5 GeV^2 et 0.6 GeV^2, respectivement, pour H1 [33] et ZEUS [47] (voir figure 1.19). Les lignes en traits discontinus représentent les valeurs nulles attendues dans le cas de SCHC. Une violation significative de SCHC est observée dans le cas de l'élément de matrice r^5_{00}, qui fait intervenir l'amplitude d'hélicité T_{01}. La violation de la conservation de l'hélicité dans le canal s a également été observée pour les éléments de matrice Re r^{04}_{10}, r^{04}_{1-1}, r^{1}_{11}, Im r^{2}_{10} et r^{5}_{00} aux petites valeurs de Q^2 par l'expérience ZEUS [47]. La violation de SCHC est prédite par différents modèles basés sur une approche perturbative de la théorie QCD (voir section 1.4.3). A basse énergie, la violation de SCHC a également été observée par les expériences sur cible fixe HERMES [58] et CHIO [59].



a) b)

FIG. 1.20 – (a) Rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse en fonction (a) de Q^2 et (b) de W.

Dans l'approximation SCHC, les mesures de l'élément de matrice r^{04}_{00} permettent d'obtenir à partir de la relation (1.68), le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse, l'effet de la violation de SCHC n'affectant le résultat que de quelques pourcents. La figure 1.20 présente les résultats obtenus pour R en fonction de Q^2 (fig. 1.20a) et de W (fig. 1.20b) dans le cas de la production diffractive de mésons ρ [33, 46, 48]. Dans le domaine de l'électroproduction, la section efficace longitudinale domine et le rapport R est indépendant de l'énergie dans le centre de masse.

Les dépendances en t de l'élément de matrice r^{04}_{00} et des combinaisons $r^{5}_{00} + 2r^{5}_{11}$ et $r^{1}_{00} + 2r^{1}_{11}$ ont été étudiées par la collaboration H1 pour $Q^2 > 2.5$ GeV^2 et $|t| < 3$ GeV^2 pour le méson ρ [34] : les résultats obtenus indiquent que l'élément de matrice r^{04}_{00} est indépendant de t et confirment la validité des prédictions de la violation de SCHC basées sur une approche perturbative de la théorie QCD.

Les 15 éléments de matrice de densité de spin ont également été mesurés pour l'électroproduction diffractive de mésons ϕ par les collaborations H1 [37] et ZEUS [51]. Les résultats sont semblables à ceux obtenus dans le cas du méson ρ, en ce compris la violation de SCHC observée pour l'élément de matrice r^{5}_{00}. Des valeurs similaires du rapport des sections efficaces longitudinale et transverse à celles du méson ρ sont observées pour des mêmes valeurs de Q^2/M_V^2 [60].

1.4.2 Le modèle de la dominance mésovectorielle

Dans le modèle de la dominance mésovectorielle (VDM) [61, 62], le photon est considéré, au premier ordre, comme la superposition d'une composante nue $\mid \gamma_B\rangle$ et d'une composante hadronique $\mid h\rangle$:

$$\mid \gamma\rangle \quad \sim \quad \mid \gamma_B\rangle + \sqrt{\alpha_{em}} \mid h\rangle, \tag{1.75}$$

où α_{em} est la constante de couplage électromagnétique. Cette approche est identique à celle utilisée pour décrire la création d'une paire de leptons chargés où le photon fluctue vers l'état $\mid l^+l^-\rangle$ [1].

En utilisant la théorie des perturbations dépendantes du temps, la composante hadronique du photon peut se réécrire au premier ordre de l'interaction électromagnétique comme :

$$\sqrt{\alpha_{em}} \mid h\rangle \quad = \quad \sum_n \frac{\mid n\rangle\langle n \mid H_{em} \mid \gamma_B\rangle}{\nu - E_n}, \tag{1.76}$$

où $\nu = \sqrt{\vec{q}^{\,2} - Q^2}$ est l'énergie du photon dans le référentiel de la cible et où la somme porte sur les états hadroniques $\mid n\rangle$ d'énergie E_n permis par l'hamiltonien électromagnétique H_{em}, c'est-à-dire ceux qui ont les mêmes nombres quantiques que le photon : $J^{PC} = 1^{--}$; $Q = B = S = C = 0$. Le temps pendant lequel une telle fluctuation se développe est donné, dans le référentiel au repos du proton, par :

$$\Delta t \quad = \quad \frac{1}{\Delta E} \approx \frac{\nu}{Q^2 + m_n^2}, \tag{1.77}$$

où m_n est la masse de l'état hadronique $\mid n\rangle$ considéré.

Après avoir séparé le mouvement du centre de masse et en négligeant la largeur naturelle des états $\mid n\rangle$, la composante hadronique du photon se ramène à une somme sur les mésons vecteurs V :

$$\sqrt{\alpha_{em}} \mid h\rangle \quad = \quad \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{m_V^2}{Q^2 + m_V^2} \mid V\rangle, \tag{1.78}$$

où m_V est la masse du méson vecteur V et f_V est sa constante de couplage au photon, mesurée dans les désintégrations purement leptoniques :

$$\Gamma_V \left(V \to e^+e^-\right) \quad = \quad \frac{4\pi}{3}\, \alpha_{em}^2 \,\frac{m_V}{f_V^2}, \tag{1.79}$$

avec Γ_V la largeur de résonance du méson vecteur V. Dans ce modèle ne sont considérées que les fluctuations vers les mésons vecteurs légers (ρ, ω, ϕ), vu la prédominance de leurs sections efficaces en photoproduction.

Le modèle VDM fait l'hypothèse que les amplitudes de diffusion impliquant un photon (réel ou virtuel) de haute énergie $\gamma N \to X$ sont égales aux amplitudes correspondantes pour les mésons vecteurs $VN \to X$. Dès lors, l'amplitude d'interaction entre un photon (réel ou virtuel)

---

[1] La composante électromagnétique a été négligée dans la formule (1.75), la section efficace correspondante d'interaction avec un proton étant plus faible d'un facteur α_{em} que pour la composante hadronique.

et un proton peut s'écrire comme une combinaison linéaire des amplitudes pour les mésons vecteurs, chacune étant multipliée par son propagateur :

$$T_{\gamma p\to X}\left(Q^2,W^2,t\right) \;=\; \sum_V \frac{e}{f_V}\,\frac{m_V^2}{Q^2+m_V^2}\,T_{Vp\to X}\left(W^2,t\right). \tag{1.80}$$

Cette formule est valable pour des photons polarisés transversalement. Dans le domaine de l'électroproduction, une composante longitudinale substantielle est cependant observée. Le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse, $R = \sigma_L/\sigma_T$, est paramétrisé de la manière suivante :

$$R \;=\; \frac{\xi Q^2}{m_V^2}, \tag{1.81}$$

où le paramètre ξ est un paramètre libre devant être déterminé expérimentalement. En photoproduction ($Q^2 \approx 0$ GeV^2), le photon est purement transverse et la section efficace longitudinale (σ_L) est nulle, de même que R.

En utilisant le théorème optique (équation 1.4), le modèle VDM donne, à partir de l'équation (1.80) en photoproduction, la section efficace de production d'un méson vecteur $\gamma p \to Vp$ comme [63] :

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma p\to Vp}}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0} \;=\; \frac{e^2}{f_V^2}\left.\frac{\mathrm{d}\sigma_{Vp\to Vp}}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0} \;=\; \frac{1}{16\pi}\,\frac{e^2}{f_V^2}\left(1+\beta^2\right)\,\sigma^2_{Vp\to X}, \tag{1.82}$$

où β est le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant. A haute énergie, la relation $\sigma_{tot}(s) \propto s^{\alpha_{I\!P}(0)-1}$ (avec $s = W^2$) permet dès lors de prédire la dépendance en énergie de la section efficace vers l'avant $\gamma p \to Vp$ comme :

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma p\to Vp}}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0} \;\propto\; W^{4(\alpha_{I\!P}(0)-1)}. \tag{1.83}$$

En paramétrisant la dépendance en t selon une distribution exponentielle, on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma p\to Vp}}{\mathrm{d}t} \;\propto\; e^{-b|t|}\;W^{4(\alpha_{I\!P}(t)-1)}. \tag{1.84}$$

Ceci donne, pour des valeurs typiques en photoproduction pour les mésons ρ, ω et ϕ de $b \sim 10$ GeV^{-2} et en utilisant la paramétrisation (1.30) pour la trajectoire du Pomeron, une dépendance en l'énergie de de la forme :

$$\sigma_{\gamma p\to Vp} \;\propto\; W^{4(\langle\alpha_{I\!P}(t)\rangle-1)} \;\approx\; W^{0.22}. \tag{1.85}$$

Ce résultat est en accord avec les mesures des sections efficaces de photoproduction des mésons ρ, ω et ϕ présentées à la figure 1.17a. Par contre, la dépendance en énergie mesurée dans le cas du méson J/ψ ($\sigma_{\gamma p\to J/\psi p} \propto W^{0.8}$) est incompatible avec l'échange d'un Pomeron "soft".

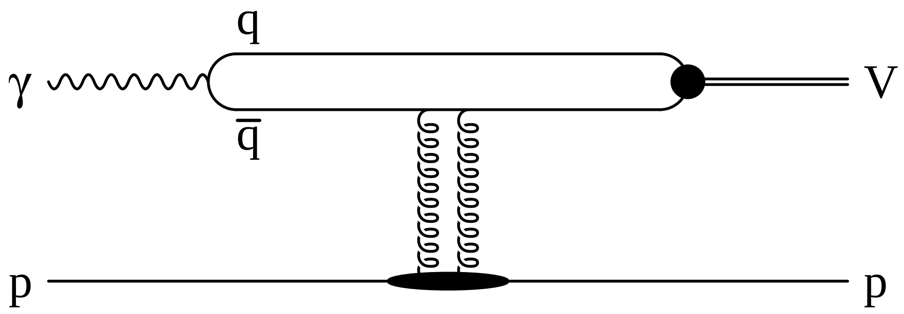


FIG. 1.21 – Diagramme de la production diffractive de mésons vecteurs dans une approche perturbative de la QCD. Seule l'une des quatre possibilités d'attacher les deux gluons à la paire $q\bar{q}$ est représentée.

1.4.3 Modèles basés sur la chromodynamique quantique

Nous présentons maintenant l'approche perturbative de la théorie QCD, qui permet de décrire la dépendance "dure" en énergie de la section efficace observée pour la production de mésons J/ψ et pour les mésons légers à grand Q^2. Afin de pouvoir envisager un développement perturbatif en puissance de α_s pour résoudre les équations de la théorie QCD, une échelle "dure" est nécessaire. Dans le cas de la production diffractive de mésons J/ψ celle-ci est fournie par la masse du quark charme m_c. Une approche perturbative de la théorie QCD (pQCD) est également possible aux grandes valeurs de Q^2 pour les mésons vecteurs légers (ρ, ω et ϕ).

L'interaction $\gamma^{(*)}p \to Vp$ fait intervenir des états liée hadroniques qui ne peuvent être traités comme des objets perturbatifs : les protons incident et diffusé et le méson vecteur (V). Il est cependant possible de factoriser les parties perturbative et non-perturbative, et de traiter les parties non-perturbatives par une approche phénoménologique. Ainsi, dans le référentiel au repos du proton, la réaction $\gamma^{(*)}p \to Vp$ peut être vue comme la succession de trois processus séparés dans le temps (voir figure 1.21) :

1. la fluctuation du photon en un système partonique, dont l'état le plus simple est une paire quark et anti-quark $q\bar{q}$ formant un dipôle de couleur. Cette fluctuation a lieu bien avant l'interaction proprement dite, dans un temps donnée par la formule (1.77).
2. l'interaction de la paire $q\bar{q}$ avec le proton, qui a lieu sur une échelle de temps courte, caractéristique des interactions fortes, correspondant à une distance inférieure à la taille du proton.
3. la formation après l'interaction du méson vecteur à partir de la paire $q\bar{q}$. Ce processus a lieu sur une échelle de temps caractéristique des processus d'hadronisation, c'est-à-dire longtemps après l'interaction, compte tenu de la dilatation relativiste du temps.

L'amplitude de transition $\gamma^{(*)}p \to Vp$ s'écrit dès lors comme :

$$\mathcal{M}_{\gamma^{(*)}p\to Vp} \;=\; \Psi^{\gamma}_{q\bar{q}} \otimes T_{q\bar{q}+p} \otimes \Psi^{V}_{q\bar{q}}, \qquad (1.86)$$

où $\Psi^{\gamma}_{q\bar{q}}$ est la fonction d'onde du photon, donnant l'amplitude de la fluctuation du photon en un paire $q\bar{q}$, $T_{q\bar{q}+p}$ est l'amplitude de diffusion de la paire $q\bar{q}$ sur le proton et $\Psi^{V}_{q\bar{q}}$ est la fonction d'onde du méson vecteur, donnant l'amplitude pour la paire $q\bar{q}$ de former un méson vecteur V.

Collins, Frankfurt et Strikman [64] ont démontré la factorisation pour la production de mésons vecteurs par des photons polarisés longitudinalement aux grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 \gg$

Λ^2_{QCD}). Par contre, l'amplitude de production de mésons vecteurs par des photons polarisés transversalement présente *a priori* une divergence en $z(1-z)$, où z la fraction de l'impulsion longitudinale du photon emportée par l'un des quarks. L'approche perturbative est cependant utilisable dans ce cas dans l'hypothèse ou il n'y a pas recouvrement avec la fonction d'onde du méson vecteur dans cette région [65–67].

L'amplitude $T_{q\bar{q}+p}$ est modélisée au premier ordre par l'échange de deux gluons. Le couplage des deux gluons au proton peut être identifié à la densité de gluons dans le proton à l'approximation des logarithmes dominants [68]. La section efficace de production de mésons vecteurs $\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp$ est dès lors proportionnelle au carré de la densité de gluons : $|xG(x,K^2)|^2$ où K^2 est l'échelle à laquelle le proton est sondé. La densité de gluons augmentant rapidement en fonction de K^2 à petit x, c'est-à-dire à grand W (voir section 1.2.3), la section efficace $\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp$ présente une dépendance “dure” en l'énergie disponible dans le centre de masse.

L'un des premiers modèles fût proposé par Ryskin en 1992 [68] pour calculer la section efficace longitudinale de production de mésons J/ψ en électroproduction dans l'approximation des logarithmes dominants en Q^2. La production diffractive de mésons ρ à grand Q^2 a été étudiée par divers auteurs [65–67, 69–72] qui prédisent une dépendance “dure” de la section efficace en l'énergie disponible dans le centre de masse γ^*p.

La plupart des modèles prédisent un rapport des sections efficaces longitudinale et transverse de la forme $R = \sigma_L/\sigma_T \propto Q^2/M_V^2$. Une telle dépendance linéaire en Q^2 n'est cependant pas observée dans les données. Plusieurs approches permettent de résoudre ce problème. Par exemple, Martin *et al.* [65] attribuent l'évolution de R en Q^2 à des effets d'ordre supérieur dans la fonction d'onde du méson vecteur qui ne sont pas pris en compte. Leur calcul est basé sur l'hypothèse de la dualité entre hadrons et partons c'est-à-dire la production d'une paire de quarks ouverte moyennée dans un fenêtre de masse autour de celle du méson vecteur considéré. Ils trouvent la formule approchée suivante :

$$R = \frac{Q^2}{M^2}\left(\frac{\gamma}{1+\gamma}\right)^2, \tag{1.87}$$

où M est la masse invariante de la paire $q\bar{q}$ et γ est la densité anomale des gluons, définie par :

$$\gamma = \frac{\mathrm{d}\ln(xG(x,K^2))}{\mathrm{d}\ln K^2}. \tag{1.88}$$

La dépendance en Q^2 de γ permet d'atténuer la croissance de R. Une approche en partie semblable est proposée par Ivanov et Kirschner [66] ; celle de Nikolaev *et al.* [67] invoque le mélange entre une onde S et une onde D au sein de la fonction d'onde du méson vecteur ; pour leur part Royen et Cudell [71] prédisent un aplatissement du rapport R en fonction de Q^2 dù à la virtualité du quark “spectateur” de la paire.

Prenant en compte le mouvement de Fermi des quarks de la paire, Ivanov et Kirscner [66], Royen et Cudell [71] et Kuraev *et al.* [72] prédisent la violation de l'hélicité dans le canal s avec les dépendances en t suivantes [2] :

- une absence de dépendance en t pour le rapport des amplitudes sans changement d'hélicité T_{11}/T_{00} ;

---

[2] Les modèles plus anciens [65,68–70] ne prennent en compte que les amplitudes avec conservation de l'hélicité et se limitent à des prédictions en $t = 0$.

- une dépendance en $\sqrt{|t|}$ pour le rapport des amplitudes avec changement simple d'hélicité sur celles sans changement d'hélicité T_{01}/T_{00} et T_{10}/T_{00} ;
- une dépendance linéaire en t pour le rapport des amplitudes avec changement double d'hélicité sur celles sans changement d'hélicité T_{1-1}/T_{00}.

Intuitivement, ces dépendances proviennent de la nécessité d'avoir un transfert du moment angulaire ($\propto \sqrt{|t|}$) afin de modifier l'hélicité. Ces trois modèles prédisent également à grand Q^2 la hiérarchie des amplitudes d'hélicité suivante :

$$T_{00} > T_{11} > T_{01} > T_{10} > T_{1-1}. \tag{1.89}$$

Les différents modèles sont affectés d'incertitudes quand au choix d'une paramétrisation phénoménologique de la fonction d'onde du méson vecteur. Ils diffèrent également par le choix de l'échelle K^2 à laquelle la densité de gluons dans le proton est prise, en général $z(1-z)(Q^2+M_V^2) \lesssim \frac{1}{4}(Q^2+M_V^2)$ au premier ordre, mais ce choix peut être affecté par les ordres supérieurs.

1.5 Corrections radiatives et simulation par Monte-Carlo

Dans cette section, nous considérons les corrections radiatives électromagnétiques. Nous présentons ensuite le programme de simulation de la production diffractive de mésons vecteurs (Monte-Carlo DIFFVM) ainsi que le travail effectué afin d'y inclure les corrections radiatives.

1.5.1 Corrections radiatives

Jusqu'à présent dans ce chapitre, nous avons considéré la section efficace de production diffractive de mésons vecteurs à l'approximation du premier ordre non nul de l'électrodynamique quantique, c'est-à-dire à l'ordre α_{em}^2. Par convention, c'est cette section efficace, appelée section efficace au niveau de Born (σ_{Born}), qui est extraite des données. Il est donc nécessaire de s'y ramener à partir de la section efficace observée (σ_{obs}) en soustrayant les corrections radiatives dues aux ordres supérieures de l'électrodynamique quantique (C_{rad}) :

$$\sigma_{Born} \;=\; \sigma_{obs}\,(1 - C_{rad}). \tag{1.90}$$

Dans la pratique, il est suffisant de ne considérer que les corrections d'ordre α_{em}^3, qui sont de quatre types :

- les corrections à la branche leptonique, correspondant aux diagrammes avec radiation d'un photon à partir de l'électron incident (figure 1.22a) ou de l'électron diffusé (figure 1.22b), ainsi que la correction de vertex (figure 1.22c) ;
- les corrections à la branche quarkonique, correspondant aux diagrammes avec radiation d'un photon à partir du quark incident (figure 1.22d) ou du quark diffusé (figure 1.22e), ainsi que la correction de vertex (figure 1.22f) ;
- l'échange de deux photons entre les branches leptonique et quarkonique (figure 1.22g ainsi que le diagramme croisé) ;
- les corrections de polarisation du vide du photon échangé (figure 1.22h).

Remarquons que les processus de radiation de photon à partir des électrons incident et diffusé ne peuvent être séparés l'un de l'autre, les diagrammes correspondant interférant entre eux. Cette remarque s'applique également aux radiations de photons par les quarks. D'autre part, les corrections de vertex respectives permettent d'annuler les divergences infrarouges dues à la radiation de photons mous. Les diagrammes 1.22c, 1.22f, 1.22g et 1.22h sont d'ordre α_{em}^2 et contribuent aux corrections radiatives d'ordre α_{em}^3 à la section efficace au travers de leur interférence avec le diagramme au niveau de Born.

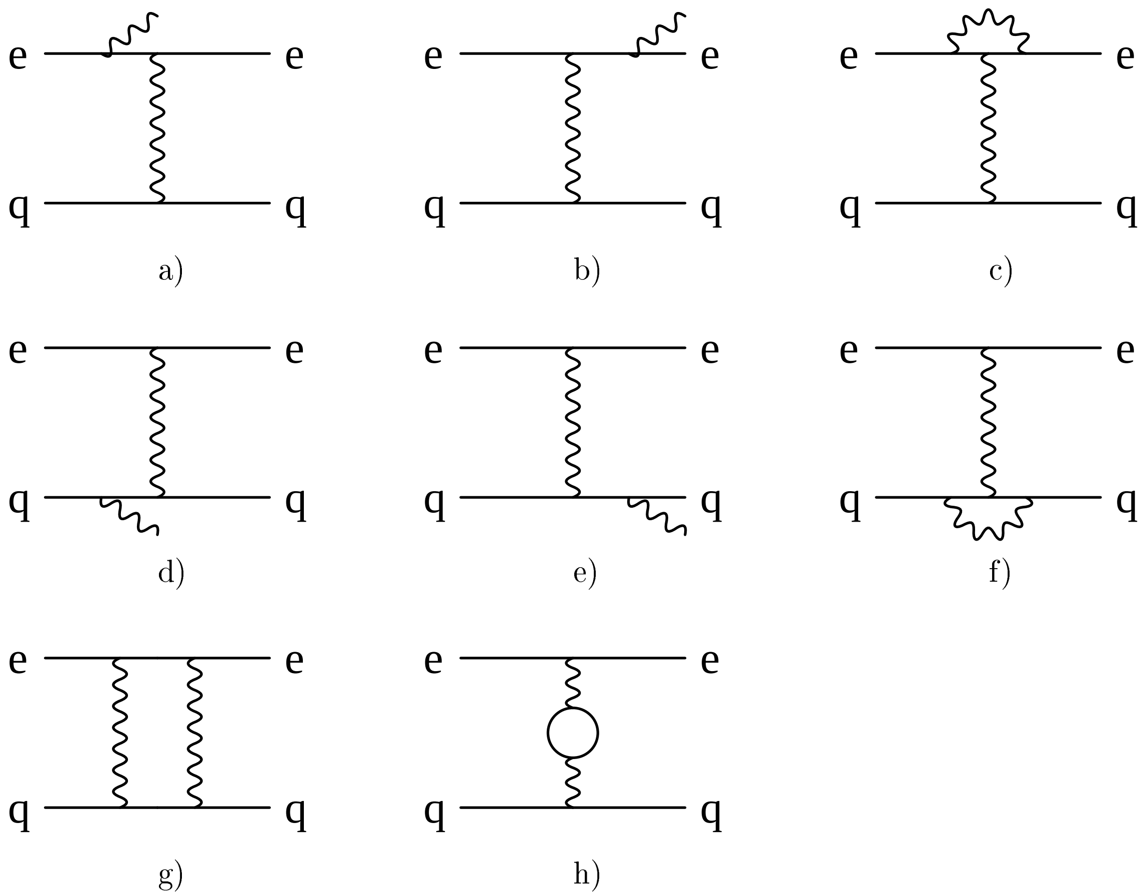


FIG. 1.22 – Diagrammes contribuant aux corrections radiatives à l'ordre α_{em}^3 dans les interactions électron-quark : a) radiation d'un photon réel à partir de l'électron incident ; b) radiation d'un photon réel à partir de l'électron diffusé ; c) correction virtuelle au vertex leptonique ; d) radiation d'un photon réel à partir du quark incident ; e) radiation d'un photon réel à partir du quark diffusé ; f) correction virtuelle au vertex quarkonique ; g) échange de deux photons entre les branches leptonique et quarkonique (le diagramme croisé doit également être considéré) ; h) correction de polarisation du vide du photon échangé.

Les corrections radiatives les plus importantes proviennent [73] de l'émission de photons réels à la branche leptonique, de la correction de vertex leptonique et de la correction de polarisation du vide. Les corrections à la branche leptonique faussent l'estimation de la cinématique lorsqu'un photon dur, c'est-à-dire d'énergie de quelques GeV, est émis. La correction de polarisation du vide modifie le propagateur du photon échangé, ce qui a comme conséquence de diminuer la section efficace. Les autres contributions peuvent être négligées dans la suite.

Les corrections radiatives à l'ordre α_{em}^3 à la section efficace peuvent être estimées à l'aide du programme HERACLES [74] qui permet de générer, à partir d'une paramétrisation des fonctions de structure du proton exprimées en termes de densités de quarks et de gluons, les sections efficaces ep à l'ordre α_{em}^2 (σ_{Born}) et à l'ordre α_{em}^3 ($\sigma_{\alpha_{em}^3}$). La correction radiative est dès lors estimée par :

$$1 - C_{rad} \quad = \quad \frac{\sigma_{Born}}{\sigma_{\alpha_{em}^3}}. \tag{1.91}$$

Dans la suite, nous décrivons l'interface réalisée afin d'intégrer le programme HERACLES au programme de simulation standard de la production diffractive de mésons vecteurs.

1.5.2 Simulation de la production diffractive de mésons vecteurs

Afin de corriger les données pour les effets liés au détecteur et les corrections radiatives, nous utilisons une version modifiée du programme de simulation de la production diffractive de mésons vecteurs DIFFVM [75]. Ces modifications comprennent l'interface avec le programme HERACLES de simulation des corrections radiatives et l'ajout du terme d'interférence entre les sections efficaces longitudinale et transverse.

Le programme de simulation de la production de mésons vecteurs est basé sur le modèle de la dominance mésovectorielle, dans lequel l'électron incident émet un photon qui fluctue en un méson vecteur virtuel interagissant diffractivement avec le proton. L'interaction diffractive est décrite dans le cadre de la théorie de Regge par l'échange d'un Pomeron, l'échange de Reggeon pouvant être négligé à haute énergie ($W \gtrsim 10$ GeV). La section efficace ep s'écrit dès lors en termes des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse comme :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^3\sigma_{ep}}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} &= \Gamma(y,Q^2)\ \left(\sigma^T_{\gamma^* p} + \varepsilon\sigma^L_{\gamma^* p}\right) \\ &= \Gamma(y,Q^2)\ \left(1 + \varepsilon R(Q^2)\right)\ \sigma^T_{\gamma^* p}, \end{aligned} \tag{1.92}$$

où $\Gamma(y, Q^2)$ est le flux de photons virtuels transverses défini comme :

$$\Gamma(y,Q^2) \quad = \quad \frac{\alpha_{em}}{\pi Q^2}\,\frac{1 + \left(1 - \frac{y^2}{2}\right)}{y}, \tag{1.93}$$

ε est le paramètre de polarisation donné par la formule (1.62) et R le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse.

Afin de reproduire la saturation observée à grand Q^2 dans les données, une paramétrisation phénoménologique du rapport $R(Q^2)$ est utilisée :

$$R(Q^2) \quad = \quad \frac{\xi\frac{Q^2}{m_V^2}}{1 + \xi\chi\frac{Q^2}{m_V^2}}, \tag{1.94}$$

où ξ et χ sont des paramètres libres choisis par l'utilisateur. Dans le cas où $\chi = 0$, cette paramétrisation se réduit à la formule (1.81) du modèle VDM.

Les dépendances en Q^2 et W de la section efficace γp transverse ($\sigma^T_{\gamma p}$) sont paramétrisées en s'inspirant du modèle VDM. Afin de générer des événements de production diffractive de mésons vecteurs incluant les corrections radiatives de l'électrodynamique quantique, l'équivalent en terme de la fonction de structure F_2 de la paramétrisation suivante de la section efficace est fournie au programme HERACLES :

$$\sigma_{\gamma p}(Q^2,W) \;=\; \Gamma(y,Q^2)\,\left(1+\varepsilon R(Q^2)\right)\,\frac{1}{\left(1+\frac{Q^2}{m_V^2}\right)^n}\,W^{4(\alpha_{I\!P}(0)-1)}, \tag{1.95}$$

où n et $\alpha_{I\!P}(0)$ sont des paramètres libres choisis par l'utilisateur.

Les autres dépendances sont ensuite générées par le programme DIFFVM à partir du couple de variables cinématiques (Q^2,W) généré par HERACLES. La dépendance en t est prise suivant une exponentielle, la pente étant un paramètre libre. La masse invariante du méson vecteur produit est générée suivant une distribution de Breit-Wigner.

Dans le cas de la production de mésons vecteurs avec dissociation du proton, le générateur DIFFVM paramétrise la dépendance de la section efficace en la masse du système dissociatif M_Y comme :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M_Y^2} \;\propto\; \frac{f(M_Y^2)}{M_Y^{2(1+\epsilon)}}, \tag{1.96}$$

où la fonction $f(M_Y^2)$ permet de décrire les résonances dans la région des petites masses ($M_Y^2 \lesssim 3.6$ GeV^2). Cette fonction est obtenue par un ajustement aux mesures réalisées dans le cas des interactions diffractives proton-deutéron [1]. Le paramètre ϵ peut être choisi par l'utilisateur mais est en théorie lié à l'intercept du Pomeron : $\epsilon = \alpha_{I\!P}(0) - 1$. La fragmentation et l'hadronisation du système dissociatif Y sont réalisées à l'aide du programme JETSET [76]. Remarquons que lorsque le proton est dissocié, la limite cinématique inférieure sur la variable t ne peut être négligée et est approximativement de :

$$t_{min} \;\simeq\; \frac{(m_V^2+Q^2)\;(M_Y^2-m_p^2)}{W^2}. \tag{1.97}$$

Le programme DIFFVM dans sa version originale simule la désintégration des mésons vecteurs vers les canaux à deux branches dans l'approximation SCHC, en négligeant le terme d'interférence entre les sections efficaces longitudinale et transverse, c'est-à-dire suivant la formule :

$$W(\cos\theta^*) \;=\; \frac{3}{4}\left(1-r_{00}^{04}+(3r_{00}^{04}-1)\cos^2\theta^*\right), \tag{1.98}$$

les distributions des angles ϕ et φ étant prises isotrope. Dans la version utilisée dans ce travail, nous avons réintroduit le terme d'interférence et la formule (1.72) est utilisée.

Le programme de simulation permet de générer des événements dans une région de l'espace des phases définie par des limites inférieures et supérieures sur les variables cinématiques Q^2, x et y ainsi que des bornes inférieures en W et en l'énergie de l'électron. Dans ce travail nous utilisons le programme DIFFVM afin de simuler les productions diffractives de mésons ρ, ρ', ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, dans deux domaines en Q^2 différents. Les principaux paramètres d'entrée du programme, choisis d'après des résultats antérieurs pour la production de mésons ρ [32, 33] sont repris aux tables 1.1 et 1.2 suivant les deux domaines en Q^2 étudiés dans la suite. Pour les autres mésons vecteurs, nous utilisons des paramètres identiques.

	paramètres	valeurs
cinématique	W_{min}	10 GeV
	${Q^2}_{min}$	0.04 GeV^2
	${Q^2}_{max}$	0.8 GeV^2
	y_{min}	0.0006
	y_{max}	1
	x_{min}	0.00001
	x_{max}	0.5
section efficace	$\sigma(Q^2) \propto (Q^2 + m_V^2)^{-n}$	n=2.4
	$\sigma(W) \propto W^{4\epsilon}$	ϵ=0.08
	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto exp(bt)$	b_{el}=9.0
		b_{pdiss}=2.5
polarisation	$R=\frac{\xi Q^2/m_\rho^2}{1+\xi\chi Q^2/m_\rho^2}$	ξ=0.3
		χ=0.07
	Interférence	$\cos\delta = 0.90$

TAB. 1.1 – Liste des valeurs choisies pour les principaux paramètres d'entrée du programme de simulation par Monte-Carlo de la production diffractive de mésons ρ aux petites valeurs de Q^2 ($Q^2 \sim 0.5$ GeV^2) pour les canaux élastique (*el*) et avec dissociation du proton (*pdiss*).

	paramètres	valeurs
cinématique	W_{min}	30 GeV
	${Q^2}_{min}$	2.5 GeV^2
	${Q^2}_{max}$	150 GeV^2
	y_{min}	0.0006
	y_{max}	1
	x_{min}	0.00001
	x_{max}	0.5
section efficace	$\sigma(Q^2) \propto (Q^2 + m_V^2)^{-n}$	n=2.4
	$\sigma(W) \propto W^{4\epsilon}$	ϵ=0.25
	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto exp(bt)$	b_{el}=5.0
		b_{pdiss}=2.5
polarisation	$R=\frac{\xi Q^2/m_\rho^2}{1+\xi\chi Q^2/m_\rho^2}$	ξ=0.3
		χ=0.07
	Interférence	$\cos\delta = 0.90$

TAB. 1.2 – Liste des valeurs choisies pour les principaux paramètres d'entrée du programme de simulation par Monte-Carlo de la production diffractive de mésons ρ aux grandes valeurs de Q^2 ($2 < Q^2 < 100$ GeV^2) pour les canaux élastique (*el*) et avec dissociation du proton (*pdiss*).

Chapitre 2

Le collisionneur HERA et l'expérience H1

Dans ce chapitre, après une brève description du collisionneur HERA [1], le détecteur H1 est présenté dans sa configuration au cours de l'année 2000. L'accent est mis sur les parties du détecteur pertinentes pour l'analyse de la production diffractive de mésons ρ.

2.1 Le collisionneur électron-proton HERA

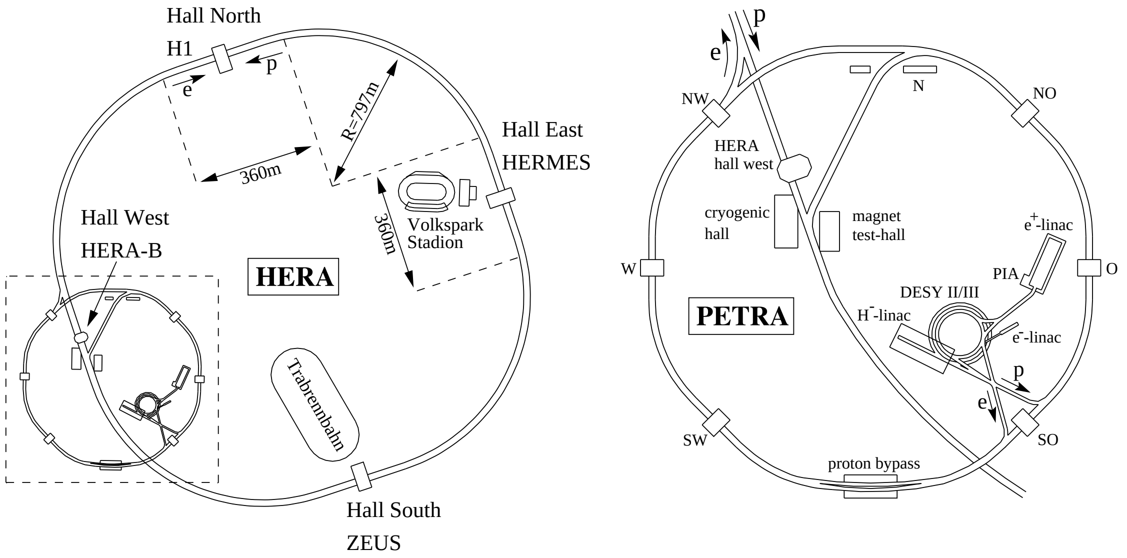


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs à DESY.

Le collisionneur électron-proton HERA, situé au laboratoire DESY [2] à Hambourg, est entré en fonctionnement fin 1992. Il permet d'accélérer un faisceau d'électrons (ou de positrons [3]) à

---

[1] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

[2] **D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron

[3] Pendant l'année 2000, le faisceau utilisé était un faisceau de positrons, qui permet d'obtenir une luminosité plus élevée que pour les électrons, dont le faisceau est affecté par la présence d'ions positifs résiduels dans le tube à vide.

une énergie de 27.5 GeV et un faisceau de protons à une énergie de 920 GeV (820 GeV jusqu'en 1997). L'énergie dans le centre masse *ep* est dès lors de 318 GeV (300 GeV jusqu'en 1997), ce qui correspond à plus de dix fois l'énergie obtenue dans les expériences antérieures sur cibles fixes.

La figure 2.1 présente une vue d'ensemble du complexe d'accélérateurs à DESY[4]. Les deux tubes à vide constituant HERA sont localisés dans un tunnel quasi-circulaire situé à environ 20 m sous le niveau du sol et ayant une longueur de 6.3 km. Les électrons sont successivement amenés à des énergies de 500 MeV, 7 GeV et 12 GeV suite à leur passage par un pré-accélérateur linéaire (LINAC) et deux pré-accélérateurs circulaires (DESY II et PETRA). Les protons sont produits à partir d'une source d'ions H^- et sont ensuite accélérés dans les anneaux DESY III (à 7.5 GeV) et PETRA (à 40 GeV). Les électrons et les protons sont alors injectés en paquets de 10^{10} à 10^{11} particules dans HERA et y sont amenés à l'énergie finale par une série de cavités radio-fréquences. Ces dernières servent également, dans le cas du faisceau d'électrons, à compenser la perte d'énergie par rayonnement synchrotron. Le guidage des faisceaux est assuré par un ensemble d'aimants dipolaires et quadrupolaires.

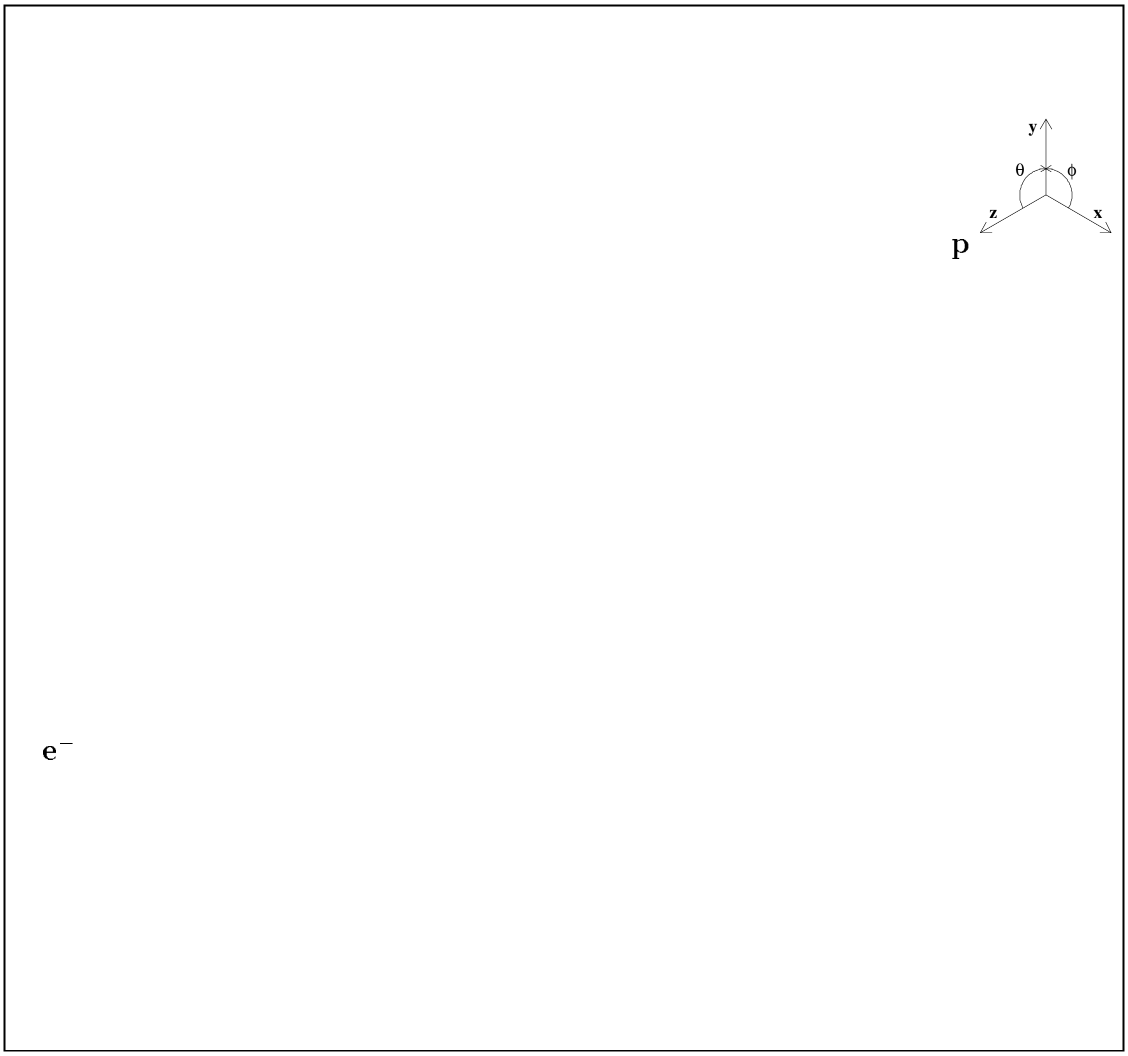
Les paquets de protons et d'électrons se croisent toutes les 96 ns, ce qui correspond à un total de 220 paquets. Environ 175 d'entre eux sont à la fois remplis par des protons et des électrons, les autres restant non appariés. Ces derniers constituent les paquets "pilotes" qui permettent d'étudier les bruits de fond intrinsèques produits par les faisceaux de protons et d'électrons dans le détecteur, suite notamment au rayonnement synchrotron et aux interactions sur les ions du gaz résiduel présent dans le tube à vide. Les paquets de protons ont une structure longitudinale composée d'un paquet central accompagné de deux paquets "satellites" situés à ± 5 ns. Pendant l'année 2000, des courants de 40 mA pour les électrons et de 50 mA pour les protons ont été obtenus, ce qui correspond à une luminosité instantanée de $1.5\,10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

Les faisceaux de protons et d'électrons interagissent dans les halls nord et sud, où sont installés les détecteurs multifonctions H1 et ZEUS. En plus, les halls est et ouest abritent deux expériences sur cible fixe. Dans le hall est, le détecteur HERMES étudie les interactions du faisceau d'électrons polarisés avec une cible de gaz polarisé (H_2, D_2, He). Le but principal de cette expérience est la mesure des contributions au spin des nucléons dues aux quarks, aux gluons et à leur moment angulaire. Dans le hall ouest, l'expérience HERA-B étudie les interactions entre les protons situés à la périphérie du faisceau et une cible constituée de fils tendus à l'intérieur du tube à vide. Le spectromètre fut achevé au début de l'année 2000 et les premières données ont permis de mesurer la section efficace pour la réaction $pN \to b\bar{b}X$. Le programme de HERA-B comprend également l'étude de la suppression de la production de charmonium (mésons J/ψ, ψ' et χ_c) dans la matière nucléaire.

En octobre 2000, la prise de données a été arrêtée afin de procéder à des modifications importantes de l'accélérateur HERA et des expériences, en vue d'obtenir une augmentation de la luminosité et de mettre à la disposition de toutes les expériences un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement. La partie principale de ce travail a été achevée en août 2001 et l'accélérateur a été remis en fonction. Les premières collisions entre paquets d'électrons et de protons pour cette deuxième phase de HERA ont été obtenues au milieu de l'année 2002.

---

[4] L'anneau de stockage DORIS servant à la production de rayonnement synchrotron n'est pas représenté.



$\boxed{1}$ Beam pipe and beam magnets
$\boxed{2}$ Central tracking device
$\boxed{3}$ Forward tracking device
$\boxed{4}$ Electromagnetic LAr calorimeter
$\boxed{5}$ Hadronic LAr calorimeter
$\boxed{6}$ Superconducting coil (1.15 T)
$\boxed{7}$ Compensating magnet
$\boxed{8}$ Helium supply for $\boxed{7}$
$\boxed{9}$ Muon chambers
$\boxed{10}$ Instrumented iron yoke
$\boxed{11}$ Forward muon toroid
$\boxed{12}$ Backw. calorimeter (SPACAL)
$\boxed{13}$ PLUG calorimeter
$\boxed{14}$ Concrete shielding
$\boxed{15}$ Liquid argon cryostat

FIG. 2.2 – Vue générale du détecteur H1.

2.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1 [77] doit remplir plusieurs fonctions afin d'exploiter au mieux le potentiel de physique accessible dans les interactions électrons-protons à très haute énergie. Un calorimètre avec une résolution élevée est nécessaire afin d'assurer l'identification et la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, à partir duquel la cinématique des interactions de type courant neutre ($ep \to eX$) est reconstruite. De plus, une bonne herméticité et une fine granularité sont impératives afin d'étudier les états finaux hadroniques et, dans le cas des interactions de type courant chargé ($ep \to \nu X$), d'assurer une bonne mesure de la balance en énergie transverse. L'étude détaillée de l'état final hadronique requiert la reconstruction des trajectoires des particules chargées par un ensemble de trajectographes, placés dans un champ magnétique permettant la mesure de la courbure des traces, qui donne accès à leur impulsion. Les saveurs lourdes des quarks et la physique "exotique" correspondent à des processus où des muons sont produits dans l'état final, leur détection étant assurée par des détecteurs situés à l'extérieur du calorimètre et de l'aimant. Enfin, une partie des particules émises à très petit angle par rapport à la direction des faisceaux est détectée dans des dispositifs situés à l'extérieur du détecteur principal.

La figure 2.2 présente une vue d'ensemble du détecteur H1. Dans le tube à vide $\boxed{1}$, les électrons arrivent par la gauche et les protons par la droite. Le système de coordonnées utilisé, dont l'origine est au point d'interaction nominal, est défini de sorte que l'axe z corresponde à l'axe des faisceaux, avec les coordonnées z positives du côté du faisceau de protons sortant. L'axe x est horizontal et dirigé vers le centre de l'accélérateur tandis que l'axe y est vertical et dirigé vers le haut. L'angle polaire θ est mesuré par rapport l'axe $z > 0$, c'est-à-dire la direction du faisceau de protons sortant. Dans la suite, les directions "avant" et "arrière" désignent respectivement les valeurs positives et négatives de l'axe z et l'expression "transverse" s'entend pour le plan perpendiculaire à la direction des faisceaux.

Autour du point d'interaction on trouve une première couche de trajectographes composés de détecteurs au silicium situés tout contre le tube à vide. Ensuite viennent les trajectographes central $\boxed{2}$ et avant $\boxed{3}$, qui sont entourés par un système de calorimètres. Un calorimètre à Argon Liquide $\boxed{4}$ et $\boxed{5}$ (LAr) couvre les régions avant et centrale tandis que le calorimètre SpaCal $\boxed{12}$ couvre la région arrière. Ces deux calorimètres sont divisés en une partie électromagnétique et une partie hadronique. Un calorimètre électromagnétique (VLQ) situé juste derrière le SpaCal permet de mesurer les électrons diffusés à très grand angle polaire (petites valeurs de Q^2) ; installé en 1997, il n'est pas représenté sur la figure. L'ensemble se situe dans un aimant supraconducteur $\boxed{6}$ qui délivre un champ magnétique homogène de 1.15 T dans la direction parallèle au tube à vide. Le fer de retour de l'aimant $\boxed{10}$ contient des chambres à dard permettant l'identification des muons. Il est également équipé de détecteurs analogiques assurant la mesure de l'énergie déposée par les queues de gerbes hadroniques qui n'ont pas été complètement absorbées dans le calorimètre LAr. Dans la direction avant, on trouve un calorimètre bouchon $\boxed{13}$ (PLUG) et un spectromètre à muons $\boxed{11}$ composé d'un aimant toroïdal et de chambres à dérive. A environ 23 m du point d'interaction dans la direction avant, un ensemble de scintillateurs entourant le tube à vide permet de détecter les débris du proton s'échappant du détecteur central. De plus quatre détecteurs placés à l'intérieur du tube à vide (Pots Romains) et situés en $z = +63$ m, +80, +81 et $z = +90$ m assurent la détection (avec une faible acceptance) des protons émergeant intacts des interactions diffractives. Un calorimètre hadronique situé en $z = +100$ m sert à identifier les neutrons émis dans la direction du faisceau. A l'arrière, un ensemble de calorimètres électromagnétiques situés entre $z = -8$ m et $z = -44$ m ("Electron Tagger") permet de mesurer l'énergie des électrons diffusés en photoproduction, grâce à l'effet de spectromètre des aimants. Un détecteur de photons situé en $z = -92$ m assure la détection des photons émis quasi-colinéairement au faisceau. Ces deux derniers détecteurs sont notamment utilisés pour la mesure de la luminosité grâce à l'étude des interactions de Bremsstrahlung.

Les composantes importantes pour l'analyse de la production diffractive de mésons ρ sont décrites plus en détail ci-dessous.

2.2.1 Les trajectographes

La reconstruction des traces de particules chargées dans la région centrale est basée sur deux grandes chambres à dérive concentriques CJC1 et CJC2 (fig. 2.3) ayant une longueur de 2.2 m et couvrant un domaine angulaire allant de 20° à 160° avec une couverture azimutale complète. Les chambres CJC1 et CJC2 ont respectivement un rayon interne de 20.3 cm et 53 cm et un rayon externe de 45.1 cm et 84.4 cm. Les fils de ces deux chambres sont disposés parallèlement au tube à vide et sont regroupés en 30 cellules de 24 fils dans la CJC1 et en 60 cellules de 32 fils dans la CJC2. Les cellules sont inclinées d'un angle d'environ 30° par rapport à la direction radiale. Les points des trajectoires sont reconstruits avec une précision de $170\,\mu$m dans la direction de dérive (plan r, ϕ) et de 2.2 cm en z, par la comparaison des charges collectées aux deux extrémités des fils.

La résolution en z est fortement améliorée grâce à deux chambres à dérive supplémentaires (CIZ et COZ), de faible épaisseur formées d'une double couche de cellules dont les fils sont disposés perpendiculairement au tube à vide. La chambre CIZ est située à l'intérieur de la chambre CJC1 tandis que la chambre COZ se trouve entre les chambres CJC1 et CJC2. L'utilisation de ces chambres permet d'obtenir une résolution en z de typiquement $300\,\mu$m.

Le champ magnétique homogène de 1.15 T produit par l'aimant supraconducteur courbe la trajectoire des particules chargées, ce qui permet de mesurer l'impulsion transverse des traces avec une résolution relative de $\sigma(p_T)/p_T < 0.01\,p_T/\mathrm{GeV}$.

Enfin, deux chambres proportionnelles multifils, CIP et COP, placées respectivement à l'intérieur de CIZ et COZ et ayant un temps de réponse inférieur au temps de croisement des faisceaux, sont utilisées dans le système de déclenchement de l'acquisition des données. Les cathodes de lecture de ces deux chambres sont divisées en cellules et constituent pour chaque détecteur deux couches de détection.

Le trajectographe avant couvre la région angulaire $7° < \theta < 25°$ (fig. 2.3) et est constitué de trois modules comportant chacun deux chambres à dérive, permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées, ainsi qu'une chambre proportionnelle (FPC) intégrée dans le système de déclenchement de l'acquisition de données. Les segments de trace reconstruits dans le trajectographe avant sont combinés avec ceux du trajectographe central lors de la reconstruction des données.

2.2.2 Les calorimètres

Le calorimètre à argon liquide

Le calorimètre à argon liquide LAr [78], couvrant le domaine angulaire $4° < \theta < 154°$, est plongé dans un cryostat équipé d'un système de refroidissement à l'azote liquide permettant de

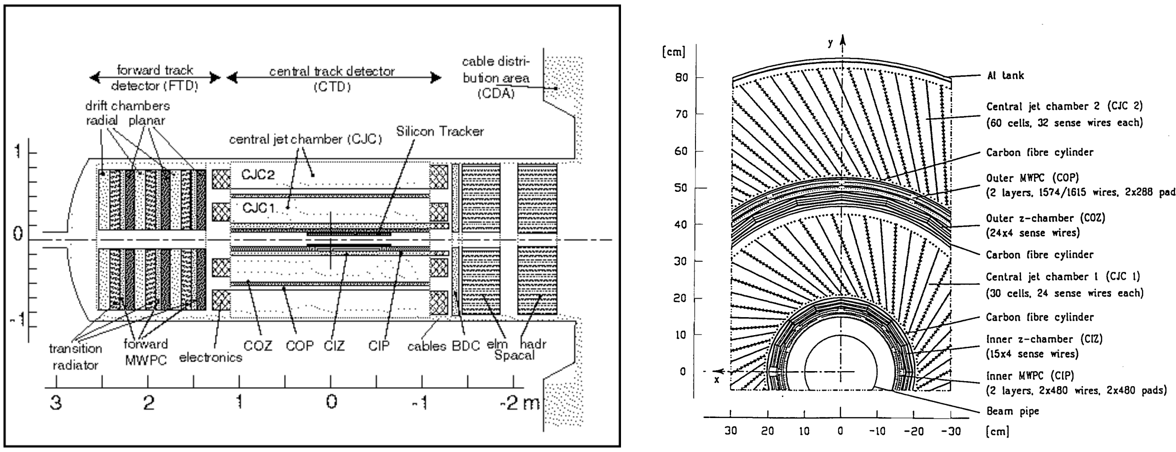


FIG. 2.3 – Le trajectographe du détecteur H1.

maintenir une température de 90° K. L'ensemble du calorimètre, à symétrie sphérique, est composé de huit roues, chacune scindée en huit octants (fig. 2.4). Les six roues centrales sont divisées en une partie électromagnétique et un partie hadronique, tandis que la roue avant ne contient qu'une section hadronique et que la roue arrière ne contient qu'une section électromagnétique. La partie électromagnétique est composée de plaques absorbantes en plomb d'une épaisseur de 2.4 mm séparées par une couche active d'argon liquide de 2.35 mm. La haute tension appliquée de part et d'autre des couches actives fait dériver vers des circuits imprimés de lecture disposés sur les plaques de plomb les charges produites par ionisation de l'argon liquide lors du passage d'une particule chargée. Suivant l'angle polaire, l'épaisseur de la partie électromagnétique varie de 20 à 30 longueurs de radiation électromagnétique, soit 1 à 1.4 longueurs d'interaction pour les hadrons. La partie hadronique comporte des plaques en acier de 19 mm séparées par un double espace actif d'argon liquide de 2.4 mm. Au milieu de cet espace se trouve une plaque d'époxy équipée sur chaque face de circuits imprimés de lecture. Cette partie correspond à 5 à 8 longueurs d'interaction hadronique supplémentaires, selon l'angle polaire. La résolution en énergie pour les particules interagissant électromagnétiquement est de $\sigma(E)/E \simeq 11\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$ tandis que pour les hadrons elle est de $\sigma(E)/E \simeq 50\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 2\,\%$.

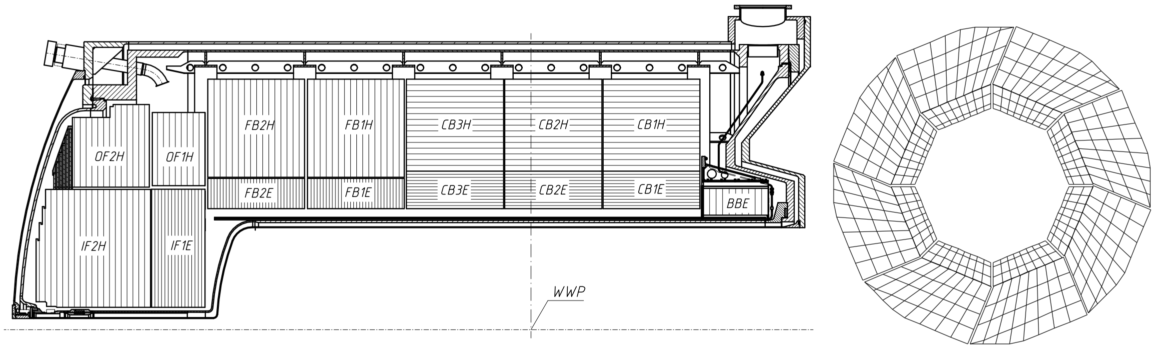


FIG. 2.4 – Le calorimètre à argon liquide du détecteur H1.

La segmentation longitudinale et transverse importante permet une distinction efficace entre les électrons ou les photons et les hadrons et une bonne résolution angulaire. Le calorimètre à argon liquide pouvant fonctionner en présence d'un champ magnétique intense, l'aimant supraconducteur a pu être placé autour de celui-ci, limitant ainsi la quantité de matériau mort traversée par les particules avant la mesure de leur énergie. Le nombre total de canaux de lecture est d'environ 45000.

Le calorimètre SpaCal

Le calorimètre arrière SpaCal [79] est situé à environ 1.5 m du point d'interaction nominal (fig. 2.5) et couvre la région angulaire $154^\circ < \theta < 178^\circ$. C'est un calorimètre à échantillonnage constitué de plaques de plomb absorbantes dans lesquelles sont insérées des fibres scintillantes actives. Le SpaCal est divisé en une partie électromagnétique et une partie hadronique, composées respectivement de cellules de $40.5 \times 40.5 \times 250\,\text{mm}^3$ et $119 \times 119 \times 250\,\text{mm}^3$. La lumière produite dans les fibres par les particules secondaires appartenant à la gerbe développée dans le plomb par l'interaction de la particule incidente est collectée pour chaque cellule par un photomultiplicateur. Dans la partie électromagnétique, la taille transversale des cellules est adaptée au rayon de Molière de 25.5 mm et la profondeur correspond à 28 longueurs de radiation. Une gerbe électromagnétique sera donc contenue essentiellement dans cette partie, et les pertes éventuelles sont négligeables. La résolution sur la mesure de l'énergie est de $(7.1 \pm 0.2)\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$ tandis que l'échelle d'énergie est connue avec une précision de 1.0% [80]. Grâce à la fine segmentation, la résolution spatiale obtenue est de 3 mm. Le SpaCal permet également une mesure du temps auquel l'énergie est déposée avec une résolution de l'ordre de 1 ns. Cette dernière propriété est utilisée dans le système de déclenchement de l'acquisition des données.

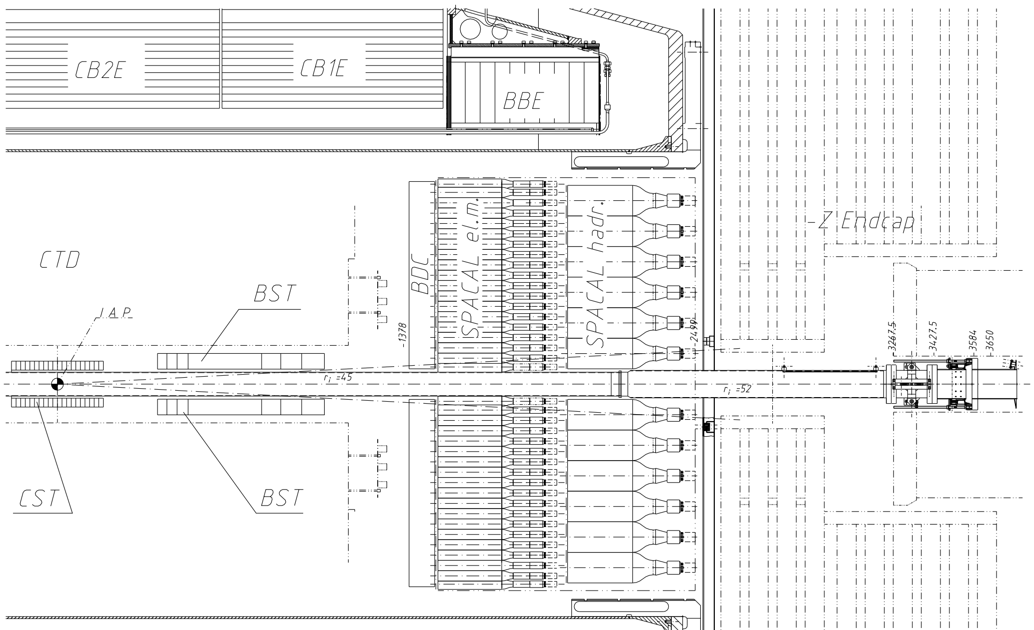


FIG. 2.5 – Vue longitudinale de la région arrière du détecteur H1 montrant les positions de la BDC et du SpaCal.

La chambre à dérive BDC, située entre le trajectographe central et le calorimètre SpaCal, couvre la région arrière entre $\theta = 153^\circ$ et $\theta = 177.5^\circ$. Elle permet de mesurer avec précision la position du point d'impact des particules chargées entrant dans le SpaCal et est donc essentielle pour déterminer l'angle polaire de l'électron diffusé. Elle consiste en quatre doubles plans comprenant chacun 32 cellules de dérive dont les fils sont disposés perpendiculairement à la direction du tube à vide. Ces plans sont divisés en 8 octants en ϕ et sont disposés suivant quatre orientations différentes, fournissant une résolution angulaire de l'ordre de 0.5 mrad pour des particules émises au point d'interaction nominal. Au total la chambre à dérive BDC comporte 2048 canaux de lecture.

Le VLQ

Le détecteur VLQ (Very Low Q^2) [81] permet de détecter les particules émises à très grand angle polaire ($178.5° < \theta < 179.3°$) et en particulier les électrons diffusés dans le domaine cinématique $0.15 < Q^2 < 0.8$ GeV^2. Il est placé à 3 m du point d'interaction dans la direction arrière. Le VLQ (fig. 2.6) est composé de deux modules, situés respectivement au-dessus et en-dessous du tube à vide. Chaque module comprend un trajectographe, un calorimètre électromagnétique et un plan de scintillateurs permettant la mesure du temps de vol. Le trajectographe ne fonctionnant pas convenablement, il ne peut être utilisé pour la présente analyse. Le calorimètre est constitué de plaques de tungstène entre lesquelles sont insérées des barres de matériau scintillant disposées suivant des orientations verticales et horizontales alternées d'un plan à l'autre. Les barres occupant les mêmes positions dans le plan x, y sont connectées à leurs deux extrémités à une diode de lecture commune. Cette technique permet d'obtenir une mesure de la position du dépôt d'énergie donnant lieu à une résolution angulaire de 0.13 mrad tandis que la résolution en énergie est de $\sigma(E)/E \simeq (14.3 \pm 0.6)\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus (2.1 \pm 0.2)\,\%$. Les deux modules peuvent être éloignés du tube à vide pendant les périodes d'injection et de vidange des faisceaux afin de les protéger des bruits de fond intenses produits lors de ces opérations.

2.2.3 Les détecteurs avant

Le spectromètre à muons avant (FMD)

Le FMD [82] est constitué d'un aimant toroïdal de 1.5 T entouré de trois plans de détection de chaque côté (voir figure 2.7). Il couvre la région avant entre 3 ° et 17 °. Chaque plan est divisé en huit octants et contient deux couches de chambres à dérive. Les cellules des deux couches sont décalées afin d'assurer une couverture complète. Dans quatre des plans, les fils sont disposés parallèlement aux axes x et y, ce qui permet une mesure de l'angle polaire θ, tandis que les deux autres plans contiennent des fils disposés radialement, donnant accès à l'angle azimutal ϕ.

Une particule chargée traversant l'un des plans provoque un signal dans une chambre à dérive de chaque couche. Ces signaux sont appariés (voir figure 2.7), une paire étant définie comme la paire de signaux observés dans les deux couches d'un plan et séparés de moins de 9 cm dans le plan transversal, chaque signal ne pouvant être utilisé qu'une seule fois. Les paires servent à la reconstruction des trajectoires des muons produits lors de l'interaction. En provoquant la courbure des trajectoires, l'aimant toroïdal permet de mesurer l'impulsion des particules.

Des paires de signaux peuvent également provenir du passage de particules secondaires qui ont été produites par l'interaction de particules issues du vertex primaire avec les parois du

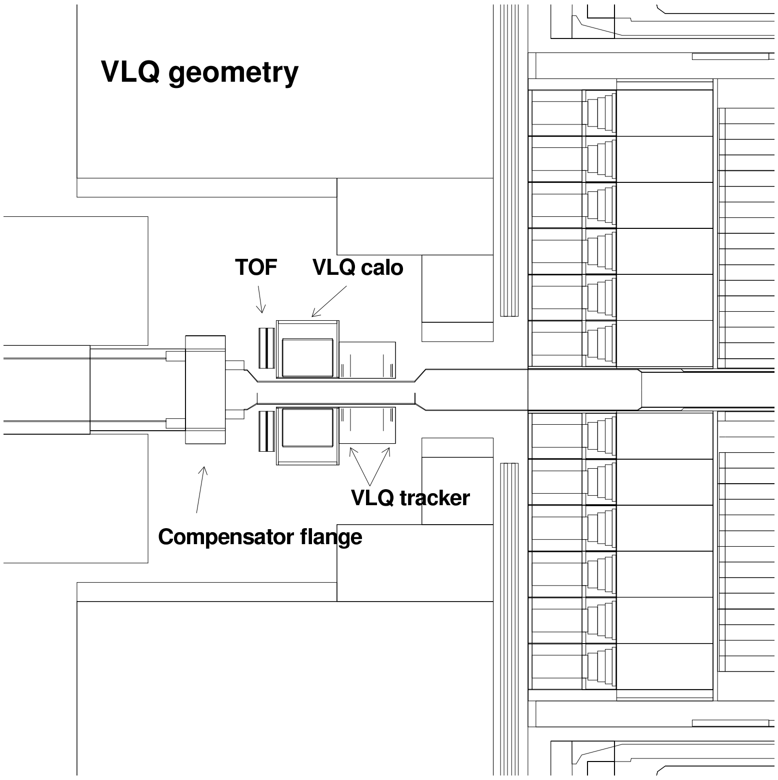


FIG. 2.6 – Le spectromètre VLQ placé entre le SpaCal et l'aimant de compensation (notons que l'axe z pointe vers la droite contrairement à la représentation habituelle).

tube à vide ou les collimateurs situés dans le tube à vide pour protéger la partie centrale du détecteur H1 du rayonnement synchrotron. Le FMD permet dès lors de détecter les débris du proton dans la région $3.2 < \eta < 5.5$.

Le détecteur de débris du proton (PRT)

La détection des particules émises vers l'avant à très petit angle polaire est partiellement assurée par le détecteur de débris du proton (PRT) [83], situé à 24 m du point d'interaction dans le tunnel de HERA. Il est constitué de quatorze scintillateurs en plastique de 10 mm d'épaisseur assemblés par paires et protégés du rayonnement synchrotron par des feuilles de plomb. Les sept modules sont disposés autour des deux tubes à vide (voir figure 2.7) et la lecture est assurée par des photomultiplicateurs. Le PRT est directement sensible aux particules produites dans le domaine $5 < \eta < 7$. Il peut également détecter les particules secondaires produites par interaction dans les parois du tube à vide ou les collimateurs de hadrons provenant de la dissociation du proton. La sensitivité du PRT s'étend dès lors jusqu'à $\eta = 7.5$ [84].

Le spectromètre à protons avant (FPS)

Dans les interactions diffractives élastiques, le proton émerge intact, tout en ayant perdu une partie de son énergie initiale. Il est dès lors davantage dévié que les protons à l'énergie nominale par les aimants de guidage de l'accélérateur, et s'écarte du faisceau. Cet effet de spectromètre est mis à profit pour assurer la détection des protons d'origine diffractive, par l'utilisation de "Pots

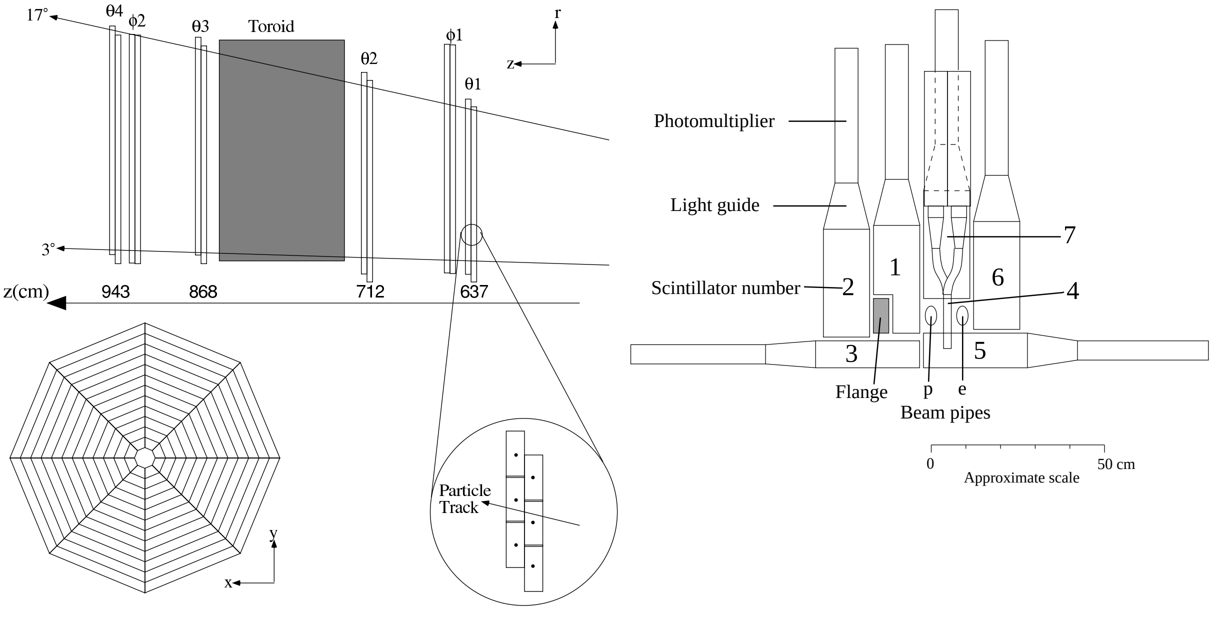


FIG. 2.7 – Vue longitudinale du spectromètre à muons avant FMD (à droite) et vue transversale du détecteur de débris du proton PRT (à gauche)

Romains" qui sont des détecteurs insérés dans le tube à vide, aussi près que possible du faisceau. Le FPS [85] est composé de deux spectromètres indépendants consistant respectivement en deux stations de "Pots Romains" approchant le faisceau de protons horizontalement à 63 m et 80 m du point d'interaction et en deux stations approchant le faisceau verticalement à 81 m et 90 m. Chaque station comprend deux sous-détecteurs séparés de 6 cm, contenant un trajectographe composé de plans de fibres scintillantes disposés suivant deux orientations différentes et de plans de scintillateurs intégrés dans le système de déclenchement de l'acquisition de données. La reconstruction d'une trace dans les deux stations d'un spectromètre permet de mesurer l'impulsion longitudinale du proton diffusé ainsi que le carré du transfert de quadri-impulsion au vertex inférieur $|t|$. Les deux spectromètres sont sensibles respectivement à des protons d'énergie de l'ordre de 99% de l'énergie nominale du faisceau et de 70% de celle-ci. Le spectromètre horizontal assure la détection d'événements dus à des interactions diffractives élastiques. Son acceptance est cependant de moins de 2% et se concentre aux grandes valeurs de $|t|$.

2.2.4 Le système de mesure de la luminosité

A HERA, la luminosité est déterminée par la mesure du taux d'événements dus au rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) selon la réaction $ep \to ep\gamma$. La section efficace très élevée de ce processus purement électromagnétique est calculable avec une grande précision, ce qui permet de mesurer et de contrôler la luminosité accumulée avec une précision de l'ordre de 1.5%, tout au long de la prise de données.

La figure 2.8 présente le système de mesure de la luminosité. Les électrons ayant perdu de l'énergie suite au processus de Bremsstrahlung sont déviés par les aimants de guidage du faisceau et quittent le tube à vide au travers d'une fenêtre situé en $z = -27.3$ m. Si leur énergie est

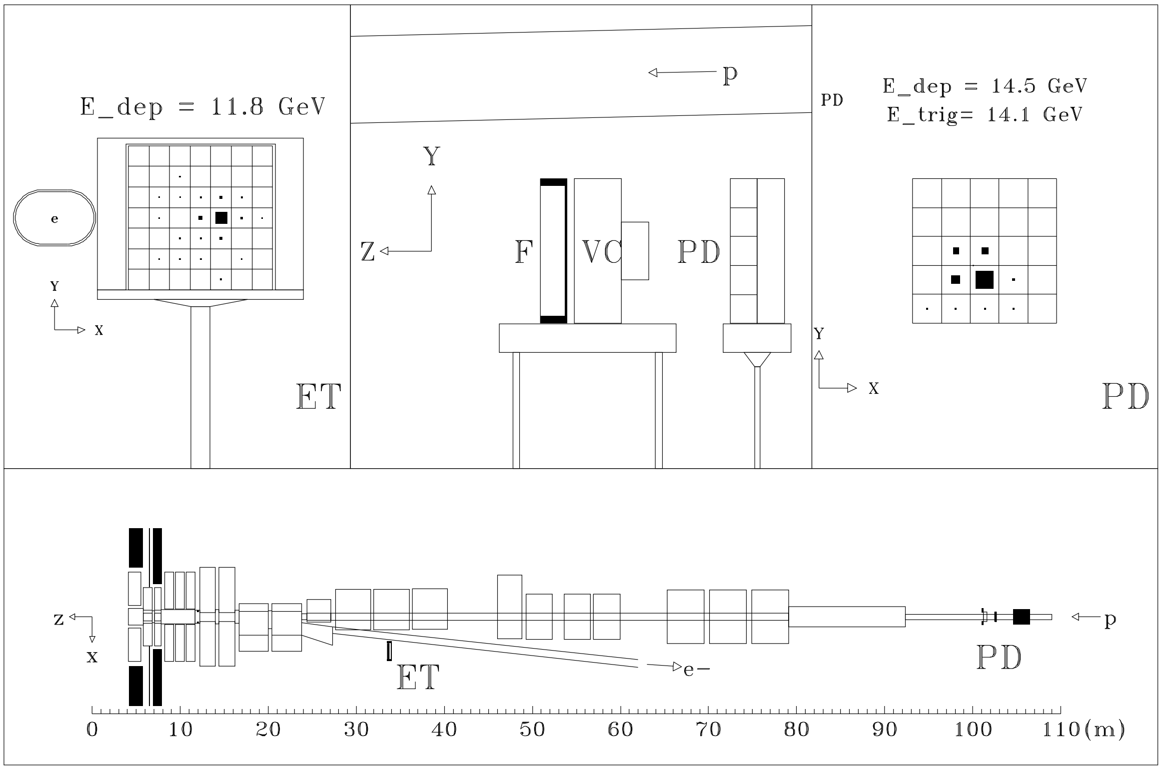


FIG. 2.8 – Le système de mesure de la luminosité de H1.

comprise entre 8 et 19 GeV, ils sont détectés dans un calorimètre électromagnétique, l'"Electron Tagger" (ET), situé en $z = -33.4$ m. Les photons émis quasi-colinéairement au faisceau quittent le tube à vide des protons au travers d'une fenêtre situé en $z = -92.3$ m, à la fin de la section rectiligne, et ils viennent interagir dans le "Photon Detector" (PD) constitué successivement d'un filtre de plomb $(2\,X_\circ)$ de protection contre le rayonnement synchrotron, d'un compteur Čerenkov $(1\,X_\circ)$ servant de veto contre les photons qui commencent à développer une gerbe électromagnétique en amont, et d'un calorimètre électromagnétique.

La luminosité est estimée à partir du nombre de photons détectés et de la section efficace du processus de Bremsstrahlung, en prenant en compte les effets d'acceptance et d'efficacité. Les événements pour lesquels le photon et l'électron sont tous les deux détectés sont utilisés comme échantillon de contrôle. Le bruit de fond dû aux réactions de Bremsstrahlung sur un ion du gaz résiduel présent dans le tube à vide est estimé à partir des paquets d'électrons non appariés et soustrait statistiquement. Le système de mesure de la luminosité est également sensible aux interactions impliquant les protons des paquets satellites ; la luminosité doit être corrigée en conséquence.

2.2.5 Le système de déclenchement

En raison de la fréquence élevée de croisement des faisceaux (10.4 MHz), il est impossible de procéder à l'enregistrement des informations provenant des différentes parties du détecteur à chaque croisement. Un système de déclenchement de l'acquisition des données a donc été conçu pour sélectionner les événements désirés, et pour rejeter les bruits de fond dus à la radiation synchrotron associée au faisceau d'électrons et aux interactions des faisceaux avec le gaz résiduel ou les parois du tube à vide. Le temps de réponse de certaines parties du détecteur H1 étant supérieur à 96 ns, la décision d'acquisition ne peut être prise à la fréquence de croisement des faisceaux. Un système de mémoires tampons est donc utilisé pour conserver jusqu'à la décision finale les informations relatives à plusieurs croisements des faisceaux (de 27 à 35 croisements suivant les parties du détecteur considérées).

Le système de déclenchement est composé de trois niveaux de décision. Ces différents niveaux réduisent successivement le taux d'événements acceptés jusqu'à un volume maximum correspondant à 10 Hz, permettant leur enregistrement sur bandes magnétiques et leur traitement ultérieur.

Le premier niveau (L1) consiste en une prise de décision sur base de 128 combinaisons logiques d'éléments de déclenchement fournis par les différentes parties du détecteur ayant un temps de réponse rapide. La décision est prise dans un délai de $2.3\,\mu$s, ce qui permet d'éviter le temps mort à ce niveau grâce au système de mémoires tampons. Lorsqu'une réponse positive est obtenue, les mémoires tampons sont gelées et l'événement correspondant est soumis aux niveaux suivants. A partir de ce moment, le temps mort se met à courir. Afin de limiter le flot de données, les déclencheurs correspondant à des topologies d'événement ayant des sections efficaces trop élevées peuvent se voir appliquer un facteur de réduction.

Le second niveau (L2) comprend deux sous-systèmes de reconnaissance des événements à retenir : le premier est basé sur des critères topologiques et est réalisé à l'aide d'unités d'électroniques programmables [86], le second utilise la technique des réseaux neuronaux [87]. Seule une partie des déclencheurs du niveau L1 nécessite une confirmation au niveau L2. Une décision au niveau L2 est obtenue dans un délai maximum de $20\,\mu$s et, si elle est positive, l'acquisition des données commence. Les informations sont alors transmises par un câble en fibre optique aux calculateurs du niveau suivant, appelé L4.

A ce niveau, la reconstruction complète de l'événement est réalisée par une ferme de processeurs, 40 événements pouvant être traités simultanément dans un temps typique de 100 ms par événement. Les événements remplissant les conditions demandées pour enregistrement définitif sont finalement écrits sur bande magnétique. Comme au niveau L1, un facteur de réduction peut être appliqué aux processus correspondant à une grande section efficace. De plus, de l'ordre de 1% des événements rejetés par le niveau L4 sont conservés afin d'étudier l'efficacité de cette sélection.

Nous présentons maintenant la définition des éléments de déclenchement qui interviennent dans les déclencheurs de niveaux L1 et L2 utilisés dans ce travail.

Les éléments de déclenchement IET

Les éléments de déclenchement IET ("Inclusive Electron Trigger") [88] utilisent les dépôts d'énergie dans le calorimètre SpaCal. Le principe de base consiste à sommer les signaux enregistrés par groupes de quatre cellules adjacentes. Ces groupes sont combinés quatre par quatre de telle sorte que les fenêtres obtenues se recouvrent (voir figure 2.9a) afin d'éviter les inefficacités aux bords. Si le signal collecté dans l'une des fenêtres est au-dessus d'un seuil donné, l'élément de déclenchement est activé. Trois seuils en énergie fixés respectivement à 0.2 GeV, 2 GeV et 6 GeV sont utilisés. De plus les éléments de déclenchement IET sont divisés suivant deux régions du SpaCal : la région centrale (éléments SPCLe_IET_Cen_1, SPCLe_IET_Cen_2 et SPCLe_IET_Cen_3 respectivement pour les trois seuils en énergie) et la région extérieure

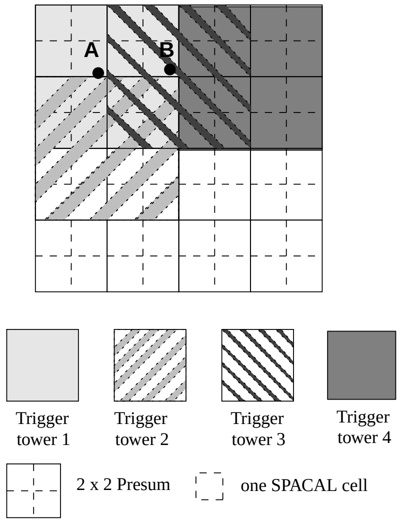


FIG. 2.9 – Schéma représentant le principe de sommation des cellules du SpaCal en fenêtres de déclenchement se recouvrant.

(éléments SPCLe_IET>0, SPCLe_IET>1 et SPCLe_IET>2 respectivement pour les trois seuils en énergie). La limite entre ces deux régions est définie par un rectangle excentré allant de -8 cm à +16 cm en x et de -8 cm à +16 cm en y ; un recouvrement des deux régions est cependant assuré afin d'éviter les effets de bords.

Les éléments de déclenchement DCRPh

Le éléments de déclenchement DCRPh utilisent les signaux provoqués par le passage de particules chargées dans les chambres CJC1 et CJC2 du trajectographe central. Notons que, dans le délai imparti pour la réponse au niveau L1, les signaux des chambres à dérive ne sont pas complètement recueillis et les traces ne peuvent pas être complètement reconstruites. Les éléments de déclenchement DCRPh fournissent une estimation du nombre de particules chargées qui traversent les chambres CJC1 et CJC2, avec une impulsion transverse supérieure à un certain seuil. Dans ce travail, nous utilisons trois éléments de déclenchement DCRPh activés lorsqu'au moins une particule est identifiée :

- l'élément DCRPh_Ta correspondant à un seuil en impulsion transverse de 420 MeV,
- l'élément DCRPh_Thig correspondant à un seuil en impulsion transverse de 800 MeV,
- l'élément DCRPh_Tneg correspondant à un seuil en impulsion transverse de 420 MeV et une courbure de la trace correspondant à une charge négative.

Les éléments de déclenchement de vertex

Les chambres proportionnelles multifils du trajectographe central (CIP et COP) et du trajectographe avant (chambres FPC) permettent une reconstruction rapide de la position en z du vertex d'interaction [89]. Les signaux observés dans les différentes cellules de lecture sont appariés suivant toutes les combinaisons possibles. Chaque combinaison comprenant quatre cellules fournit une prédiction de point d'origine en z de la trace correspondante, et ces différentes prédictions sont enregistrées dans un histogramme de vertex comprenant 16 boîtes entre $z = +43.9$ cm et $z = -43.9$ cm (voir figure 2.10). La boîte comprenant le plus d'entrées est identifiée comme le vertex de l'événement. Les éléments de déclenchement zVtx sont basés sur l'identification de topologies données au sein de cet histogramme de vertex :

- l'élément zVtx_T0 consiste à demander au moins une entrée dans l'histogramme, reconstruite à partir des chambres CIP et COP,
- l'élément zVtx_mul<2 correspond à demander moins de cinq entrées dans l'histogramme,
- l'élément FwdRay_T0 consiste à demander au moins une entrée dans l'histogramme reconstruite à partir des chambres FPC,
- l'élément zVtx_Cls consiste à demander que toutes les entrées dans l'histogramme reconstruites à partir des chambres CIP et COP soient dans quatre boîtes voisines,
- l'élément zVtx_sig consiste en un "ou" logique du résultat de quatre estimateurs topologiques (voir référence [89]).

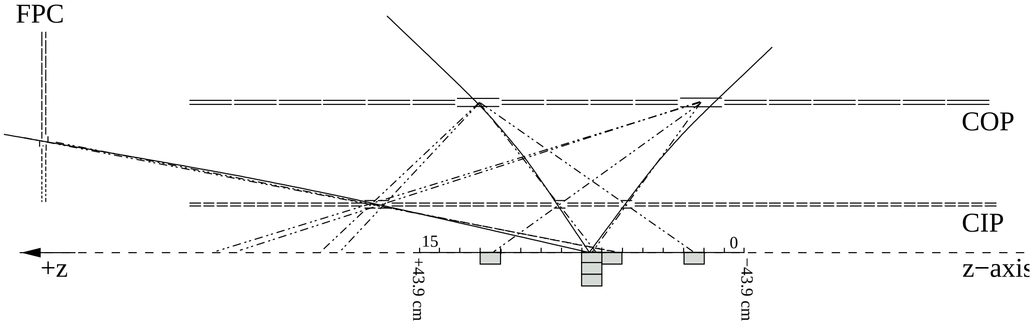


FIG. 2.10 – Principe de fonctionnement du déclencheur de vertex.

Les éléments de déclenchement du VLQ

Afin de fournir des éléments de déclenchement pour le VLQ, les signaux collectés dans un module sont additionnés et un seuil en énergie est appliqué pour chacun des deux modules. Dans ce travail nous utilisons l'un des trois seuils disponibles, fixé à 10 GeV, ce qui correspond aux éléments de déclenchement VLQ_top_high et VLQ_bot_high, respectivement pour les modules supérieur et inférieur.

Les éléments de déclenchement de niveau L2

Au niveau L2, nous utilisons les éléments de déclenchement suivants :

- les éléments SPCL_R20 et SPCL_R30, qui consistent à demander que le centre de gravité du dépôt d'énergie associé au candidat électron soit reconstruit respectivement à plus de 20 cm et à plus de 30 cm de l'axe z,
- l'élément Kin_Peak, qui consiste à demander que l'énergie associé au candidat électron soit supérieure à environ 20 GeV,
- les éléments Jpsi_ee, Jpsi_mumu et Phi_KK, qui utilisent en des réseaux neuronaux entraînés pour détecter la production de mésons J/ψ se désintégrant en e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ et de mésons ϕ se désintégrant en K^+K^-. Ces réseaux neuronaux utilisent des informations provenant du trajectographe central et du calorimètre LAr.

Chapitre 3

Sélection des données, bruits de fond et efficacités

Le sujet de cette thèse est l'étude de la production diffractive de mésons ρ dans les interactions électron-proton. On distingue d'une part le canal élastique :

$$e^+ + p \quad \rightarrow \quad e^+ + \rho + p, \tag{3.1}$$

et d'autre part le canal dissociatif :

$$e^+ + p \quad \rightarrow \quad e^+ + \rho + Y, \tag{3.2}$$

où Y représente le système hadronique issu de la dissociation du proton. Après production, le méson ρ se désintègre en deux pions chargés : $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$. Nous étudions les distributions en masse invariante des deux pions de désintégration et les dépendances en $|t|$ pour les deux canaux. Pour le canal élastique, nous mesurons les dépendances de la section efficace en les variables Q^2, W ainsi que les distributions des angles de production et de désintégration du méson ρ pour $8 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $40 < W < 180$ GeV. Nous déterminons également le rapport de la section efficace du canal dissociatif par rapport à celle du canal élastique dans les domaines $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2. Dans ce cas, nous nous limitons aux petites masses du système dissociatif : $M_Y < 5$ GeV et au domaine commun d'acceptance en W : $50 < W < 70$ GeV.

Dans ce chapitre, nous décrivons les critères utilisés pour sélectionner les événements et pour séparer les canaux avec et sans dissociation du proton. Cette dernière étape nécessite une étude détaillée de la réponse des parties du détecteur H1 situées dans la région avant et de leur description dans le programme de simulation par Monte-Carlo, afin d'estimer leurs efficacités. Nous étudions ensuite les bruits de fond affectant les échantillons sélectionnés et procédons à une comparaison des données avec les prédictions du programme de simulation par Monte-Carlo. Finalement nous présentons la méthode utilisée pour corriger les données pour les efficacités de reconstruction, les acceptances et les corrections radiatives, et nous terminons en discutant l'estimation des erreurs systématiques.

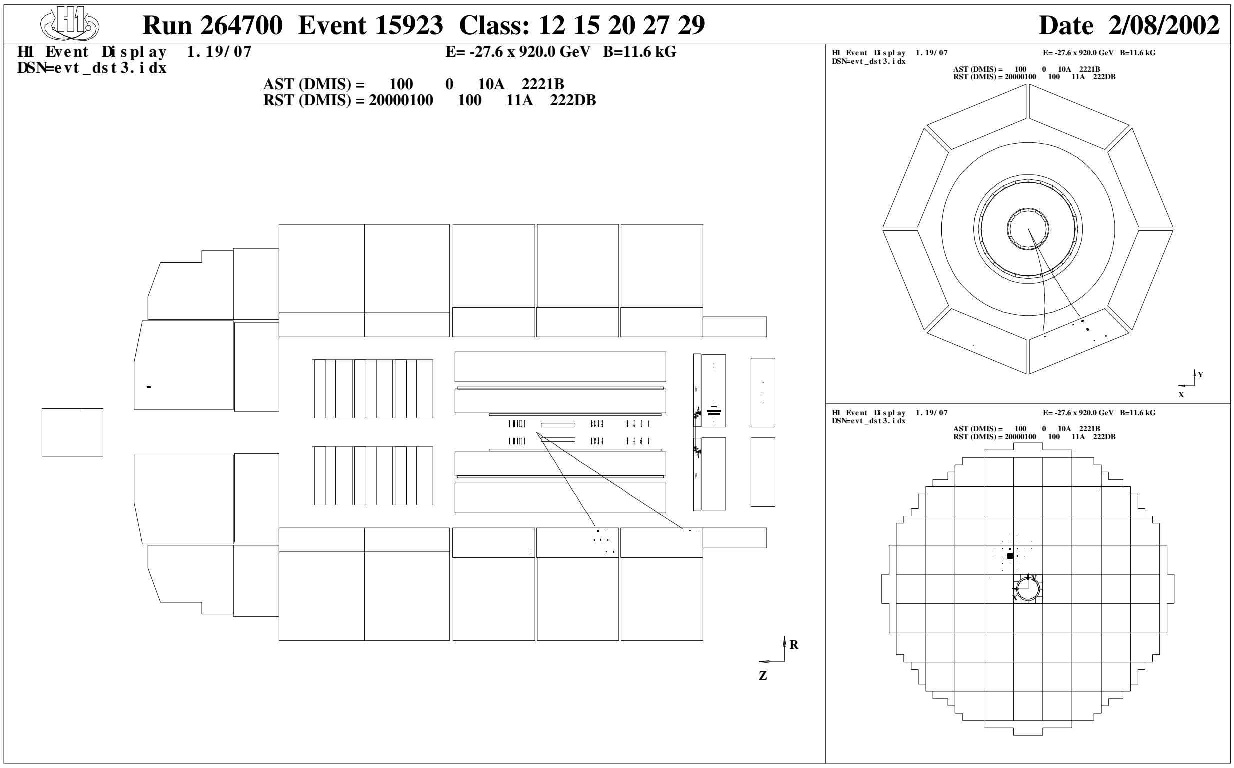


FIG. 3.1 – Evénement dû à l'électroproduction diffractive d'un méson ρ : *à gauche*) vue longitudinale ; *en haut à droite*) vue transverse du trajectographe central ; *en bas à droite*) vue transverse du calorimètre électromagnétique SpaCal.

3.1 Périodes de prise de données et luminosité

Dans cette analyse, nous utilisons les données collectées par l'expérience H1 de janvier à septembre 2000, soit environ 60 millions d'événements[1]. Pendant l'une des semaines de septembre, le point de croisement nominal des faisceaux avait été déplacé en $z = +70$ cm. Cette période n'est pas prise en compte.

En vue d'assurer une bonne qualité des données, une présélection est effectuée afin d'éliminer les périodes de prise de données pendant lesquelles l'une des parties du détecteur nécessaires à l'analyse ne fonctionnait pas correctement. C'est notamment le cas lorsque les hautes tensions alimentant les calorimètres LAr, SpaCal et VLQ, les détecteurs de traces ou le système de mesure de la luminosité n'étaient pas à leurs valeurs nominales. De même, une large période a été supprimée suite à la présence de bruit dans les détecteurs avant (voir section 3.5.1). De

---

[1] Dans l'expérience H1, la reconstruction des données est effectuée directement en utilisant des constantes de calibration et d'alignement pour les différents parties du détecteur déterminées quasi en ligne. Cette première version de reconstruction, appelée DST1, peut être utilisée telle quel pour l'analyse. Toutefois une seconde version, appelée DST3, est produite à la fin de chaque année afin de corriger les éventuelles erreurs de la première version. De plus pour les DST3 un algorithme de reconstruction de trace plus efficace a été utilisé. Dans ce travail, nous utilisons les DST3 dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, c'est-à-dire pour les événements pour lesquels l'électron est identifié à l'aide du VLQ. Par contre, nous n'avons pas pu utiliser les DST3 dans le domaine cinématique des grands Q^2, c'est-à-dire pour la sélection basée sur le calorimètre SpaCal, en raison d'une erreur affectant la reconstruction des traces dans le programme de simulation correspondant.

plus certains fichiers informatiques étaient illisibles et n'ont pas pu être inclus dans l'échantillon utilisé.

La luminosité intégrée correspondant aux périodes sélectionnées[2] est dès lors de 42.4 pb^{-1}. Cette valeur ne prend en compte que les interactions avec le paquet principal des protons, avec un point d'interaction situé dans une fenêtre de 30 cm autour du point de croisement nominal des faisceaux. La contribution, de l'ordre de 5%, provenant des interactions des électrons avec les protons appartenant à l'un des deux paquets satellites accompagnant le paquet principal a été soustraite.

3.2 Sélection des données

Dans cette section, nous présentons les critères communs de sélection des événements correspondant à la production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton. Nous demandons que deux traces associées aux pions de désintégration du méson ρ soient reconstruites dans le trajectographe central et qu'un dépôt d'énergie, le candidat électron, soit détecté dans le calorimètre SpaCal ou le calorimètre VLQ. Un événement avec un électron détecté dans le SpaCal est présenté à la figure 3.1. Pour le canal élastique (équation 3.1), le proton diffusé reste dans le tube à vide et échappe à toute détection. Pour le canal avec dissociation du proton (équation 3.2), on se limite aux petites valeurs de M_Y en demandant qu'aucune particule supplémentaire ne soit détectée dans le trajectographe ou le calorimètre LAr. Cela permet de satisfaire la condition sur les interactions diffractives $M_Y \ll W$ (voir eq. 1.11).

Nous décrivons maintenant en détail les critères de sélection correspondant à cette topologie.

Identification de l'électron diffusé

L'électron diffusé est identifié par la détection d'un dépôt d'énergie de plus de 17 GeV, soit dans la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal couvrant le domaine cinématique $2 \lesssim Q^2 \lesssim 60$ GeV^2, soit dans le calorimètre VLQ ($0.1 \lesssim Q^2 \lesssim 0.8$ GeV^2).

Lorsque l'électron est reconstruit dans le SpaCal, nous demandons en plus :
- que l'énergie totale reconstruite dans les cellules adjacentes au tube à vide soit inférieure à 1 GeV si celles-ci se trouvent dans un rayon de moins de 15 cm autour du centre de gravité du dépôt d'énergie du candidat électron, c'est-à-dire si ces cellules sont incluses dans la définition de l'énergie totale du dépôt. Cette coupure élimine les événements pour lesquels la gerbe électromagnétique de l'électron pourrait n'être pas complètement contenue dans le SpaCal, mais échappe en partie dans le tube à vide ;
- qu'un segment de trace soit reconstruit dans la chambre BDC dans un rayon de moins de 3 cm du centre de gravité de la gerbe développée dans le SpaCal par le candidat électron, cette distance étant évaluée à partir de la projection de la trace dans le plan du SpaCal. Cette condition permet d'éviter d'attribuer le signal à une éventuelle particule neutre. D'autre part, la BDC offre une meilleure résolution angulaire que le SpaCal ;

---

[2] Pour les données dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, c'est-à-dire pour lesquelles l'électron diffusé est identifié dans le VLQ, la luminosité est inférieure, les périodes pour lesquelles le VLQ peut être utilisé étant moins nombreuses. Cela n'a cependant pas d'influence sur l'analyse car, pour ce domaine cinématique, nous ne mesurons pas la valeur absolue de la section efficace.

- que la position en x, y du centre de gravité de la gerbe dans le SpaCal ne soit pas reconstruite dans la région $-12.6 < x < -8$ cm et $-12.6 < y < -8$ cm, qui correspond à une cellule du SpaCal mal calibrée en énergie ;
- que la position en x, y du centre de gravité de la gerbe dans le SpaCal ne soit pas reconstruite dans la région $-17 < x < 10$ cm et $-9 < y < 17$ cm, qui correspond à la région non couverte par les déclencheurs utilisés.

Lorsque l'électron est reconstruit dans le VLQ, nous appliquons les coupures fiduciaires suivantes :

- pour le module supérieur, la coordonnée y du centre de gravité de la gerbe dans le VLQ doit être supérieure à 4.1 cm et la distance entre l'axe z et la position du centre de gravité de la gerbe doit être inférieure à 6.5 cm ;
- pour le module inférieur, la coordonnée y du centre de gravité de la gerbe dans le VLQ doit être inférieure à -5.4 cm et la distance entre l'axe z et la position du centre de gravité de la gerbe doit être inférieure à 7.5 cm.

Ces coupures sont nécessaires afin d'éviter les pertes au bord du VLQ et d'éliminer les régions du VLQ affectées par la présence devant elles de matériaux morts mal décrits par la simulation du détecteur H1.

Sélection sur les traces

Les deux pions de charges opposées issus de la désintégration du méson ρ doivent donner lieu dans le détecteur à deux traces de courbures de signes contraires. Pour assurer une reconstruction de qualité, ces pions doivent traverser de part en part la CJC1, ce qui revient à limiter leur angle polaire à la région [20°,160°]. Leur impulsion transverse doit également être supérieure à 100 MeV, afin d'éliminer les particules qui suivent une trajectoire recourbée sur elle-même dans le trajectographe. Enfin, le vertex d'interaction reconstruit à partir de ces deux traces doit se situer dans une fenêtre de 30 cm autour du point d'interaction nominal. Lorsque l'électron est identifié dans le VLQ, seuls sont acceptés les événements pour lesquels les deux traces ont des angles polaires compris entre 40° et 140° et tel qu'au moins l'une des deux traces correspond à une impulsion transverse supérieure à 460 MeV, afin de se limiter à la région pour laquelle l'efficacité de déclenchement est élevée (voir section 3.4.2).

Lorsque l'électron est émis avec un angle polaire compris entre 152° et 170°, il traverse également le trajectographe central, ce qui peut donner lieu à la reconstruction d'une trace. De telles traces sont identifiées par une association angulaire de 5° en θ et ϕ autour de la direction de l'électron telle que définie par la BDC, et ne sont pas prises en compte.

Pour le canal dissociatif (équation 3.2), les particules issues de la désintégration du proton peuvent donner lieu à la reconstruction de traces supplémentaires dans la région avant du trajectographe pour les grandes masses M_Y du système dissociatif. Dans cette analyse, nous nous limitons aux petites masses M_Y et rejetons donc de tels événements.

Sélection sur le dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr

Le calorimètre LAr est utilisé afin de supprimer des événements de bruit de fond pour lesquels l'état final est composé de deux particules chargées traversant le trajectographe et d'une ou plusieurs particules neutres donnant lieu à la reconstruction de dépôts d'énergie non associés aux traces des deux candidats pions.

La détection d'un dépôt d'énergie non associé aux traces peut cependant être due à du bruit dans l'électronique de lecture ou le passage de particules non liées à l'interaction, comme les muons du halo qui accompagne le faisceau de protons ou des rayons cosmiques. Le rejet d'événements correspondant à de telles coïncidences accidentelles provoquerait des pertes substantielles. Pour éviter ce problème, un seuil en énergie a été choisi, au-dessous duquel un dépôt d'énergie isolé n'est pas pris en compte. Pour déterminer ce seuil, on a utilisé un échantillon d'événements pour lesquels l'acquisition a été déclenchée au hasard tout au long de l'année 2000, sans que ces événements ne doivent correspondre à un critère physique. La figure 3.2 présente, pour ces événements, la distribution en énergie du dépôt le plus énergétique reconstruit dans le calorimètre LAr. On observe un pic à 0.08 GeV suivi d'un second pic à 0.12 GeV, cette structure étant attribuée à la reconstruction de un et deux dépôts d'énergie de nature accidentelle. Il a été décidé de ne pas considérer dans cette analyse les dépôts d'énergie inférieure à 400 MeV. Une limite plus basse provoquerait la perte de bons événements avec une coïncidence accidentelle tandis qu'une coupure plus haute causerait l'acceptation d'événements de bruit de fond dans lesquels une particule neutre a été émise. Les pertes dues au bruit résiduel à plus grande énergie dans le calorimètre LAr sont intégrées dans la simulation du détecteur H1 en superposant à la simulation des événements de physique l'information provenant des événements déclenchés au hasard.

Pour procéder à l'association des dépôts avec les traces, le point d'impact des candidats pions dans le calorimètre est calculé en tenant compte de la courbure des trajectoires provoquée par le champ magnétique. Un dépôt d'énergie est associé à une trace si son centre de gravité se trouve à l'intérieur d'un cylindre dont l'axe prolonge la direction de la trace, le rayon de ce cylindre étant de 25 cm dans la partie électromagnétique et de 40 cm dans la partie hadronique du calorimètre LAr. Les événements pour lesquels au moins un dépôt d'énergie de plus de 400 MeV non associé aux deux traces des candidats pions est reconstruit dans le calorimètre LAr sont rejetés.

Pour la réaction (3.2), de tels dépôts d'énergie non associés aux traces peuvent provenir, dans la région avant, des particules issues de la dissociation du proton à grande masse dissociative M_Y. La figure 3.3 présente l'effet sur l'acceptance en M_Y du rejet des événements passant tous les autres critères de sélection, et comportant au moins un dépôt d'énergie de plus de 400 MeV dans le calorimètre LAr non associé aux traces. Cet effet est déterminé à partir de la simulation par Monte-Carlo de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton. On observe que pour $M_Y > 5$ GeV l'acceptance est inférieure à 50 %. Notre analyse se limitera donc au domaine $M_Y < 5$ GeV, et nous corrigerons les données pour les effets expérimentaux de façon à nous ramener dans la suite à ce domaine en M_Y.

Réduction des effets radiatifs

Afin de réduire les effets radiatifs électromagnétiques à la branche leptonique, la coupure suivante est appliquée :

$$\sum_{e^+,\pi^+,\pi^-} (E - P_z) > 45 \text{ GeV}, \tag{3.3}$$

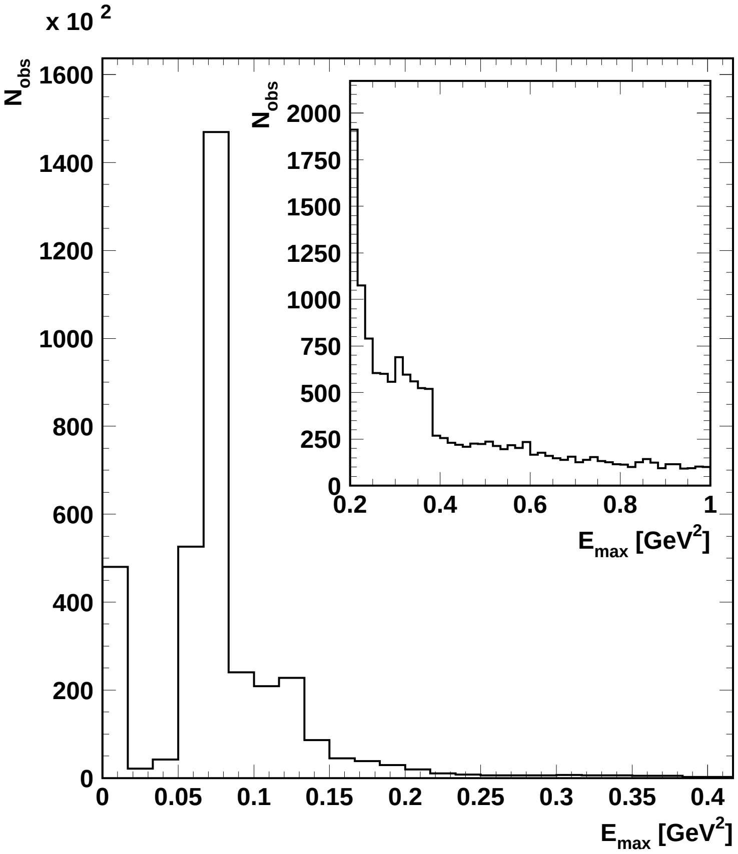


FIG. 3.2 – Distribution en énergie du dépôt le plus énergétique reconstruit dans le calorimètre LAr pour les événements pour lesquels l'acquisition a été déclenchée au hasard.

où E et P_z sont respectivement les énergies et les impulsions longitudinales de l'électron et des deux candidats pions. En effet, lorsqu'une particule émise vers l'arrière, tel un photon radiatif, échappe à la détection, la valeur de cette variable devient plus basse que les 55 GeV attendus dans le cas idéal où l'énergie et l'impulsion de l'état final sont complètement collectées. Cette variable est peu sensible aux particules perdues à petit angle dans la direction avant, en particulier le proton ou ses débris, celles-ci ayant des énergies et des impulsions suivant z quasi-égales et de même signe.

Sélection sur la masse invariante

La production diffractive de mésons ϕ se désintégrant en K^+K^- donne lieu à une signature identique à celle du méson ρ dans le détecteur, ce canal correspondant à un taux de branchement de 49% [3]. Afin d'éliminer ce bruit de fond, on rejette les événements pour lesquels la masse invariante reconstruite à partir des deux traces centrales en supposant qu'il s'agit de kaons est inférieure à 1.04 GeV (le méson ϕ a une masse de 1.02 GeV et une largeur de 4.4 MeV [3]).

Les événements correspondant à la production résonante de deux pions sont sélectionnés en exigeant que la masse invariante reconstruite à partir des deux traces centrales en supposant qu'il s'agit de pions soit comprise dans la fenêtre [0.6 ;1.1] GeV, autour sur la masse du méson ρ

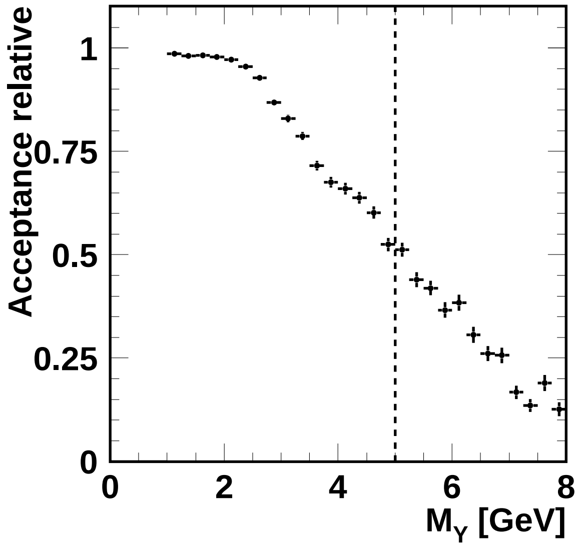


FIG. 3.3 – Effet sur l'acceptance en M_Y du rejet des événements pour lesquels un dépôt non associé aux traces est détecté dans le calorimètre LAr avec une énergie supérieure à 400 MeV pour les événements de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton.

(0.770 GeV). Cette coupure élimine également les événements de production de mésons vecteurs ρ' se désintégrant en deux particules chargées. On verra que cette fenêtre de masse invariante est particulièrement efficace pour limiter les corrections dues aux effet d'interférence avec la production non résonante de deux pions (voir section 4.1.4).

Domaines en t

Dans ce travail nous nous limitons aux petites valeurs de $|t|$, ce qui permet de s'assurer que les événements sont balancés en impulsion transverse et d'éliminer ainsi les bruits de fond pour lesquels une ou plusieurs particules échappent à la détection. Pour le canal élastique, la coupure $|t| < 0.5$ GeV^2 est appliquée. Par contre, pour le canal dissociatif la décroissance en t est moins forte et nous nous limitons à $|t| < 1.0$ GeV^2 lors de l'étude des dépendances en t. Pour la plupart des autres résultats, nous appliquons la coupure $|t| < 0.5$ GeV^2 également pour le canal dissociatif.

3.3 Reconstruction des variables cinématiques

Les variables cinématiques Q^2, W et t caractérisant la production diffractive de mésons ρ sont calculées, compte tenu de l'énergie des faisceaux, à partir des quadri-impulsions de l'électron et du méson ρ, la quadri-impulsion P_ρ du méson ρ étant reconstruite comme la somme des quadri-impulsions P_{π^+} et P_{π^-} des deux pions détectés dans l'état final :

$$P_\rho \;=\; P_{\pi^+} + P_{\pi^-}. \tag{3.4}$$

En raison de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, toutes les composantes de ces quadri-impulsions ne sont cependant pas indépendantes et il existe plusieurs méthodes de reconstruction possibles [90]. Certaines d'entre elles souffrent cependant d'une faible résolution sur les paramètres impliqués [91]. C'est le cas de la méthode dite "de l'électron", qui utilise seulement la quadri-impulsion de l'électron diffusé, et dont la précision est affectée par les résolutions en énergie du SpaCal et du VLQ. Dans la suite, deux méthodes se basant sur la mesure de la direction de l'électron diffusé et des paramètres du méson ρ sont utilisées.

3.3.1 Méthode du double angle

Les invariants cinématiques Q^2 et y peuvent être calculés à partir des angles polaires de l'électron diffusé (θ_e) et du mésons ρ (θ_ρ) suivant les formules [92] :

$$Q^2_{da} = \frac{4E_e^0 \sin\theta_\rho (1+\cos\theta_e)}{\sin\theta_\rho + \sin\theta_e - \sin(\theta_\rho+\theta_e)} \quad (3.5)$$

$$y_{da} = \frac{\sin\theta_e (1+\cos\theta_\rho)}{\sin\theta_\rho + \sin\theta_e - \sin(\theta_\rho+\theta_e)} \quad (3.6)$$

où E_e^0 est l'énergie de l'électron incident. Dans ce travail la méthode du double angle est utilisée pour calculer l'invariant Q^2.

La variable cinématique t est également reconstruite par cette méthode en utilisant la conservation de l'impulsion dans le plan transverse et en négligeant le transfert d'impulsion longitudinale au vertex du proton. Pour ce faire, l'énergie E_e^{da} de l'électron diffusé est reconstruite indépendemment de la mesure de son énergie dans le calorimètre comme :

$$E_e^{da} = \frac{Q^2_{da}}{2E_e^0(1+\cos\theta_e)}, \quad (3.7)$$

et elle sert à déterminer l'impulsion de l'électron diffusé. Dès lors, t est déterminé suivant la formule :

$$t_{da} = -\left[\left(P^{da}_{x,e} + P_{x,\rho}\right)^2 + \left(P^{da}_{y,e} + P_{y,\rho}\right)^2\right] \quad (3.8)$$

où $P_{x,\rho}$ et $P_{y,\rho}$ sont les composantes en x et y de l'impulsion du méson ρ.

3.3.2 Méthode de Jacquet et Blondel

La méthode de Jacquet et Blondel [93] permet également d'éviter les problèmes liés à la mesure de l'énergie de l'électron diffusé en utilisant seulement les paramètres du méson ρ :

$$y_{jb} = \frac{E_\rho - P_{z,\rho}}{2E_e^0} \quad (3.9)$$

$$Q^2_{jb} = \frac{P^2_{x,\rho} + P^2_{y,\rho}}{1 - y_{jb}}. \quad (3.10)$$

Nous utilisons cette méthode pour obtenir l'invariant W suivant les relations (voir équations 1.39 et 1.40) :

$$x_{jb} = \frac{Q^2_{jb}}{y_{jb}\ s}, \tag{3.11}$$

$$W_{jb} = Q^2_{jb}\left(\frac{1}{x_{jb}} - 1\right). \tag{3.12}$$

3.3.3 Reconstruction de la variable $\sum(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{P_z})$

La variable cinématique

$$\sum_{i=e^+,\pi^+,\pi^-} (E_i - P_{z,i}) \tag{3.13}$$

est reconstruite en utilisant l'énergie de l'électron (E_e) mesurée dans les calorimètres SpaCal ou VLQ. Nous utilisons cette variable afin de réduire les corrections radiatives pour les événements où le photon radiatif n'est pas détecté, faussant le bilan de quadri-impulsion. Notons que l'utilisation de la conservation de l'énergie et de l'impulsion comme dans la formule (3.7) conduirait automatiquement à une valeur de $\sum(E - P_z)$ égale à 55 GeV.

3.3.4 Remarque sur l'alignement des composantes du détecteur et les directions des faisceaux

Lorsque l'électron diffusé est détecté dans le calorimètre SpaCal, sa direction est mesurée en utilisant la BDC et la position du vertex d'interaction. Cette mesure nécessite cependant de bien connaître l'alignement de la position de la BDC par rapport au système de coordonnées qui est attaché au trajectographe central. Par rapport aux valeurs nominales, des corrections d'alignement ont été déterminées *a posteriori*, en utilisant des événements pour lesquels l'électron diffusé laisse une trace à la fois dans la BDC et dans le trajectographe central [94]. Nous appliquons les constantes d'alignement reprises dans la première colonne de la table 3.1 lors du calcul de l'ensemble des variables cinématiques pour les données.

Un tel alignement est également effectué lorsque l'électron diffusé est détecté dans le calorimètre VLQ mais il est directement pris en compte par l'algorithme de reconstruction utilisé.

	BDC	SpaCal
Alignement en x	-0.03 cm	-0.145 cm
Alignement en y	-0.20 cm	-0.42 cm
Alignement en z	0.80 cm	0.70 cm

TAB. 3.1 – Corrections à apporter aux valeurs nominales des constantes d'alignement de la BDC et du SpaCal par rapport au trajectographe central.

Pour le calcul de l'acceptance géométrique à partir de la simulation, nous devons tenir compte également des coupures fiduciaires appliquées sur la position du centre de gravité du dépôt d'énergie du candidat électron dans le SpaCal. Ces coupures fiduciaires correspondent aux limites des cellules comprises dans l'élément de déclenchement utilisé au niveau du SpaCal. Il faut donc prendre en compte dans la simulation les corrections d'alignement de la seconde colonne de la table 3.1 afin d'amener, lors de l'application des coupures fiduciaires, les limites des cellules aux mêmes positions que dans les données.

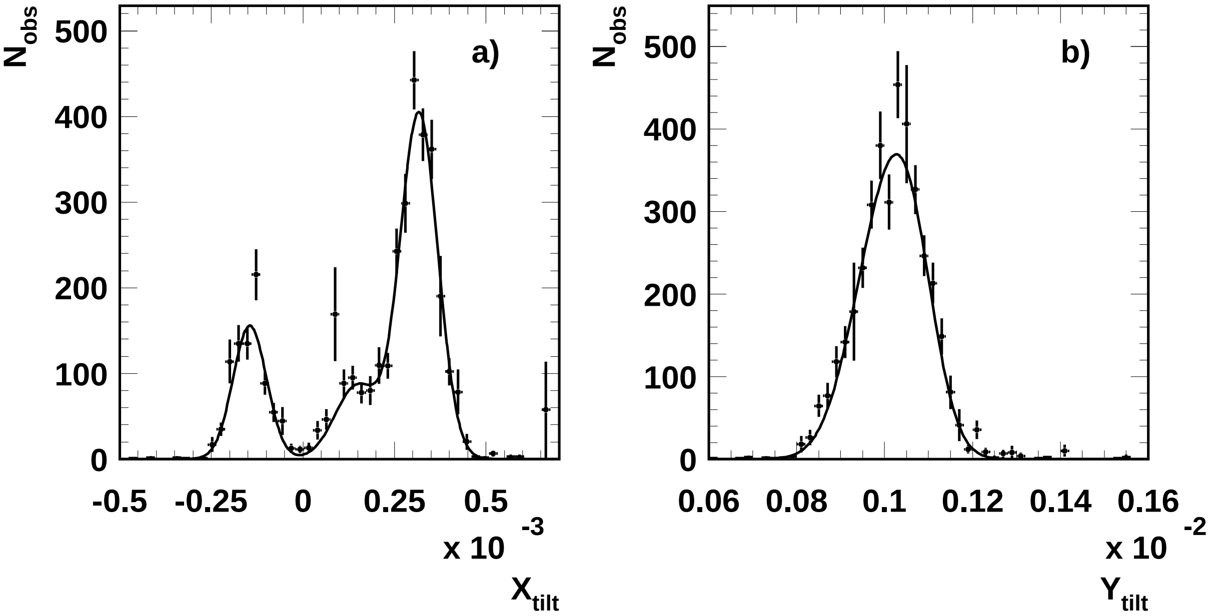


FIG. 3.4 – Distributions des tangentes des angles de croisement des faisceaux dans les données : a) suivant la direction x ; b) suivant la direction y. Les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de sommes de distributions gaussiennes (voir texte).

Enfin, les faisceaux de protons et d'électrons ne sont pas parfaitement alignés par rapport au système de coordonnées. Sur base de la reconstruction des positions en (x,y) du vertex d'interaction, il est possible de reconstruire les directions précises des faisceaux. Celles-ci changent en permanence au cours du temps, et ces effets sont pris en compte dans le calcul de la cinématique. La figure 3.4 présente ainsi les tangentes des angles de croisement suivant les directions x et y mesurées dans les données par rapport à un référentiel déterminé à partir du trajectographe central. Ceci modifie le point d'impact de l'électron diffusé dans la BDC et le SpaCal. Or, suite aux coupures fiduciaires appliquées dans ce dernier, l'acceptance prédite par le Monte-Carlo dépend de ces deux angles. Cet effet n'est pas pris en compte dans la simulation standard, et il a donc dû y être introduit : pour cela, des distributions gaussiennes ont été ajustée sur les données pour modéliser les distributions des tangentes des angles de croisement, et ces ajustements ont été utilisés pour générer les angles de croisement dans la simulation (voir figure 3.4). Remarquons que les trajectoires des faisceaux ayant été modifiées au cours de la prise de donnée, cet ajustement a été réalisé séparément pour les différentes périodes.

3.4 Déclencheurs utilisés pour la sélection des données

Dans cette section, nous présentons les déclencheurs utilisés afin de sélectionner les données et nous étudions leurs efficacités. Dans un premier temps, nous nous concentrons sur la partie de l'analyse utilisant le calorimètre SpaCal et nous passons ensuite au VLQ.

3.4.1 Déclencheurs pour le SpaCal

A priori, pour la sélection au niveau L1 des événements ayant un électron détecté dans le calorimètre SpaCal, le déclencheur s0, basé sur l'élément de déclenchement SPCLe_IET>2, peut être utilisé. Rappelons que cet élément de déclenchement requiert la détection d'un dépôt d'énergie de plus de 6 GeV dans la région extérieure du SpaCal. Afin d'éliminer la région centrale du SpaCal non couverte, la région définie par le rectangle $[-17, 10]$ cm en x et $[-9, 17]$ cm en y n'a pas été prise en compte et ne le sera pas dans la suite de ce travail. Le déclencheur s0 s'est cependant vu appliquer un facteur de réduction élevé. Nous utilisons dès lors un mélange de plusieurs déclencheurs de niveau L1 basés sur les éléments de déclenchement IET, zVtx et DCRph. Leurs définitions sont reprises dans la table 3.2, où l'on a également indiqué les éventuelles conditions au niveau L2. Les conditions de veto n'affectant pas l'efficacité de ces déclencheurs ont été omises. Ces conditions de veto sont basées sur la mesure du temps de vol des particules, à l'aide de plans de scintillateurs placés en divers endroits du détecteur H1 ainsi que du SpaCal ; certains de ces déclencheurs contiennent également un veto basé sur les éléments DCRPh contre les événements comprenant un grand nombre de traces (≥ 40).

Dans un premier temps nous estimons l'efficacité du déclencheur s0 et nous nous servons ensuite de celui-ci afin d'étudier l'efficacité de notre mélange de déclencheurs. Les déclencheurs s52 et s68 ne comprenant aucune condition sur la détection d'un électron dans le SpaCal, ils permettent d'estimer l'efficacité des éléments de déclenchement IET. La figure 3.5 présente l'efficacité du déclencheur s0, comprenant l'élément SPCLe_IET>2, en fonction de la position (x,y) du centre de gravité du dépôt dans le SpaCal et en fonction de Q^2. Le déclencheur s0 est efficace à 100 % mais il ne peut être utilisé tel quel en raison du fort facteur de réduction qui lui était appliqué.

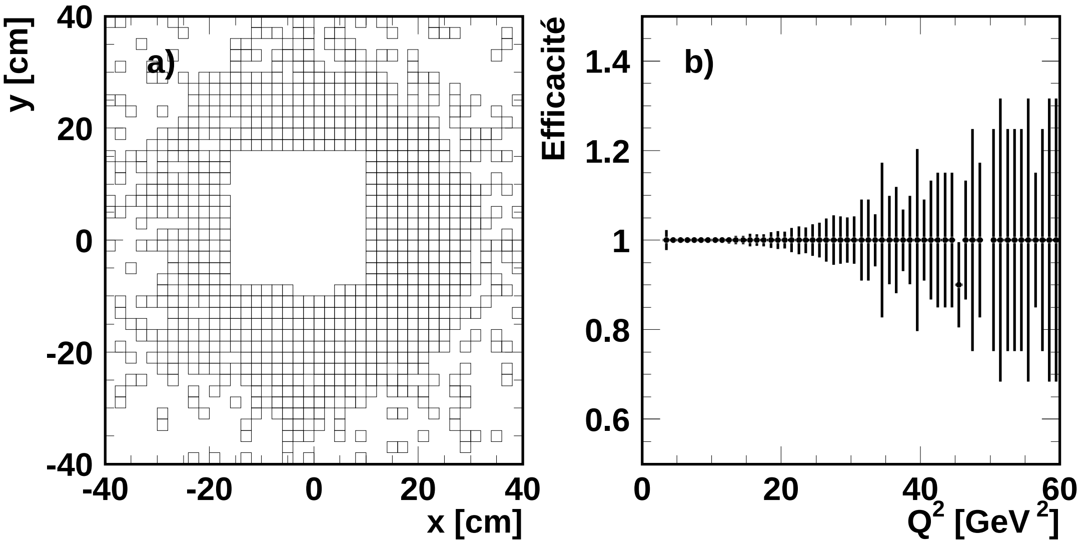


FIG. 3.5 – Efficacité du déclencheur s0 (a) en fonction de la position radiale du dépôt d'énergie dans le SpaCal ; (b) en fonction de Q^2.

La figure 3.6 présente l'efficacité des autres déclencheurs pris ensemble, en fonction de l'impulsion transverse et des angles polaire et azimutal du pion de désintégration ayant la plus

<table>
<tr><th>Déclencheur</th><th colspan="5">Conditions L1</th><th>Conditions L2</th></tr>
<tr><td>s0</td><td>SPCLe_IET>2</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>s1</td><td>SPCLe_IET>2</td><td>&&</td><td>(zVtx_T0 || FwdRay_T0)</td><td></td><td></td><td>SPCL_R30</td></tr>
<tr><td>s2</td><td>(SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_2)</td><td>&&</td><td>zVtx_sig</td><td>&&</td><td>DCRPh_THig</td><td></td></tr>
<tr><td>s3</td><td>SPCLe_IET>2</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>SPCL_R30</td></tr>
<tr><td>s4</td><td>(SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3)</td><td>&&</td><td>(zVtx_T0 || FwdRay_T0)</td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>s9</td><td>SPCLe_IET>1</td><td>&&</td><td>(zVtx_T0 || FwdRay_T0)</td><td></td><td></td><td>SPCL_R30</td></tr>
<tr><td>s33</td><td>(SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_3)</td><td>&&</td><td>zVtx_mul<2</td><td>&&</td><td>DCRPh_Ta</td><td></td></tr>
<tr><td>s35</td><td>SPCLe_IET>2</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>SPCL_R30 && Kin_Peak</td></tr>
<tr><td>s36</td><td>(SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3)</td><td>&&</td><td>(zVtx_T0 || FwdRay_T0)</td><td></td><td></td><td>SPCL_R20 && Kin_Peak</td></tr>
<tr><td>s52</td><td></td><td></td><td>zVtx_Cls</td><td>&&</td><td>DCRPh_TNeg</td><td>Jpsi_ee || Jpsi_mumu</td></tr>
<tr><td>s61</td><td>(SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3)</td><td>&&</td><td>zVtx_sig</td><td>&&</td><td>DCRPh_THig</td><td></td></tr>
<tr><td>s68</td><td></td><td></td><td>(zVtx_T0 || FwdRay_T0)
&& zVtx_cls</td><td>&&</td><td>DCRPh_Ta</td><td>Phi_KK</td></tr>
<tr><td>s104</td><td>SPCLe_IET>2</td><td>&&</td><td>zVtx_T0</td><td>&&</td><td>DCRPh_Ta</td><td></td></tr>
</table>

TAB. 3.2 – Définitions en termes des principaux éléments de déclenchement des déclencheurs de niveau L1 utilisés, ainsi que les éventuelles conditions au niveau L2.

grande impulsion transverse. Cette efficacité est définie comme la fraction des événements satisfaisant le déclencheur s0 pour lesquels au moins l'un des déclencheurs du mélange est également actif. L'efficacité obtenue est supérieure 90% et plafonne à 100 % pour les grandes impulsions transverses, c'est-à-dire les grandes valeurs de Q^2.

Dans la suite, nous combinons ce mélange de déclencheurs avec le déclencheur s0, celui-ci permettant de compenser les pertes aux petites impulsions transverses. Nous sélectionnons dès lors l'ensemble des événements pour lesquels au moins l'un déclencheurs du mélange ou le déclencheur s0 est actif.

Afin de prendre en compte les facteurs de réduction associés à ces différents déclencheurs au niveau L1, nous assignons à chaque événements j un poids calculé suivant la formule suivante [95] :

$$w_j = \left[1 - \prod_i \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_i}\right)\right]^{-1} \tag{3.14}$$

où le produit porte sur l'ensemble des déclencheurs i considérés, d_i est le facteur de réduction associé au déclencheur i et r_{ij} vaut 1 si le déclencheur i était actif pour l'événement j avant application du facteur de réduction et 0 sinon.

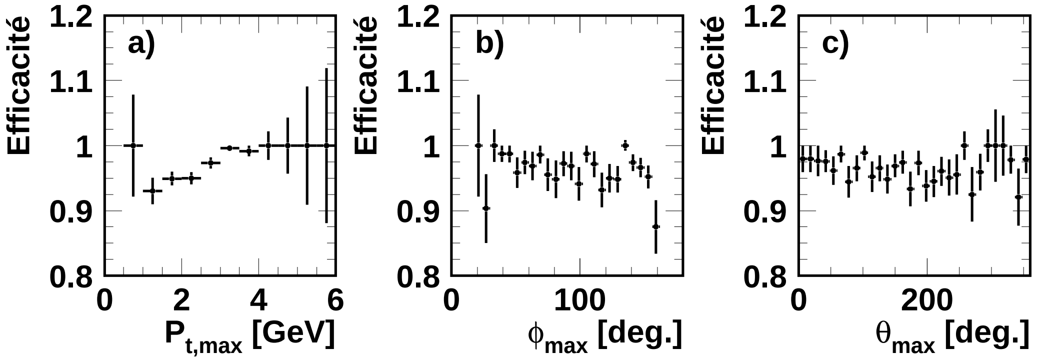


FIG. 3.6 – Efficacité du mélange de déclencheurs (voir table 3.2) estimée à partir de s0 (a) en fonction de l'impulsion transverse du pion d'impulsion transverse maximale et en fonction des angles (b) polaire et (c) azimutal de ce pion.

3.4.2 Déclencheur pour le VLQ

Pour la sélection au niveau L1 des événements pour lesquels l'électron est identifié dans le VLQ, nous utilisons le déclencheur s102. Pour ce déclencheur, l'élément VLQ_top_high ou l'élément VLQ_bot_high doivent être validés en concordance avec les éléments zVtx_T0 et DCRPh_Ta.

Dans la mesure ou nous étudions dans le cas du VLQ uniquement un rapport de sections efficaces, seules les différences éventuelles d'efficacité entre les événements avec et sans dissociation du proton pour ce déclencheur sont à prendre en compte. La condition sur la détection d'un dépôt d'énergie dans le VLQ (éléments de déclenchement VLQ_top_high ou VLQ_bot_high) est indépendante de la dissociation ou non du proton. Par contre, des dépendances différentes en t des sections efficaces élastique et dissociative étant attendues, les distributions en impulsion des deux pions sont différentes pour les deux canaux. Il est donc nécessaire d'étudier les efficacités des éléments de déclenchement zVtx_T0 et DCRPh_Ta.

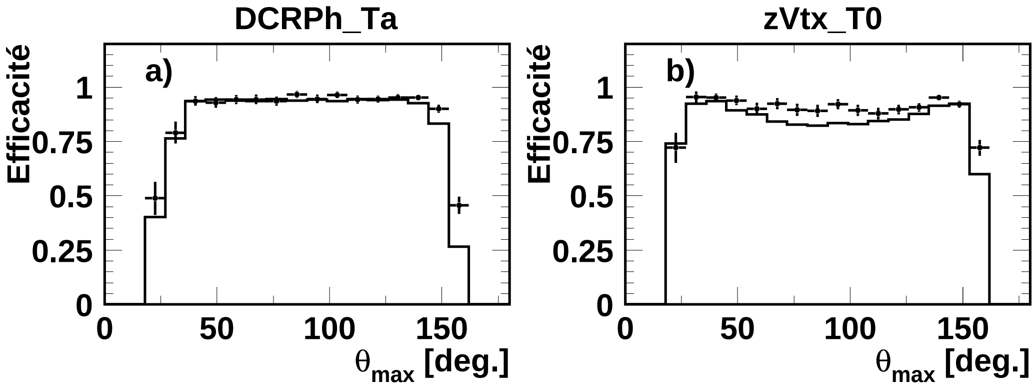


FIG. 3.7 – Efficacités des éléments (a) DCRPh_Ta et (b) zVtx_T0 en fonction de l'angle polaire du pion de désintégration ayant la plus grande impulsion transverse, dans le domaine cinématique du SpaCal, pour les données (points) et pour le Monte-Carlo (histogrammes).

Pour nos données, il n'existe aucun déclencheur de niveau L1 permettant de déterminer l'efficacité des éléments de déclenchement zVtx_T0 et DCRPh_Ta dans le domaine cinématique couvert par le VLQ. L'efficacité de ces deux éléments est cependant simulée dans le Monte-Carlo, et nous nous appuierons sur cette simulation.

Afin de vérifier la qualité de cette description, nous étudions les efficacités des éléments zVtx_T0 et DCRPh_Ta pour le domaine cinématique du SpaCal en utilisant le déclencheur s0 comme référence. Les figures 3.7 et 3.8 présentent les efficacités des éléments zVtx_T0 et DCRPh_Ta, pour les données et pour le Monte-Carlo, en fonction de l'angle polaire, de l'impulsion transverse et de l'angle azimutal du pion ayant la plus grande impulsion transverse. Pour des angles polaires inférieurs à 40° ou supérieurs à 140°, l'efficacité décroît rapidement, et ces régions ne sont pas prises en compte. Pour le reste, l'accord obtenu est assez bon, et nous faisons l'hypothèse que cette bonne description est également vraie dans le domaine du VLQ. Nous utiliserons donc la simulation par Monte-Carlo afin de corriger les données sélectionnées en utilisant le VLQ pour les pertes induites par les éléments zVtx_T0 et DCRPh_Ta. Rappelons que de toutes façons, les insuffisances éventuelles de la simulation sont des effets du second ordre puisque nous étudions un rapport. En particulier l'écart entre les données et la simulation pour l'efficacité de l'élément zVtx_T0 en fonction de l'angle polaire se simplifie dans le rapport, des dépendances identiques en W étant observées pour les canaux élastique et dissociatif.

La figure 3.9 présente l'efficacité de l'élément DCRPh_Ta en fonction de l'impulsion transverse du pion ayant la plus grande impulsion transverse, telle que prédite par la simulation dans le domaine cinématique du VLQ. On y observe un effet de seuil en impulsion transverse entre 400 MeV et 500 MeV. Afin de se placer dans la région pour laquelle l'acceptance est élevée, les événements pour lesquels aucun pion d'impulsion transverse supérieur à 460 MeV n'est observé ne sont pas utilisés dans l'analyse VLQ.

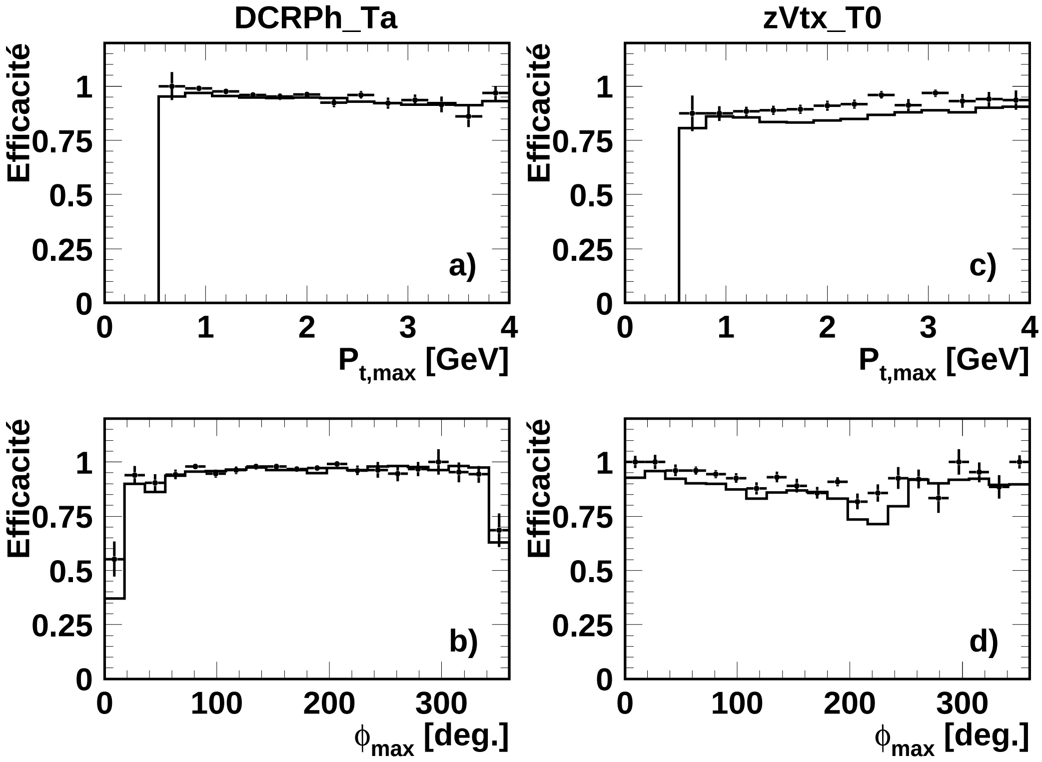


FIG. 3.8 – Efficacités des éléments (a),(b) DCRPh_Ta et (c),(d) zVtx_T0 en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle azimutal du pion de désintégration ayant la plus grande impulsion transverse, dans le domaine cinématique du SpaCal, pour les données (points) et pour le Monte-Carlo (histogrammes). Seule la région correspondant à des angles polaires compris entre 40° et 140° a été prise en compte.

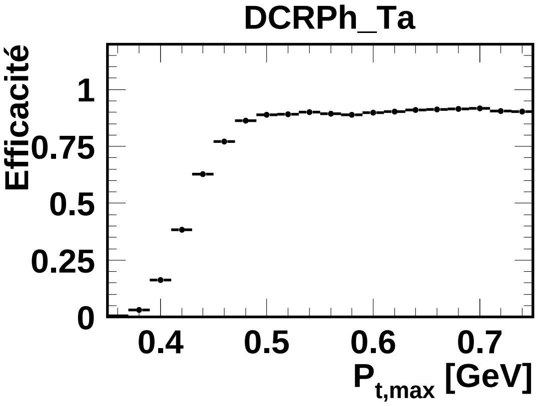


FIG. 3.9 – Efficacité de l'élément DCRPh_Ta en fonction de l'impulsion transverse du pion de désintégration ayant la plus grande impulsion transverse, dans le domaine cinématique du VLQ, telle que prédite par la simulation.

3.5 Etude des détecteurs avant et séparation des canaux élastique et dissociatif

Afin de séparer les événements avec et sans dissociation du proton, les détecteurs situés dans la direction avant sont utilisés. Rappelons que le FPS permet de mesurer directement les protons diffusés élastiquement mais que son acceptance est très faible et concentrée aux valeurs de $|t|$ supérieures à 0.07 GeV^2 (voir section 2.2.3) ; il ne sera donc pas utilisé ici. La sélection est dès lors basée sur les trois plans du FMD situés en deçà de l'aimant toroïdal et sur le PRT, qui permettent de détecter les particules directement issues de la dissociation du proton ou de leur interaction avec les matériaux morts (collimateurs, tube à vide). Rappelons que dans le cas des événements avec dissociation du proton on se limite aux valeurs de $M_Y < 5$ GeV, en appliquant une coupure sur les traces et les dépôts d'énergie dans le LAr non associés aux traces des deux candidats pions.

Les événements élastiques sont généralement caractérisés par l'absence de signal dans le PRT et le FMD, tandis que les événements avec dissociation du proton le sont par l'observation d'un signal dans au moins l'un de ces deux détecteurs. Le PRT et le FMD sont cependant affectés par un bruit que nous allons étudier, afin de déterminer les seuils au-dessus desquels un signal sera considéré comme significatif. Les critères obtenus ne permettent cependant pas une séparation complète du canal élastique et du canal avec dissociation du proton, en raison de l'acceptance limitée et des inefficacités du PRT et du FMD. Pour mesurer les sections efficaces élastique et dissociative, les contaminations croisées doivent dès lors être estimées en s'appuyant sur la simulation par Monte-Carlo. Afin de nous assurer de la bonne description de la dissociation du proton et de la bonne réponse des détecteurs par cette simulation, nous comparons les corrélations entre ces deux détecteurs et entre les plans qui les composent, telles qu'observées dans les données et décrites par le Monte-Carlo. Nous terminons cette section par l'estimation des contaminations croisées entre le canal élastique et le canal dissociatif.

3.5.1 Etude du bruit affectant les détecteurs avant

Pour étudier les bruits de fond affectant les trois premiers plans du FMD et le PRT, nous utilisons un échantillon d'environ 360000 événements dont l'acquisition a été déclenchée au hasard pendant la période de collecte des données, sans devoir correspondre à un critère de déclenchement physique. Nous demandons en plus qu'aucun dépôt d'énergie de plus de 400 MeV ne soit reconstruit dans le calorimètre LAr, afin de nous mettre dans les conditions correspondant à nos critères de sélection. Les sources probables de bruit de fond dans le FMD et le PRT sont les fluctuations dans l'électronique de lecture, le rayonnement synchrotron, les interactions des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide et le rayonnement cosmique. Cette étude permet de fixer les seuils de détection en-dessous desquels nous estimons qu'un signal est dû au bruit, et non à une particule issue de la dissociation du proton lors d'une interaction diffractive.

Le spectromètre à muons avant

Pour chacun des trois plans du FMD que nous utilisons, nous ne considérons que les signaux appariés dans les deux chambres qui les constituent (voir section 2.2.3). Cette condition élimine une partie du bruit électronique non cohérent mais n'a aucune action sur le passage de particules provenant par exemple d'une interaction des faisceaux avec le gaz résiduel. La sélection des événements dissociatifs se base dès lors sur la détection d'un nombre minimum de paires, afin de prendre en compte ce bruit résiduel. La table 3.3 présente, pour chaque plan pris séparément, le pourcentage d'événements déclenchés au hasard qui présentent au moins une, deux ou trois paires reconstruites.

Paires reconstruites	Plan 1	Plan 2	Plan 3
≥ 1	$7.3 \pm 0.4\%$	$6.8 \pm 0.4\%$	$9.9 \pm 0.5\%$
≥ 2	$1.1 \pm 0.2\%$	$1.3 \pm 0.2\%$	$1.8 \pm 0.2\%$
≥ 3	$0.6 \pm 0.1\%$	$0.7 \pm 0.1\%$	$0.9 \pm 0.2\%$

Tab. 3.3 – Pourcentage d'événements déclenchés au hasard qui présentent au moins une, deux ou trois paires reconstruites dans chacun des trois premiers plans du FMD, pris séparément.

On constate que, dans chaque plan, une fraction substantielle des événements comporte au moins une paire qui peut être attribuée au bruit. Sélectionner les événements élastiques en demandant qu'aucune paire ne soit reconstruite conduirait à des pertes substantielles pour ce canal et à une contamination élevée du canal dissociatif. De même, environ 1.2% des événements comportent au moins deux paires dans chacun des deux premiers plans, et dans le troisième plan le bruit de fond est légèrement plus élevé.

Nous décidons finalement qu'il n'y a pas de signal significatif dans le FMD si l'on détecte zéro ou une paire de signaux au total dans les deux premiers plans et zéro, une ou deux paires au total dans les trois premiers plans. La perte induite sur les événements élastiques est alors de $2.7 \pm 0.1\%$. Le bruit n'étant pas inclus dans la simulation du détecteur H1, nous superposons à chaque événement simulé l'information sur le FMD provenant de l'un des événements déclenchés au hasard, afin d'améliorer l'accord entre les données et le Monte-Carlo (voir section 3.7).

Le détecteur de débris du proton

La figure 3.10 montre le pourcentage de bruit dans chacun des sept scintillateurs du PRT en fonction de la luminosité accumulée au cours de l'année 2000. Dans les trois premiers plans le bruit est élevé pendant une courte période de l'année correspondant à une luminosité de 1.4 pb^{-1}. Les données prises pendant cette période ne sont dès lors pas utilisées dans l'analyse. D'autre part, les deux derniers scintillateurs étant bruyants pendant environ un cinquième du temps, ils ne seront jamais pris en compte. L'efficacité globale du PRT ne diminue cependant pas significativement, en raison des corrélations élevées entre les différents plans de scintillateurs (voir section 3.5.3). Nous considérons dès lors comme un signal significatif dans le PRT toute activité détectée dans au moins l'un des cinq premiers plans. Le bruit résiduel est de $0.25 \pm 0.01\%$.

3.5.2 Critères de séparation des canaux élastique et dissociatif

Les événements de production diffractive élastique de mésons ρ sont sélectionnés par l'absence de signal significatif dans le FMD et le PRT, en utilisant les critères définis ci-dessus.

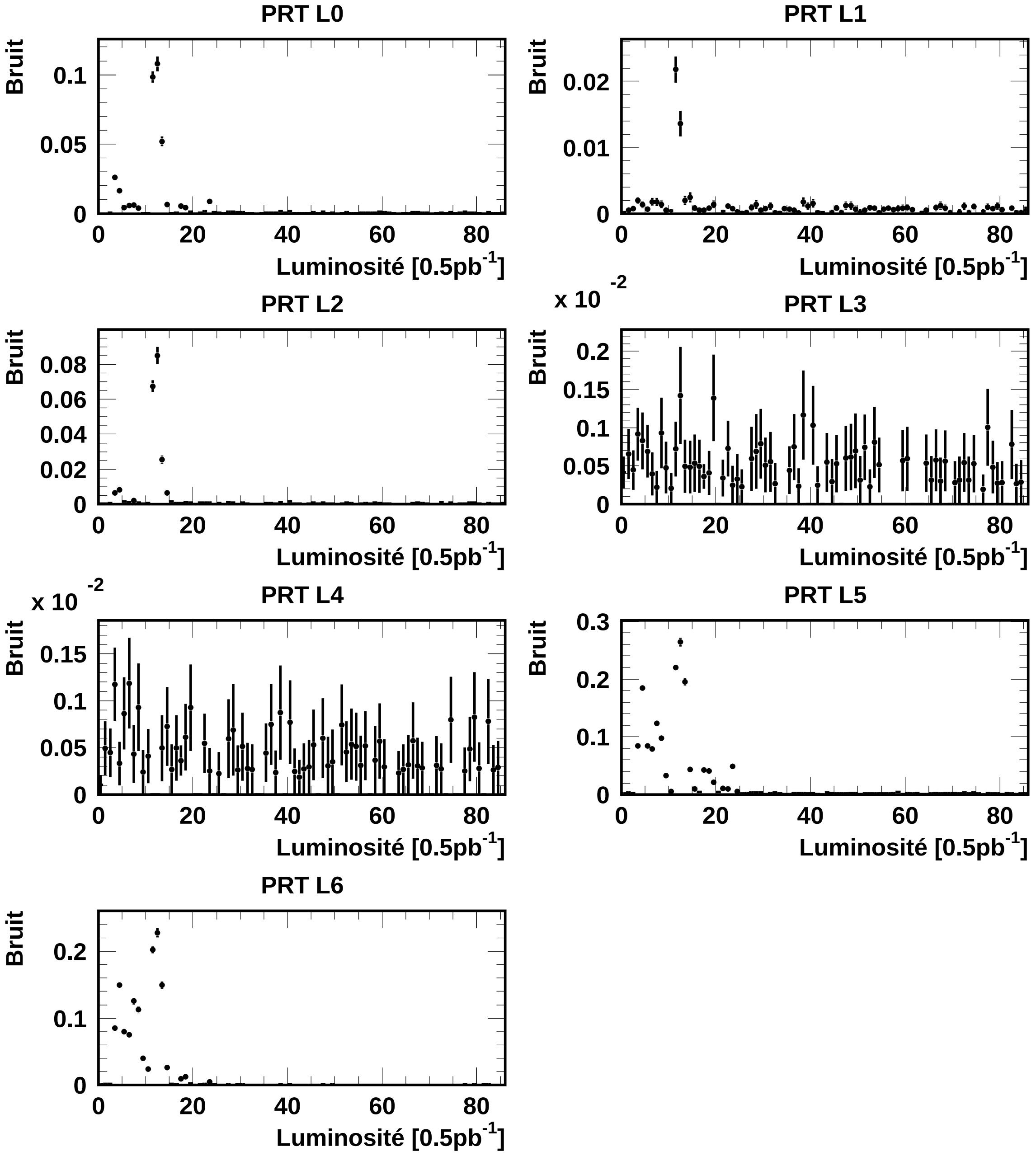


FIG. 3.10 – Fractions d'événements déclenchés au hasard qui présentent un signal dans les différents plans du PRT (notés L0 à L6), en fonction de la luminosité accumulée.

Nous obtenons ainsi des échantillons de 3562 événements dans le SpaCal pour le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $40 < W < 180$ GeV et de 15448 événements dans le VLQ pour le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 et $30 < W < 70$ GeV (respectivement 7792 et 17753 événements, en prenant en compte les poids associés au système de déclenchement). Dans la suite, ces échantillons seront désignés comme les échantillons “NOTAG”.

Pour sélectionner les événements de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton, nous demandons qu'au moins l'une des conditions suivantes soit remplie :

– présence d'au moins trois paires de signaux au total dans les trois premiers plans du FMD

ou d'au moins deux paires de signaux au total dans les deux premiers plans du FMD ;
- présence d'un signal dans au moins l'un des cinq premiers plans du PRT.

Nous obtenons ainsi des échantillons de 1178 événements dans le SpaCal et de 2989 événements dans le VLQ dans les mêmes domaines en Q^2 et W que ci-dessus (respectivement 1981 et 3935 événements, en prenant en compte les poids associés au système de déclenchement). Ces échantillons seront désignés comme les échantillons "TAG". Soulignons qu'en raison de la sélection rejetant les événements comprenant une trace ou dépôt d'énergie dans la région avant, ces échantillons ne contiennent qu'une partie des événements de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton.

Les échantillons "NOTAG" et "TAG" correspondent majoritairement respectivement au canal élastique et au canal dissociatif; une contamination mutuelle subsiste, que nous évaluons dans la suite (voir section 3.5.4).

3.5.3 Etude des corrélations entre les détecteurs avant

Les signaux observés dans les détecteurs avant proviennent de la convolution de la dépendance en M_Y de la section efficace dissociative, du processus de fragmentation, de la présence de matériaux morts (dans lesquels les particules issues de la dissociation du proton peuvent soit développer des gerbes secondaires qui atteignent les détecteurs avant, soit y être absorbées), et des efficacités des détecteurs avant. Afin de vérifier globalement la bonne description de ces effets par la simulation par Monte-Carlo de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton, nous étudions les corrélations entre la détection de signaux dans le FMD et le PRT, pour les données et pour la simulation. Ceci nous amènera à introduire une modification du Monte-Carlo. Dans cette section nous ne présentons que les résultats obtenus à partir des événements sélectionnés à partir du SpaCal, les résultats obtenus avec le VLQ étant tout à fait semblables. Nous vérifions cela dans la suite (voir section 6.4), en présentant une comparaison entre les échantillons SpaCal et VLQ des signaux observés dans les détecteurs avant.

Corrélations pour le PRT

Nous étudions la réponse du PRT à partir d'événements satisfaisant les critères définis dans la section 3.2 et donnant un signal significatif dans le FMD. Les coupures sur les angles polaires et la masse invariante des deux candidats pions, ainsi que les coupures fiduciaires sur la position du dépôt d'énergie dans le SpaCal ont cependant été légèrement relâchées afin d'augmenter la statistique disponible.

La figure 3.11a présente la fraction des événements dissociatifs, sélectionnés à partir du FMD, pour lesquels un signal est également observé dans le PRT, plan par plan pour les cinq premiers plans, et pour les cinq premiers plans pris ensemble, pour les données et le Monte-Carlo. On observe un désaccord important qui indique que la simulation par Monte-Carlo surestime la proportion d'événements de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton qui donnent lieu à la détection d'un signal dans le PRT. Le même effet est observé dans la figure 3.11b qui présente le nombre de plans pour lequel un signal est observé dans le PRT pour les données et le Monte-Carlo, la distribution du Monte-Carlo ayant été normalisée au nombre d'événements obtenus pour les données. Cependant la répartition relative entre les différents plans est assez bien décrite, suggérant que le problème ne provient pas principalement

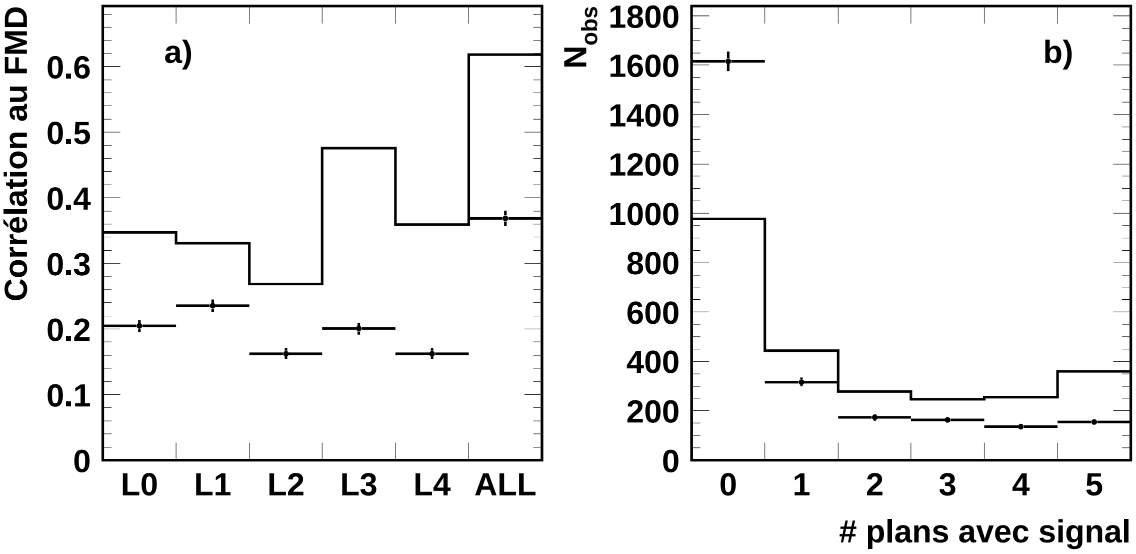


FIG. 3.11 – a) Fractions des événements dissociatifs, sélectionnés à partir du FMD, pour lesquels un signal est également observé dans le PRT : plan par plan pour les cinq premiers plans du PRT, notés L0 à L4, et ensemble, noté ALL, pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo (traits pleins). b) Distribution du nombre de plans du PRT pour lesquels un signal est observé pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo (traits pleins) ; la distribution du Monte-Carlo a été normalisée aux nombres d'événements dans les données.

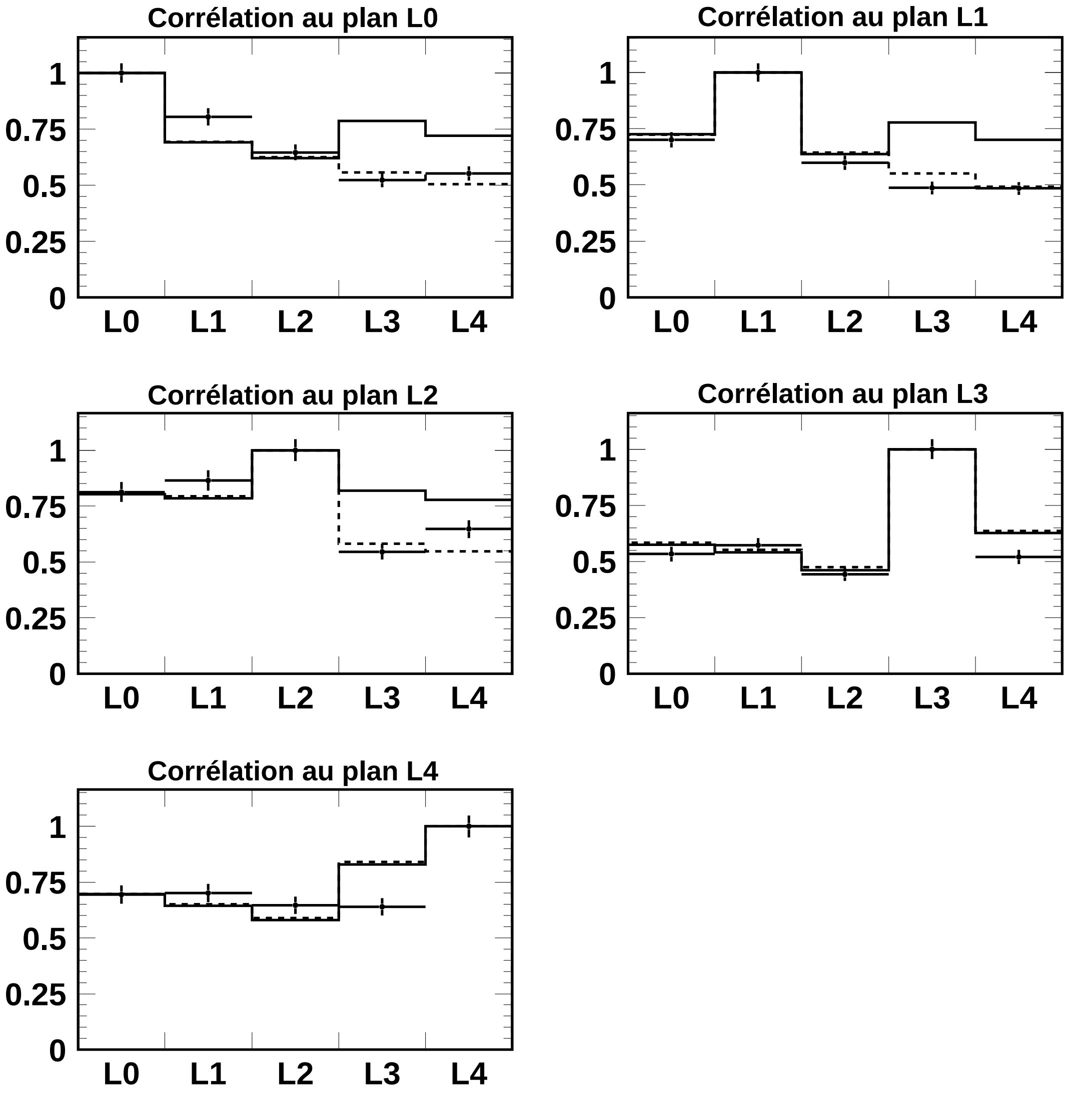
de la mauvaise description de l'efficacité d'une partie des cinq plans mais serait plutôt de nature globale.

Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons étudié, à partir du même échantillon comprenant des événements avec dissociation sélectionnés à l'aide du FMD, les corrélations internes entre les plans du PRT, en sélectionnant dans les deux échantillons, données et Monte-Carlo, les événements présentant un signal dans chacun des plans et en comptant la proportion d'événements présentant également un signal dans les autres plans. La figure 3.12 reprend les résultats obtenus. On observe que les corrélations internes sont élevées dans tous les cas et que la simulation par Monte-Carlo (traits pleins) décrit relativement bien les données (points), à l'exception des plans 3 et 4 pour lesquels des corrélations trop élevées sont prédites avec les plans 0, 1 et 2. Afin de corriger ceci, nous avons dégradé les efficacités des plans 3 et 4 dans la simulation. Pour cela, nous ignorons pour la simulation les informations provenant de ces deux plans pour 30% des événements où un signal est observé dans au moins l'un d'eux (cette valeur représente la moyenne des ajustements nécessaires afin de corriger les corrélations de ces deux plans par rapport aux trois premiers plans[3]). Les corrélations internes obtenues sont présentés à la figure 3.12 en traits discontinus ; elles décrivent bien les données. Cependant, la dégradation de l'efficacité dans ces deux plans ne permet pas de corriger l'effet global, qui provient d'une surestimation de l'efficacité pour l'ensemble du PRT dans la simulation.

Dans un second temps, l'efficacité du PRT a donc été en plus dégradée globalement dans la simulation par Monte-Carlo, afin d'amener la corrélation globale avec le FMD au même niveau que dans les données. Ceci est réalisé en ignorant toute activité dans le PRT pour 35% des

---

[3] Remarquons qu'un ajustement séparé des corrélations internes de ces deux plans déformerait la distribution du nombre de plans pour lesquels un signal est observé dans le PRT.


Corrélation au plan L0

Corrélation au plan L1

Corrélation au plan L2

Corrélation au plan L3

Corrélation au plan L4

Fig. 3.12 – Corrélations entre les cinq premiers plans du PRT entre eux (notés L0 à L4) pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo avant (traits pleins) et après (traits discontinus) dégradation de 30% de l'efficacité des plans L3 et L4.

événements simulés qui présentent un signal dans au moins l'un des cinq premiers plans du PRT. Cette valeur prend en compte l'effet de la dégradation des efficacités dans le troisième et le quatrième plans. La figure 3.13 présente le nombre de plans pour lequel un signal est observé dans le PRT pour les données et le Monte-Carlo modifié. L'accord obtenu est bon.

Corrélations pour le FMD

Pour étudier le FMD, nous utilisons les événements de production diffractive de mésons ρ pour lesquels une activité significative est détectée dans le PRT, les autres critères de sélection de l'échantillon étant les mêmes que ci-dessus.

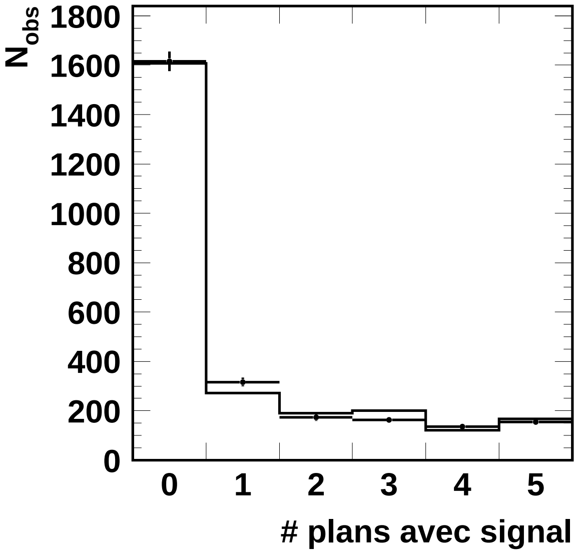


FIG. 3.13 – Distribution du nombre de plans du PRT pour lequel un signal est observé pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo, les efficacités des plans 3 et 4 ayant été dégradées de 30 % et l'efficacité globale du PRT ayant été dégradée ensuite de 35 % (traits pleins). La distribution du Monte-Carlo a été normalisée aux nombres d'événements dans les données.

La figure 3.14a présente la fraction des événements avec dissociation du proton, sélectionnés à l'aide du PRT, pour lesquels on observe au moins deux paires de signaux dans les trois premiers plans du FMD pris séparément, pour les données et le Monte-Carlo. Les corrélations internes entre les trois plans du FMD, obtenues en sélectionnant des événements présentant au moins deux paires de signaux dans l'un des plans et en comptant pour ceux-ci la proportion d'événements présentant au moins deux paires de signaux dans les autres plans, sont reprises aux figures 3.14b-d. Dans tout les cas, on observe que le Monte-Carlo (traits pleins) prédit des corrélations trop élevées pour le premier plan du FMD. L'efficacité de ce plan a donc été dégradée dans la simulation de 27.5%, cette valeur représentant la moyenne des corrections nécessaires afin corriger les différentes corrélations séparément. Les corrélations obtenues sont présentées à la figure 3.14 en traits discontinus et décrivent bien les données.

La figure 3.15 présente le nombre de paires de signaux dans chacun des trois premier plans du FMD pris séparément et ensemble, pour les données. Les histogrammes en traits pleins présentent les prédictions de la simulation, après dégradation de l'efficacité du premier plan, normalisées aux nombres d'événements dans les données. On observe un déficit pour les petits nombres de paires de signaux dans la simulation qui s'explique par la présence dans les données de bruit de fond (voir section 3.5.1) La description des données est améliorée en superposant aléatoirement à la simulation le bruit déterminé à partir des événements déclenchés au hasard. La figure 3.16 montre le résultat obtenu pour les mêmes distributions que précédemment, l'histogramme hachuré présentant la contribution du bruit. L'accord est cette fois satisfaisant.

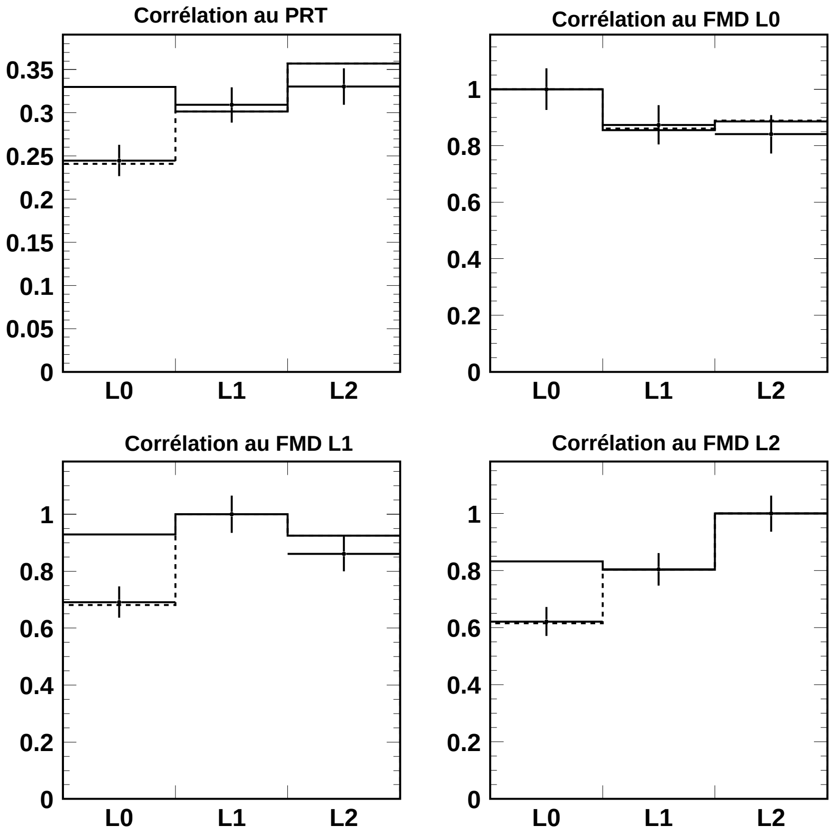


FIG. 3.14 – a) Fractions des événements dissociatifs sélectionnés à partir du PRT pour lesquels un signal est observé dans les trois premiers plans du FMD pris séparément (notés L0 à L3) pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo avant (traits pleins) et après (traits discontinus) dégradation de l'efficacité du plan L0. b,c,d) Corrélations entre les trois premiers plans du FMD entre eux (notés L0 à L3) pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo avant (traits pleins) et après (traits discontinus) dégradation de 27.5% de l'efficacité du plan L0.

3.5.4 Contamination croisée entre les événements avec et sans dissociation du proton

Suite aux inefficacités et aux bruits de fond affectant le FMD et le PRT ainsi qu'à leur couverture incomplète du domaine en pseudorapidité dans lequel sont émis les débris du proton ($\eta \lesssim 7.5$), les échantillons NOTAG et TAG ne correspondent qu'en première approximation, respectivement, aux événements élastiques et avec dissociation du proton. Le principal bruit de fond intervenant lors de la séparation des deux canaux provient dès lors de la contamination croisée entre eux.

Afin d'estimer la contamination de l'échantillon NOTAG en événements de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton, nous utilisons le nombre d'événements (N_{tot})

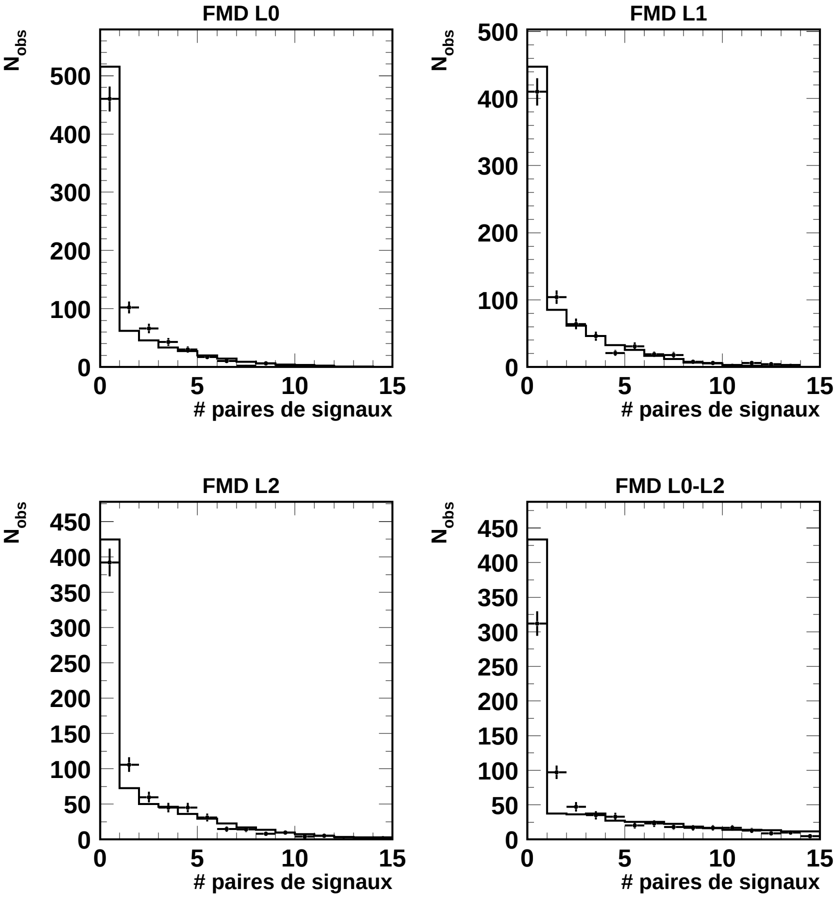


FIG. 3.15 – Distributions du nombre de paires de signaux observés dans les trois premiers plans du FMD (notés L0 à L2) pris séparément et ensemble pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo (traits pleins). La distribution du Monte-Carlo a été normalisée aux nombres d'événements dans les données.

obéissant à toutes les coupures, sans effectuer la sélection sur les détecteurs avant. Le nombre réel d'événements élastiques N_{el} contenu dans cet échantillon est dès lors donné par :

$$N_{el} = \frac{N_{notag} - N_{tot}(1 - P^{tag}_{pdiss})}{P^{tag}_{pdiss} - P^{tag}_{el}} \tag{3.15}$$

où N_{notag} est le nombre d'événements dans l'échantillon NOTAG et P^{tag}_{el} et P^{tag}_{pdiss} sont respectivement les probabilités qu'un événement élastique et un événement dissociatif passant toutes les coupures donne lieu à un signal dans le FMD ou le PRT. L'ensemble est calculé avec la coupure $|t| < 0.5\ \mathrm{GeV}^2$, afin de se ramener finalement au nombre d'événements dans ce domaine. En effet, les probabilités qu'un événement élastique ou qu'un événement avec dissociation du proton donne lieu à un signal dans le FMD ou le PRT dépendent de t.

Ces probabilités sont estimées à partir de la simulation par Monte-Carlo des productions diffractives élastique et dissociative de mésons ρ, en prenant également en compte le bruit de fond dans le FMD. Les dépendances en t utilisées, pour le SpaCal et le VLQ, sont celles

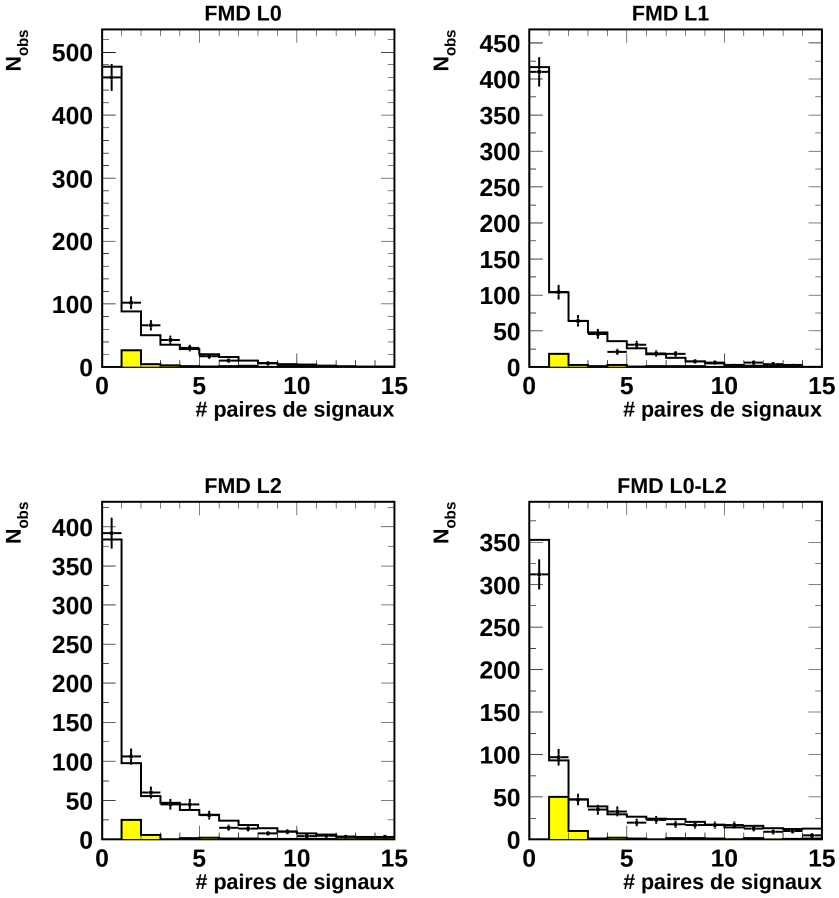


FIG. 3.16 – Distributions du nombre de paires de signaux observés dans les trois premiers plans du FMD (notés L0 à L2) pris séparément et ensemble pour les données (points) et pour la simulation par Monte-Carlo (traits pleins). La distribution du Monte-Carlo a été normalisée aux nombres d'événements dans les données et le bruit de fond présent dans le FMD (histogrammes hachurés) y a été ajouté.

présentées dans la table 3.10. La table 3.4 présente le nombre total d'événements, le nombre d'événements NOTAG et le nombre d'événements élastiques obtenus, ainsi que les probabilités utilisées pour obtenir ce résultat pour les échantillons sélectionnés avec un électron dans le SpaCal et dans le VLQ.

La table 3.4 reprend également les résultats obtenus lorsqu'un seul des deux détecteurs avant est utilisé pour procéder à la séparation et pour deux autres coupures sur le nombre de paires de signaux dans le FMD, à savoir lorsqu'un événement est considéré comme “TAG” du point de vue du FMD soit lorsqu'une paire de signaux au moins est reconstruite dans les trois premiers plans, soit lorsque deux paires au moins sont reconstruites. Ces alternatives sont utilisées afin d'estimer les incertitudes sur la qualité de la description des détecteurs avant dans la simulation par Monte-Carlo. De même l'erreur systématique venant de l'incertitude sur la distribution en M_Y du système hadronique issu de la dissociation du proton dans le Monte-Carlo est estimée en variant la dépendance en M_Y suivant la relation :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M_Y^2} \propto \left(\frac{1}{M_Y}\right)^{2\pm 0.3} \tag{3.16}$$

Critère de sélection	N_{notag}	P_{el}^{tag}	P_{pdiss}^{tag}	N_{el}
SpaCal : $N_{tot} = 9186$				
FMD ou PRT	7782	0.041	0.564	7235
FMD	8357	0.027	0.316	7180
PRT	8390	0.016	0.353	7254
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 1$	7586	0.060	0.588	7202
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 2$	7835	0.041	0.576	7314
VLQ : $N_{tot} = 21005$				
FMD ou PRT	17758	0.041	0.570	16492
FMD	19014	0.027	0.320	16153
PRT	19112	0.014	0.362	16413
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 1$	17247	0.058	0.594	16282
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 2$	17799	0.040	0.560	16421

TAB. 3.4 – Nombre d'événements total (N_{tot}) et nombre d'événements sans activité dans les détecteurs avant (N_{notag}) observés dans les échantillons sélectionnés avec un électron dans le SpaCal ou dans le VLQ et pour différents critères de sélection sur le PRT et le FMD (voir texte) ; probabilités, estimées à l'aide de la simulation par Monte-Carlo, qu'un événement élastique (P_{el}^{tag}) ou un événement avec dissociation du proton (P_{pdiss}^{tag}) produise un signal dans les détecteurs avant pour les critères de sélection ; nombre d'événements élastiques (N_{el}) obtenus (voir formule 3.15). L'ensemble est obtenu pour la coupure $|t| < 0.5$ GeV^2.

En prenant en compte la dispersion des résultats de la table 3.4 et de l'incertitude en M_Y utilisée dans la simulation, nous obtenons que les fraction d'événements avec dissociation du proton dans les échantillons NOTAG sélectionnés avec un électron dans le SpaCal pour le domaine $5 < Q^2 < 60$ GeV^2 est de :

$$F_{pdiss}^{SpaCal} = 11 \pm 4~\%. \tag{3.17}$$

De même pour le VLQ dans le domaine $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 on obtient :

$$F_{pdiss}^{VLQ} = 11 \pm 4~\%. \tag{3.18}$$

La contamination de l'échantillon TAG par les événements élastiques est estimée de manière similaire en utilisant la formule :

$$N_{pdiss} = \frac{N_{tag} - N_{tot}P_{el}^{tag}}{P_{pdiss}^{tag} - P_{el}^{tag}} \tag{3.19}$$

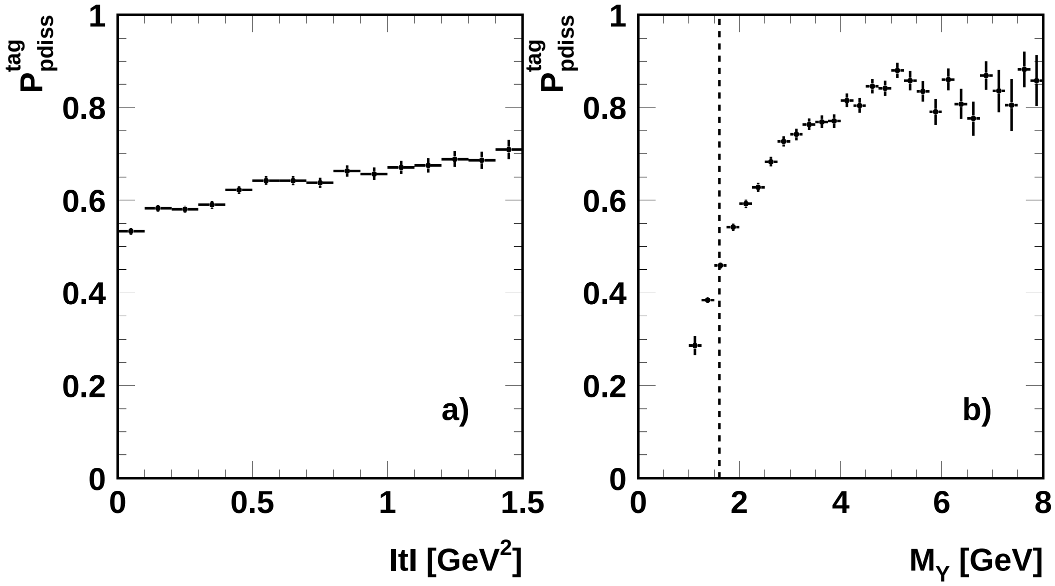


FIG. 3.17 – Probabilités, estimées à l'aide de la simulation par Monte-Carlo, qu'un événement avec dissociation du proton produise un signal dans les détecteurs avant (a) en fonction de $|t|$ et (b) en fonction de M_Y pour $|t| < 1$ GeV^2. La ligne en traits discontinus indique la limite $M_Y = 1.6$ GeV.

où N_{tag} et N_{pdiss} sont respectivement le nombre d'événements dans l'échantillon TAG et le nombre réel d'événements avec dissociation du proton. La figure 3.17 présente la probabilité P^{tag}_{pdiss}, estimées à l'aide de la simulation par Monte-Carlo, qu'un événement avec dissociation du proton produise un signal dans les détecteurs avant en fonction de $|t|$ et de M_Y. On observe que lorsque $|t|$ augmente, cette probabilité augmente, reflétant l'augmentation de l'impulsion transverse du système Y. En effet, à grande impulsion transverse les particules issues de la dissociation du proton ont une plus grande chance de quitter le tube à vide et d'être détectées. D'autre part, on observe une forte dépendance en M_Y de la probabilité P^{tag}_{pdiss}. Aux petites valeurs de M_Y, l'ouverture angulaire du système dissociatif est faible et celui-ci échappe à la détection. La ligne en traits discontinus superposée à la figure 3.17b représentent la limite d'acceptance inférieure en M_Y, fixée à 1.6 GeV comme la valeur pour laquelle la probabilité P^{tag}_{pdiss} est inférieure à 50%. A grand M_Y, cette probabilité est proche de 80% mais les événements sont perdus suite à la coupure sur les dépôts d'énergie dans le calorimètre LAr (voir figure 3.3).

La table 3.5 reprend les résultats obtenus pour le canal dissociatif avec la coupure $|t| <$ 1 GeV^2 afin de se ramener au nombre d'événements dissociatifs dans ce domaine. En prenant en compte la dispersion des résultats obtenus et l'incertitude en M_Y dans la simulation, nous obtenons la fraction d'événements élastiques dans les échantillons TAG :

$$F_{el}^{SpaCal} = 19 \pm 11 \ \%, \tag{3.20}$$

$$F_{el}^{VLQ} = 16 \pm 10 \ \%. \tag{3.21}$$

Critère de sélection	N_{tag}	P_{el}^{tag}	P_{pdiss}^{tag}	N_{pdiss}
SpaCal : $N_{tot} = 10499$				
FMD ou PRT	1994	0.050	0.581	2807
FMD	1115	0.028	0.328	2758
PRT	1219	0.026	0.368	2909
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 1$	2218	0.065	0.604	2729
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 2$	2046	0.049	0.587	2839
VLQ : $N_{tot} = 22309$				
FMD ou PRT	3938	0.044	0.579	5525
FMD	2366	0.027	0.328	5847
PRT	2378	0.017	0.366	5717
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 1$	4485	0.061	0.600	5769
FMD ou PRT $\sum FMD \geq 2$	4051	0.045	0.585	5620

TAB. 3.5 – Nombre d'événements total (N_{tot}) et nombre d'événements avec activité dans les détecteurs avant (N_{tag}) observés dans les échantillons sélectionnés avec un électron dans le SpaCal ou dans le VLQ pour différents critères de sélection sur le PRT et le FMD (voir texte) ; probabilités, estimées à l'aide de la simulation par Monte-Carlo, qu'un événement élastique (P_{el}^{tag}) ou un événement avec dissociation du proton (P_{pdiss}^{tag}) produise un signal dans les détecteurs avant pour les critères de sélection ; nombre d'événements avec dissociation du proton (N_{pdiss}) obtenus (voir formule 3.19). L'ensemble est obtenu pour la coupure $|t| < 1$ GeV^2.

3.6 Bruits de fond dus à la production d'autres mésons vecteurs

Dans cette section, nous étudions les bruits de fond qui affectent la sélection des événements de production diffractive de mésons ρ élastique et avec dissociation du proton. Il s'agit de la production diffractive de mésons ρ', ω et ϕ. Les différentes contaminations sont estimées sur base de la simulation par Monte-Carlo des mésons vecteurs et de mesures antérieures du rapport des sections efficaces de la production de mésons ρ', ω et ϕ à celle du méson ρ.

3.6.1 Production diffractive de mésons ρ'

La production diffractive de mésons ρ', $ep \to ep\rho'$, contribue au bruit de fond présent dans nos échantillons au travers du canal de désintégration en cascade :

$$\rho' \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0 \quad ; \quad \rho^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0 \tag{3.22}$$

lorsque les photons issus de la désintégrations des deux π^0 échappent à la détection. C'est le cas lorsque les dépôts d'énergie provenant de ces photons sont associés avec l'une des traces des pions chargés ou que leur énergie est inférieure à 400 MeV. L'importance relative de ce bruit de fond augmente avec $|t|$ dans la mesure où la balance en impulsion transverse de l'état final est faussée par la non-détection des deux π^0, ce qui conduit à interpréter des événements de production de ρ' à petit $|t|$ à de la production de mésons ρ à grand $|t|$. Dès lors, la coupure en t permet de diminuer l'effet de ce bruit de fond. D'autre part, lorsque Q^2 augmente, l'énergie moyenne emportée par chacun des pions de désintégration augmente, de telle sorte que ceux-ci échappent plus difficilement à la coupure sur les dépôts d'énergie isolés. L'importance relative du bruit de fond de production de mésons ρ' diminue lorsque Q^2 augmente.

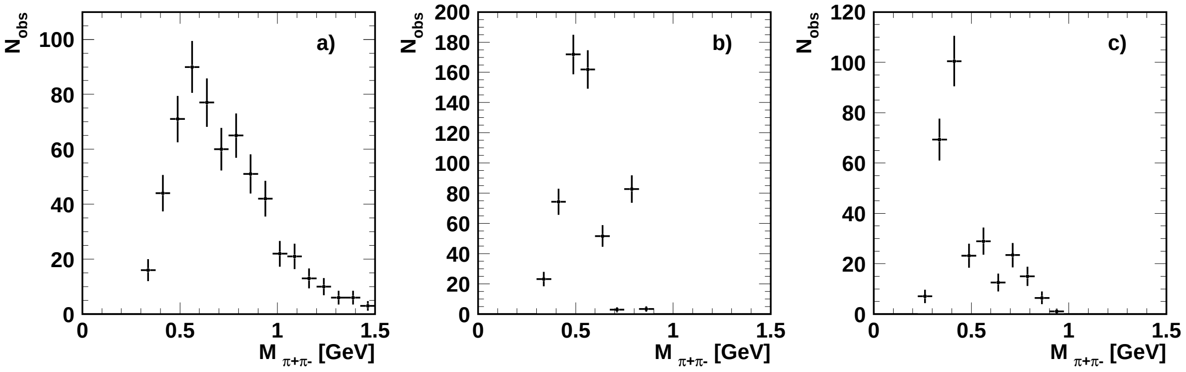


FIG. 3.18 – Distributions de la masse invariante reconstruite pour les événements simulés passant nos critères de sélection (échantillon SpaCal pour le canal élastique) dans le cas de la production a) de mésons ρ' ; b) de mésons ω ; c) de mésons ϕ. Les unités sont arbitraires.

Afin d'estimer le bruit de fond provenant des mésons ρ', nous utilisons le programme de simulation par Monte-Carlo DIFFVM. Le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ' et de mésons ρ évolue fortement avec Q^2. Pour le domaine en Q^2 du VLQ, plusieurs expériences sur cible fixe ont étudié la production de mésons ρ' au travers du canal de désintégration $\rho' \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [96, 97]. D'après ces résultats, le rapport des sections efficaces $(\rho' \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)/(\rho \to \pi^+\pi^-)$ peut être estimé à 0.10 ± 0.05. En supposant naïvement que les rapports de branchement soient tels que :

$$\frac{(\rho' \to \rho^+\pi^-\pi^0) + (\rho' \to \rho^-\pi^+\pi^0)}{(\rho' \to \rho\pi^+\pi^-)} \quad = \quad 2, \tag{3.23}$$

nous fixons le rapport des sections efficaces $(\rho' \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0)/(\rho \to \pi^+\pi^-)$ à 0.2 ± 0.1. Pour le domaine cinématique correspondant au SpaCal, nous fixons le rapport des sections efficaces $(\rho' \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0)/(\rho \to \pi^+\pi^-)$ à $1.05 \pm 50\%$, d'après les résultats obtenus dans une analyse de l'électroproduction diffractive de mésons ρ pour $Q^2 > 2.5$ GeV^2 [34].

La figure 3.18a présente la distribution de masse invariante reconstruite pour les événements simulés de production élastique de mésons ρ' passant nos critères de sélection (échantillon SpaCal). On note une contribution dans toute notre région de sélection $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV. Les tables 3.6 et 3.7 reprennent les rapports des nombres d'événements dus à la production de mésons ρ' par rapport à celle de mésons ρ respectivement dans les échantillons élastiques et dissociatifs pour lesquels l'électron est identifié dans le VLQ et le SpaCal, pour différents intervalles en t. Dans le cas du SpaCal, la table 3.7 reprend également les résultats obtenus dans plusieurs intervalles en Q^2 en fixant les coupures en $|t|$ à 0.5 et 1 GeV^2, respectivement, pour la canal élastique et le canal dissociatif. Les erreurs sur ces résultats sont de ± 50 %. Pour calculer la section efficace de production de mésons ρ, le bruit de fond de ρ' est soustrait en tenant compte de la forme de sa distribution en les variables utilisées.

Canal élastique		Canal dissociatif	
Intervalle en $\lvert t \rvert$	ρ'/ρ	Intervalle en $\lvert t \rvert$	ρ'/ρ
0.0 - 0.06 GeV^2	1.2 %	0.0 - 0.12 GeV^2	2.3 %
0.06 - 0.16 GeV^2	1.6 %	0.12 - 0.5 GeV^2	2.0 %
0.16 - 0.5 GeV^2	2.5 %	0.5 - 1.0 GeV^2	1.8 %
0.0 - 0.5 GeV^2	1.6 %	0.0 - 1.0 GeV^2	2.1 %

TAB. 3.6 – Contamination en mésons ρ' dans les échantillons élastique et dissociatif finaux pour lesquels l'électron est identifié dans le VLQ, pour différents intervalles en $|t|$. Les erreurs systématiques sur ces contaminations sont de ±50%.

Canal élastique		Canal dissociatif	
Intervalle en $\lvert t \rvert$	ρ'/ρ	Intervalle en $\lvert t \rvert$	ρ'/ρ
0.0 - 0.06 GeV^2	1.0 %	0.0 - 0.12 GeV^2	2.7 %
0.06 - 0.16 GeV^2	1.5 %	0.12 - 0.5 GeV^2	3.1 %
0.16 - 0.5 GeV^2	3.9 %	0.5 - 1.0 GeV^2	5.2 %
0.0 - 0.5 GeV^2	2.1 %	0.0 - 1.0 GeV^2	3.6 %
Intervalle en Q^2	ρ'/ρ	Intervalle en Q^2	ρ'/ρ
5 - 8 GeV^2	2.6 %	5 - 8 GeV^2	3.9 %
8 - 12 GeV^2	1.9 %	8 - 12 GeV^2	3.6 %
12 - 18 GeV^2	1.3 %	12 - 18 GeV^2	3.3 %
18 - 26 GeV^2	0.9 %	18 - 26 GeV^2	2.4 %
26 - 60 GeV^2	0.4 %	26 - 60 GeV^2	1.1 %

TAB. 3.7 – Contamination en mésons ρ' dans les échantillons élastique et dissociatif finaux pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal, pour différents intervalles en $|t|$ et en Q^2. Les erreurs systématiques sur ces contaminations sont de ±50%.

3.6.2 Production diffractive de mésons ω et ϕ

Les productions diffractives de mésons ω, $ep \to ep\omega$, et ϕ, $ep \to ep\phi$, peuvent donner lieu à une topologie identique à celle du méson ρ au travers des canaux de désintégration suivants :

$$\omega \to \pi^+\pi^-, \tag{3.24}$$

$$\phi \to K^+K^-. \tag{3.25}$$

Dans le cas du méson ϕ, ce canal est supprimé par la coupure sur la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse où les deux traces sont celles de kaons, tandis que pour le méson ω, les événements correspondants sont indiscernables de ceux provenant de la production diffractive de mésons ρ, la masse du méson ω (782 GeV [3]) étant proche de celle du méson ρ.

De plus, il existe des canaux de désintégration des mésons ω et ϕ pour lesquels l'état final est composé de deux particules chargées et de particules neutres :

$$\begin{aligned} \omega &\to \pi^+\pi^-\pi^0, & (3.26)\\ \phi &\to K^0_S K^0_L \ ; \ K^0_S \to \pi^+\pi^-, & (3.27)\\ \phi &\to \rho^\pm\pi^\mp \ ; \ \rho^\pm \to \pi^\pm\pi^0 & (3.28) \end{aligned}$$

pour lesquels, comme dans le cas du méson ρ', les photons issus de la désintégration des π^0 peuvent ne pas passer les seuils de détection, ou le méson K_L^0 n'est pas détecté.

Les bruits de fond provenant des mésons ω et ϕ sont estimés à partir de la simulation par le programme DIFFVM, en fixant le rapport de leurs sections efficaces par rapport à celle du méson ρ. Pour le méson ω, nous fixons le rapport à $\sigma_\omega/\sigma_\rho = 0.09 \pm 0.02$ sur l'ensemble du domaine cinématique d'après la référence [53]. Par contre, pour le méson ϕ, le rapport de sa section efficace à celle du méson ρ évolue en fonction de Q^2 avec $\sigma_\phi/\sigma_\rho = 0.065 \pm 0.013$ pour $Q^2 \simeq 0$ GeV^2 [50] et $\sigma_\phi/\sigma_\rho = 0.20 \pm 0.03$ pour $Q^2 \gtrsim 5$ GeV^2 [37]. Les figures 3.18b et 3.18c présentent les distributions de masse invariante reconstruite respectivement pour les événements simulés de production élastique de mésons ω et ϕ passant nos critères de sélection (échantillon SpaCal). Les tables 3.8 et 3.9 présentent les contaminations obtenues dans nos échantillons sélectionnés respectivement avec un électron dans le VLQ et dans le SpaCal, pour différentes fenêtres de masse invariante (pour le canal élastique la coupure en $|t|$ est fixée à 0.5 GeV^2 tandis qu'elle prise égale à 1 GeV^2 pour le canal dissociatif)[4]. Ces deux bruits de fond sont petits et nous les soustrayons de manière globale, sauf pour l'étude de la distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$.

Intervalle en $M_{\pi\pi}$	ω/ρ	ϕ/ρ
Canal élastique		
0.3 - 1.3 GeV	2.71 %	0.31 %
0.5 - 1.1 GeV	1.65 %	0.22 %
0.6 - 1.1 GeV	0.54 %	0.12 %
Canal dissociatif		
0.3 - 1.3 GeV	6.03 %	0.71 %
0.5 - 1.1 GeV	3.46 %	0.37 %
0.6 - 1.1 GeV	1.02 %	0.21 %

TAB. 3.8 – Contaminations en mésons ω et ϕ dans les échantillons élastique et dissociatif sélectionnés avec un électron dans le VLQ, pour différents intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les erreurs systématiques sur ces contaminations sont de ±50%.

3.7 Comparaisons entre la simulation par Monte-Carlo et les données

Dans cette section, nous présentons les distributions des principales variables cinématiques et de certaines variables associées à l'électron, aux deux pions et au méson ρ pour les échantillons finaux. On a comparé ces distributions avec les prédictions de la simulation par Monte-Carlo afin de vérifier que celle-ci peut être utilisée pour corriger les données pour l'acceptance et les divers effets liés aux inefficacités du détecteur, aux migrations et aux corrections radiatives. Il a cependant été nécessaire d'introduire un certain nombre de modifications à la simulation originelle par DIFFVM afin d'améliorer la description des données.

---

[4] Les contaminations en bruit de fond de production de mésons ω et ϕ obtenues dans ce travail sont inférieures d'un facteur 2 par rapport à celles estimées dans une analyse antérieure [33, 91]. Cette différence a pu être identifiée comme provenant d'une erreur de calcul lors de cette analyse précédente.

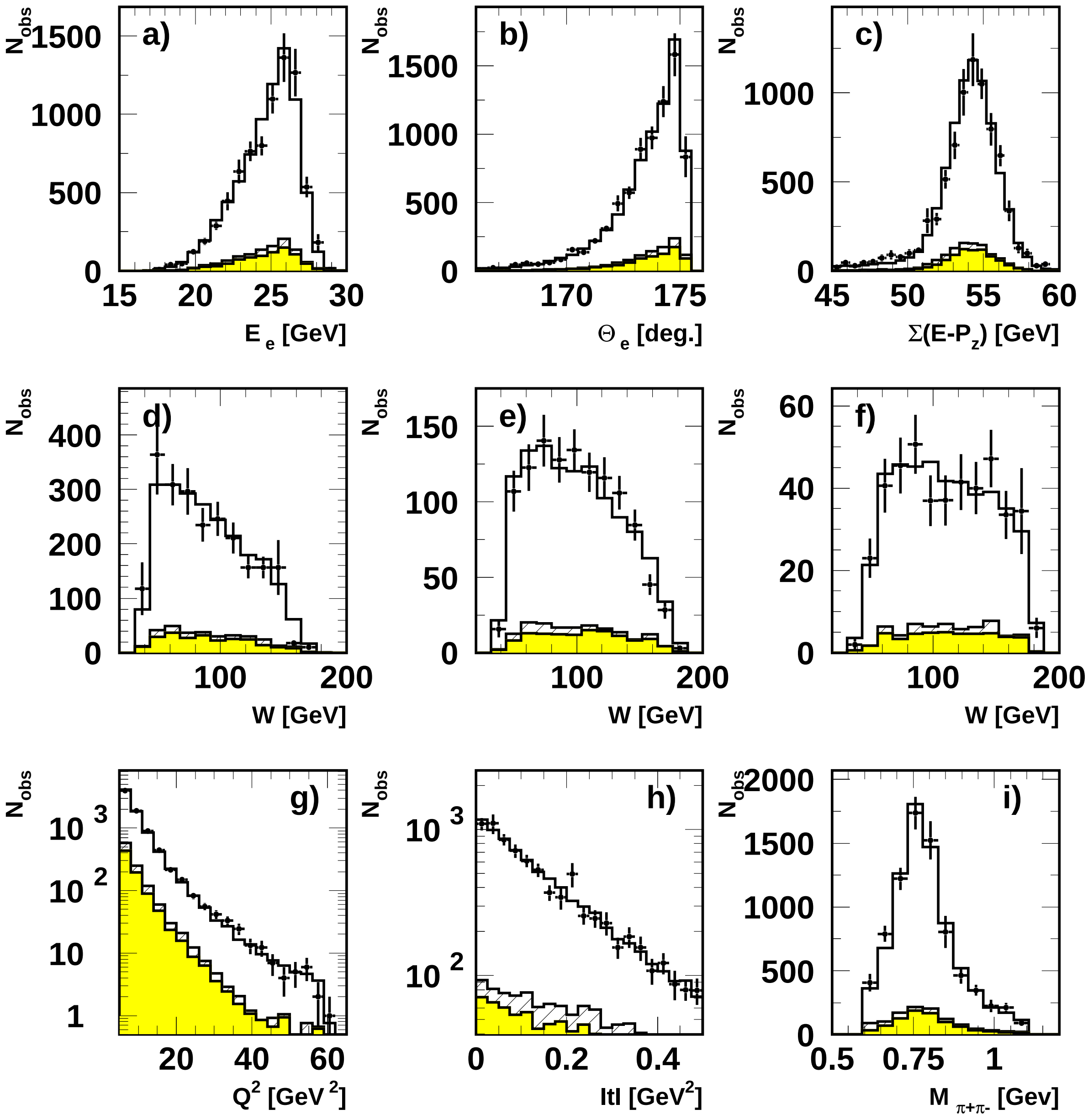


FIG. 3.19 – Distributions pour les événements de l'échantillon NOTAG avec un électron dans le SpaCal (points) (a) de l'énergie et (b) de l'angle polaire de l'électron diffusé, (c) de la variable $\sum(E - P_z)$, de la variable cinématique W pour les intervalles (d) $8 < Q^2 < 12$ GeV^2,(e) $12 < Q^2 < 20$ GeV^2 et (f) $20 < Q^2 < 60$ GeV^2, des variables cinématiques (g) Q^2 et (h) $|t|$ et (i) de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les histogrammes présentent les prédictions de la simulation par Monte-Carlo de la production élastique de mésons ρ et les contributions des bruits de fond provenant de la production de mésons ρ avec dissociation du proton (histogrammes grisés) et des productions élastique de mésons ρ', ω et ϕ (histogrammes hachurés).

Intervalle en $M_{\pi\pi}$	ω/ρ	ϕ/ρ
Canal élastique		
0.3 - 1.3 GeV	2.97 %	0.86 %
0.5 - 1.1 GeV	2.24 %	0.36 %
0.6 - 1.1 GeV	1.12 %	0.22 %
Canal dissociatif		
0.3 - 1.3 GeV	5.25 %	1.39 %
0.5 - 1.1 GeV	3.76 %	0.56 %
0.6 - 1.1 GeV	1.47 %	0.37 %

TAB. 3.9 – Contaminations en mésons ω et ϕ dans les échantillons élastique et dissociatif sélectionnés avec un électron dans le SpaCal, pour différents intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les erreurs systématiques sur ces contaminations sont de ±50%.

Les échantillons NOTAG et TAG sélectionnés comprennent respectivement des contributions d'interactions dissociatives et élastiques. Un mélange des deux échantillons simulés a donc été utilisé, en respectant les proportions de contaminations mutuelles obtenues à la section 3.5.4. Les productions diffractives de mésons ρ', ω et ϕ ont également été incluses. Pour ces dernières, nous négligeons le mélange entre les canaux élastique et dissociatif.

Les dépendances des sections efficaces en Q^2, W et t générées initialement dans le Monte-Carlo ont été pondérées à partir de mesures réalisées dans ce travail, une procédure itérative étant appliquée. Pour le domaine cinématique correspondant au SpaCal, les pondérations de la section efficace en fonction de W et de t sont effectuées séparément dans différents intervalles en Q^2 en paramétrisant ces deux dépendances comme $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W \propto W^\delta$ et $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(-b|t|)$. Les intervalles en Q^2 et les valeurs utilisées sont repris à la table 3.10. Dans le cas du domaine cinématique correspondant au VLQ, la dépendance en W n'a pas été modifiée tandis que les dépendances en t sont prises suivant la forme $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(bt + c|t|^2)$, les paramètres b et c utilisés étant ceux déterminés à la section 4.2.1.

Intervalle en Q^2	δ	b_{el}	b_{pdiss}
$1 < Q^2 < 8$ GeV^2	0.11	7.0	1.5
$8 < Q^2 < 12$ GeV^2	0.14	6.5	1.5
$12 < Q^2 < 18$ GeV^2	0.20	5.5	1.5
$18 < Q^2 < 26$ GeV^2	0.24	5.0	1.5
$Q^2 > 26$ GeV^2	0.27	4.5	1.5

TAB. 3.10 – Dépendances en W et t de la section efficace dans la simulation par Monte-Carlo. Ces pondérations dépendent de Q^2 et sont différentes, dans le cas de la dépendance en t, pour les canaux élastique et dissociatif.

Le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse, $R = \sigma_L/\sigma_T$, est pris selon la formule $R = \frac{\xi Q^2/m_\rho^2}{1+\xi\chi Q^2/m_\rho^2}$ (équation 1.94) avec :

$$\xi \;=\; 0.42 \quad et \quad \chi \;=\; 0.11. \tag{3.29}$$

La violation de la conservation de l'hélicité dans le canal s est introduite pour les échantillons sélectionnés à partir du SpaCal en paramétrisant la dépendance en t des combinaisons

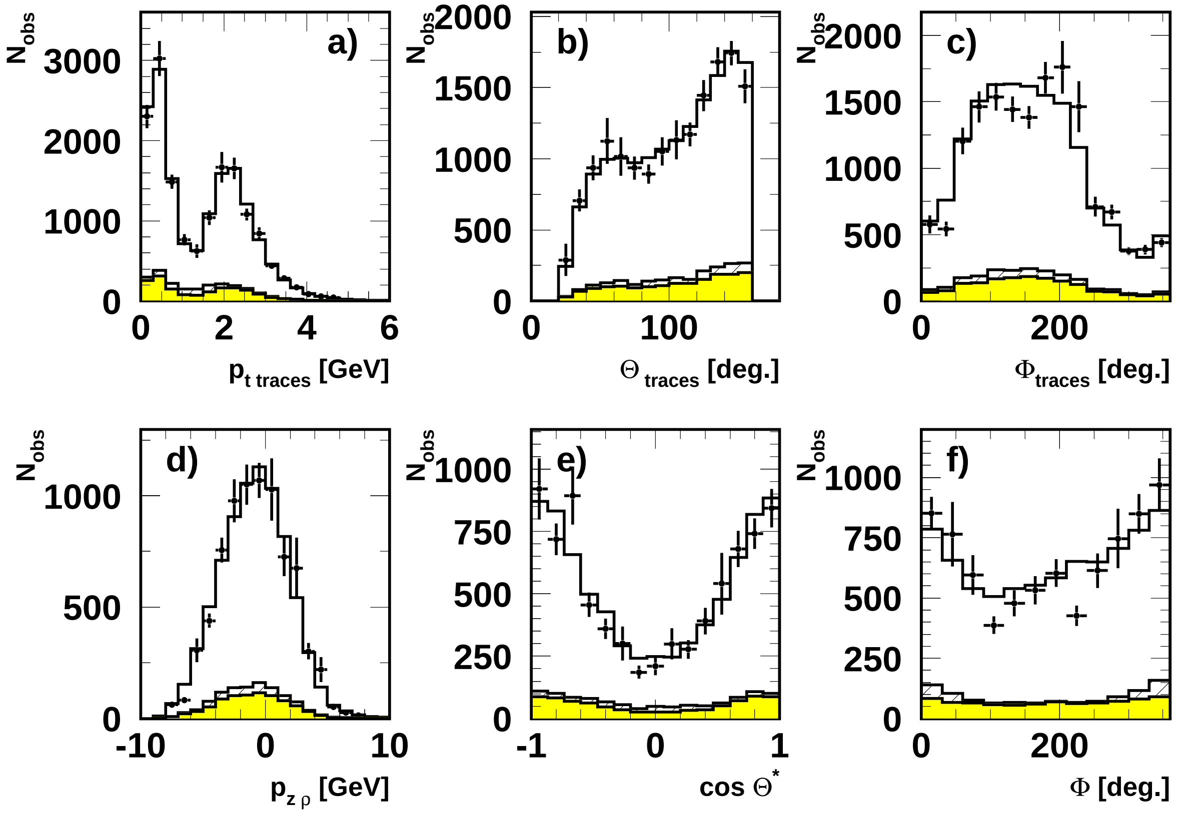


FIG. 3.20 – Distributions pour les événements de l'échantillon NOTAG avec un électron dans le SpaCal (points) (a) de l'impulsion transverse et des angles (b) polaire et (c) azimutal des deux candidats pions, (d) de la composante suivant l'axe z de l'impulsion du méson ρ, (e) de la variable $\cos\theta^*$ et (f) de l'angle Φ. Les histogrammes présentent les prédictions de la simulation par Monte-Carlo de la production élastique de mésons ρ et les contributions des bruits de fond provenant de la production de mésons ρ avec dissociation du proton (histogrammes grisés) et des productions élastique de mésons ρ', ω et ϕ (histogrammes hachurés).

d'éléments de matrice $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ suivant les relations [34] :

$$r^5_{00} + 2r^5_{11} = 0.24\,\sqrt{|t|}, \tag{3.30}$$

$$r^1_{00} + 2r^1_{11} = -0.13\ |t|. \tag{3.31}$$

Les figures 3.19 et 3.20 présentent les distributions observées pour les principales variables de l'échantillon NOTAG pour les événements pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal. La simulation par Monte-Carlo comprend les bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton (histogrammes grisés) et des productions élastique de mésons ρ', ω et ϕ (histogrammes hachurés).

La figure 3.21 montre quelques-unes de ces distributions pour l'échantillon TAG, ainsi que les distributions relatives à la détection des débris du proton dans le FMD et le PRT, pour

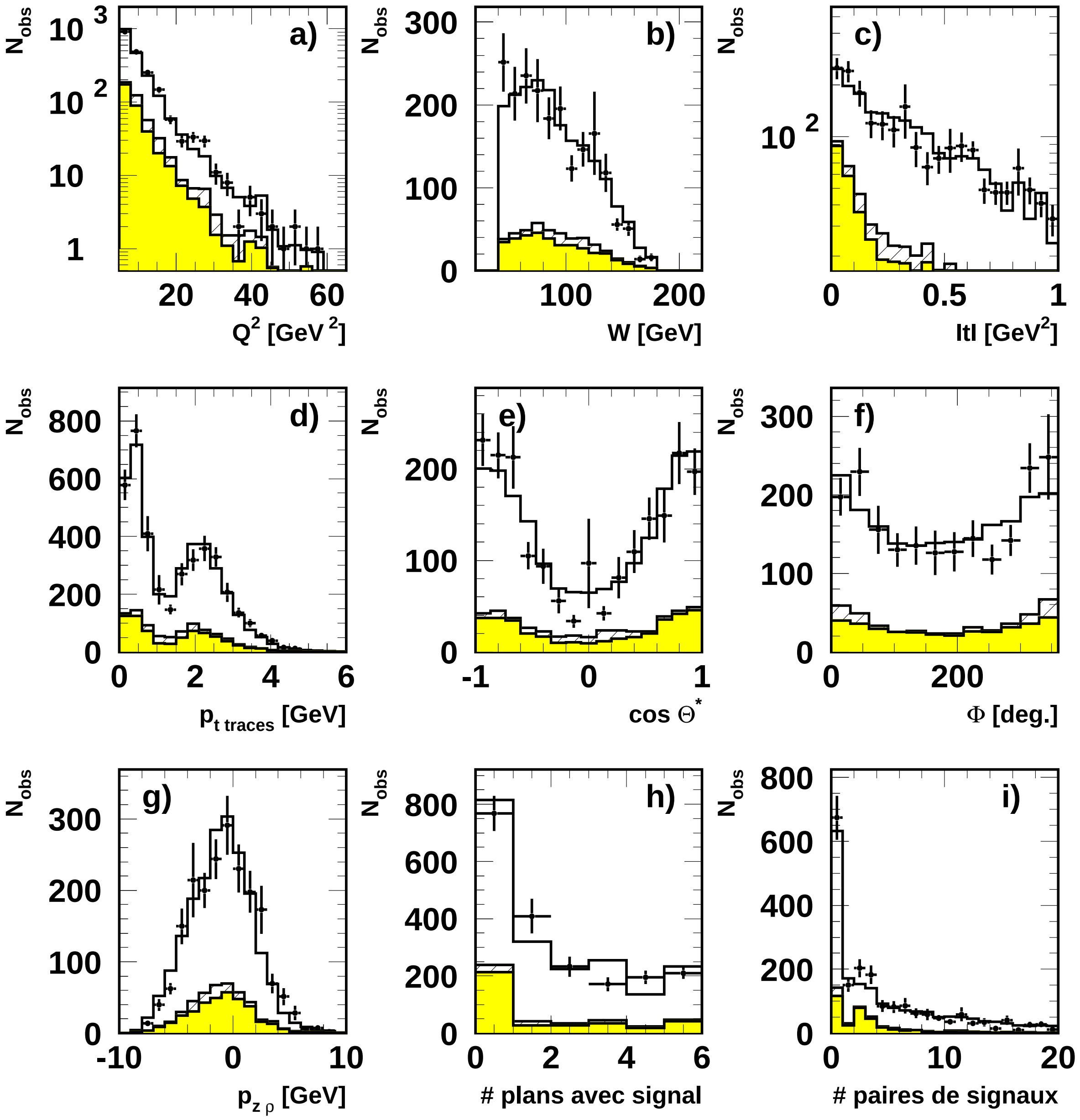


FIG. 3.21 – Distributions pour les événements de l'échantillon TAG avec un électron dans le SpaCal (points) des variables cinématiques (a) Q^2, (b) W et (c) $|t|$, (d) de l'impulsion transverse des deux candidats pions, (e) de la variable $\cos\theta^*$ (f) et de l'angle Φ, (g) de la composante suivant l'axe z de l'impulsion du méson ρ, (h) du nombre de plans du PRT dans lesquels un signal est observé et (i) du nombre de paires de signaux reconstruites dans les trois premiers plans du FMD. Les histogrammes présentent les prédictions de la simulation par Monte-Carlo de la production de mésons ρ avec dissociation du proton et les contributions des bruits de fond provenant de la production élastique de mésons ρ (histogrammes grisés) et des productions de mésons ρ', ω et ϕ avec dissociation du proton (histogrammes hachurés).

les événements pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal. Dans ce cas, la simulation par Monte-Carlo comprend les bruits de fond provenant de la production élastique de mésons ρ (histogrammes grisés) et des productions de mésons ρ', ω et ϕ avec dissociation du proton (histogrammes hachurés).

Les distributions observées pour les événements pour lesquels l'électron est identifié dans le VLQ sont présentées à la figure 3.22 pour l'échantillon NOTAG et à la figure 3.23 pour l'échantillon TAG. Celles-ci sont comparées aux prédictions de la simulation par Monte-Carlo incluant le bruit de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton dans le cas de l'échantillon NOTAG et de la production élastique de mésons ρ pour l'échantillon TAG (histogrammes grisés), ainsi que les bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ', ω et ϕ (histogrammes hachurés).

Un bon accord est observé pour toute ces distributions entre les données et la simulation, indiquant que celle-ci peut être utilisée pour corriger les données pour les effets d'acceptance et de migration.

3.8 Efficacités de reconstruction, acceptances et corrections radiatives

Après soustraction des différents bruits de fond, les données doivent être corrigées pour prendre en compte :

- les pertes d'événements résultant des critères de sélection appliqués ;
- les inefficacités et les acceptances géométriques des parties du détecteur H1 utilisées dans cette analyse ;
- les migrations d'événements entre les différents intervalles cinématiques considérés, suite aux erreurs de reconstruction ;
- l'efficacité des éléments de déclenchement DCRPh_Ta et zVtx_T0 dans le cas des échantillons sélectionnés à partir du VLQ.

Nous corrigeons les données pour l'ensemble de ces effets à partir de la simulation par Monte-Carlo en appliquant, au nombre d'événements satisfaisant aux critères de sélection, dans chaque intervalle cinématique considéré, un facteur de correction, appelé dans la suite "correction d'efficacité", calculé comme :

$$C_{MC}^{eff} = \frac{N_{gen}^{rad}}{N_{reco}^{rad}}, \tag{3.32}$$

où N_{gen}^{rad} est le nombre d'événements de la simulation qui sont générés dans l'intervalle cinématique considéré tandis que N_{reco}^{rad} est le nombre d'événements reconstruits, c'est-à-dire répondant aux mêmes critères de sélection que les données, dans l'intervalle cinématique considéré. Dans la définition (3.32) de la correction d'efficacité, la simulation comprend les corrections radiatives électromagnétiques (voir section 1.5) au numérateur et au dénominateur. La simulation par Monte-Carlo assurant une bonne description des données (voir section 3.7), la correction d'efficacité permet de prendre en compte toutes les corrélations entre les différentes variables.

La figure 3.24a présente l'efficacité, c'est-à-dire l'inverse du facteur de correction C_{MC}^{eff}, en fonction de Q^2, calculée dans le domaine cinématique $30 < W < 70$ GeV, pour les événements

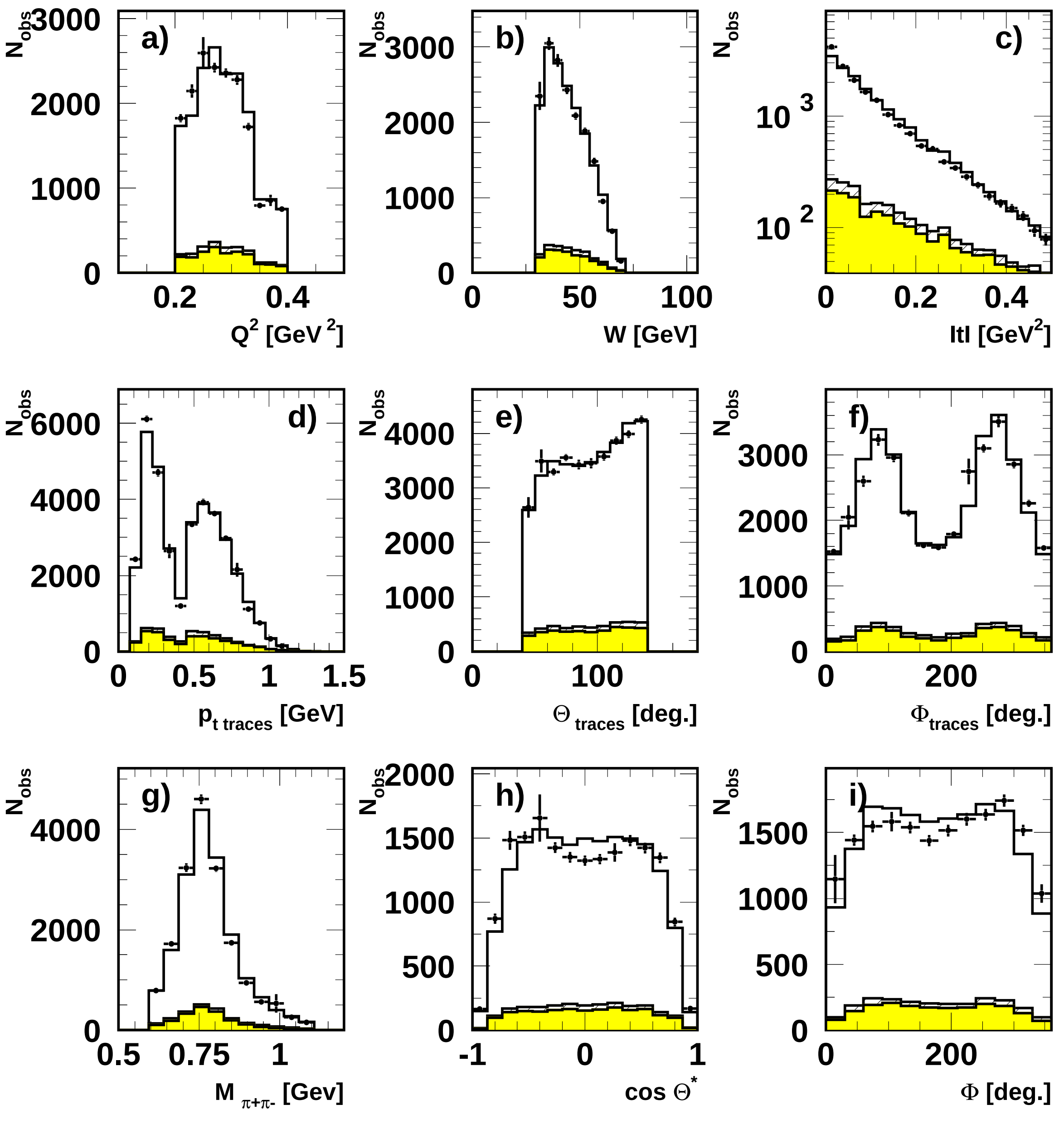


Fig. 3.22 – Distributions pour les événements de l'échantillon NOTAG avec un électron dans le VLQ (points) des variables cinématiques (a) Q^2, (b) W et (c) $|t|$, (d) de l'impulsion transverse et des angles (e) polaire et (f) azimutal des deux candidats pions, (g) de la masse invariante des deux candidats pions, (h) de la variable $\cos\theta^*$ et (i) et de l'angle Φ. Les histogrammes présentent les prédictions de la simulation par Monte-Carlo de la production de mésons ρ avec dissociation du proton et les contributions des bruits de fond provenant de la production de mésons ρ avec dissociation du proton (histogrammes grisés) et des productions élastique de mésons ρ', ω et ϕ (histogrammes hachurés).

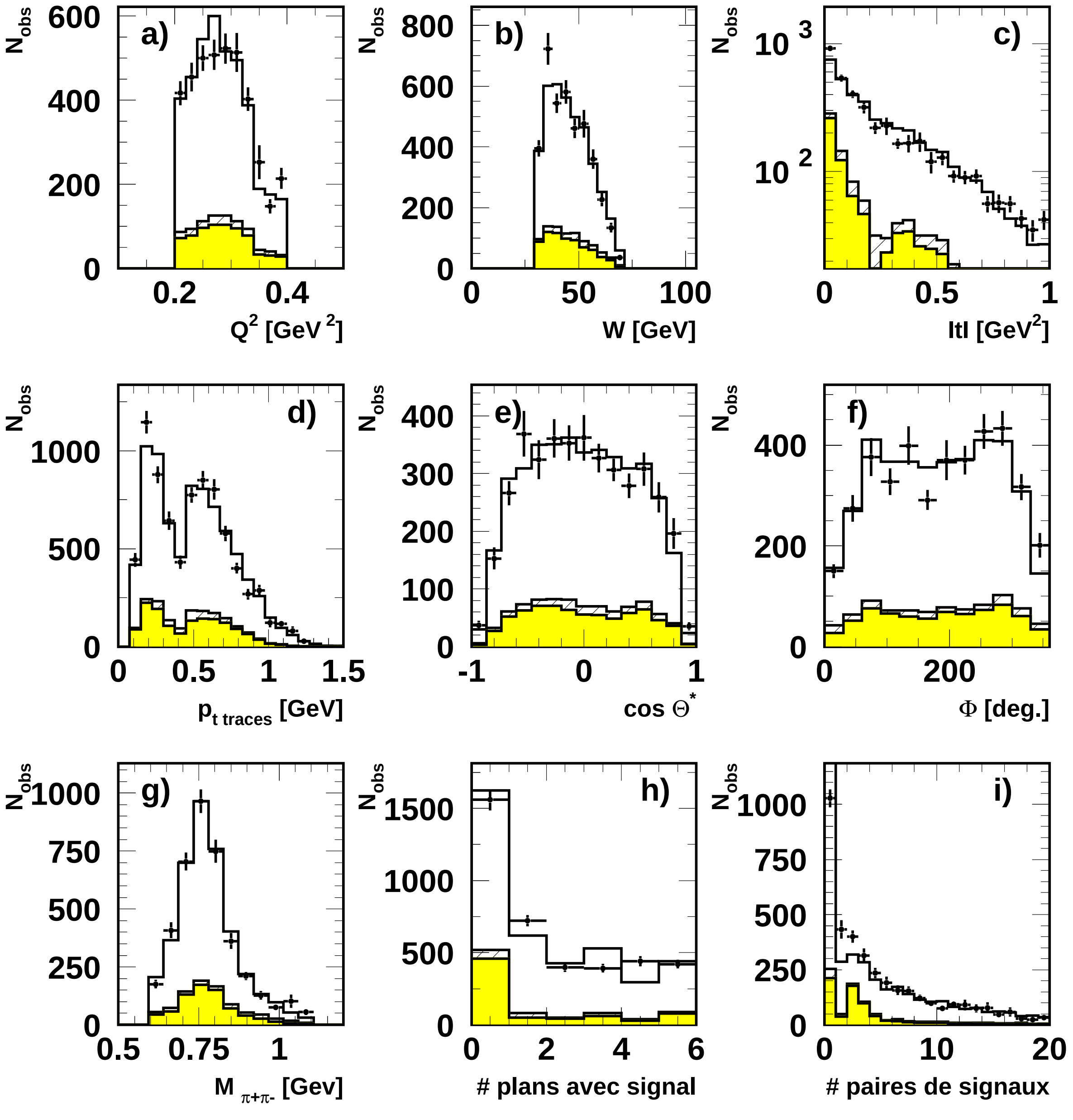


FIG. 3.23 – Distributions pour les événements de l'échantillon TAG avec un électron dans le VLQ (points) des variables cinématiques (a) Q^2, (b) W et (c) $|t|$, (d) de l'impulsion transverse des deux candidats pions, (e) de la variable $\cos\theta^*$ (f) et de l'angle Φ, (g) de la masse invariante des deux candidats pions, (h) du nombre de plans du PRT dans lesquels un signal est observé et (i) du nombre de paires de signaux reconstruites dans les trois premiers plans du FMD. Les histogrammes présentent les prédictions de la simulation par Monte-Carlo de la production de mésons ρ avec dissociation du proton et les contributions des bruits de fond provenant de la production élastique de mésons ρ (histogrammes grisés) et des production de mésons ρ', ω et ϕ avec dissociation du proton (histogrammes hachurés).

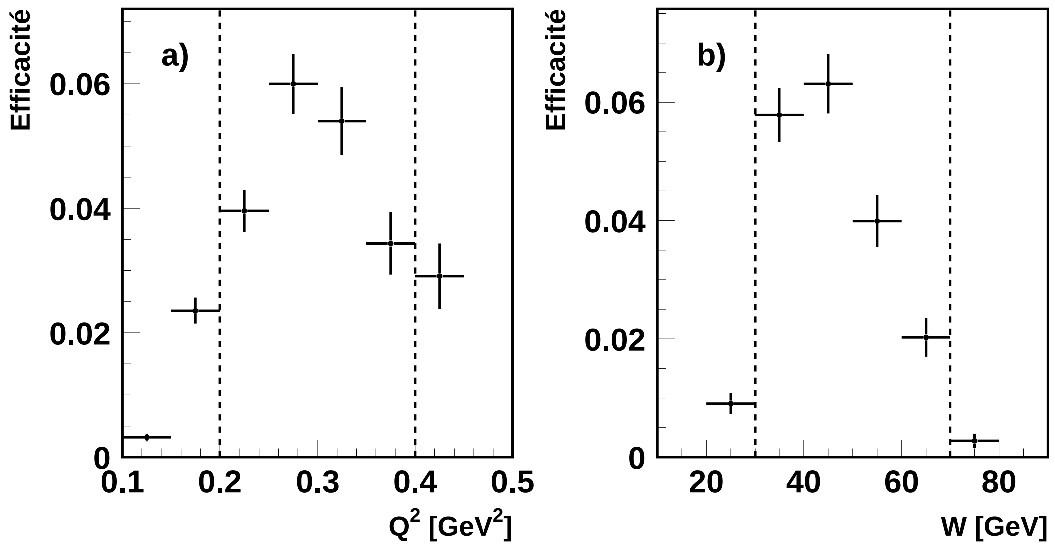


FIG. 3.24 – Efficacités pour les événements de production élastique de mésons ρ lorsque l'électron est détecté dans le VLQ en fonction (a) de Q^2 pour $30 < W < 70$ GeV, et (b) de W, pour $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2. Les lignes en traits discontinus indiquent le domaine cinématique sélectionné par la suite.

de production élastique de mésons ρ lorsque l'électron est détecté dans le VLQ. La figure 3.24b présente l'efficacité en fonction de W, calculée dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2. L'efficacité globale pour le VLQ est faible suite, entre autres, à l'acceptance géométrique limitée de ce détecteur. De plus le déclencheur utilisé lors de la sélection des données inclut l'élément de déclenchement DCRPh_Ta qui requiert la détection d'au moins une trace ayant une impulsion transverse supérieure à 420 MeV. Or dans le domaine cinématique correspondant au VLQ, les pions de désintégration ont seulement une impulsion transverse moyenne de l'ordre de 400 MeV. Afin de nous placer dans une région où l'efficacité reste cependant relativement élevée, nous nous limitons dans cette analyse au domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 et $30 < W < 70$ GeV, indiqués par les lignes en traits discontinus à la figure 3.24. Remarquons, que dans la suite, les efficacités présentées pour le VLQ ont été obtenues à partir d'un échantillon d'événements simulés pour lequel une présélection au niveau généré a été effectuée, afin d'éliminer les événements pour lesquels l'électron n'a, en raison de sa direction, aucune chance d'atteindre l'un des deux modules du VLQ. Elles n'ont dès lors qu'un caractère relatif, ce qui est suffisant dans la mesure où nous ne calculons pas de sections efficaces absolues mais seulement des rapports. Ce choix découle de la nécessité de réduire le temps de calcul tout en générant une statistique Monte-Carlo suffisante. Par contre les efficacités présentées à la figure 3.24 ont été obtenues à partir d'un échantillon Monte-Carlo limité pour lequel aucune présélection n'a été effectuée. Elles représentent donc les efficacités réelles.

La figure 3.25 présente les efficacités pour les événements de production élastique de mésons ρ lorsque l'électron est détecté dans le SpaCal, en fonction de Q^2, pour le domaine $40 < W < 180$ GeV, et en fonction de W, pour différents domaines en Q^2. La variation de l'efficacité en fonction de Q^2 provient de la suppression de la région interne du SpaCal qui n'est pas couverte par les déclencheurs utilisés lors de la sélection des événements. Pour Q^2 inférieur à 5 GeV^2 l'efficacité

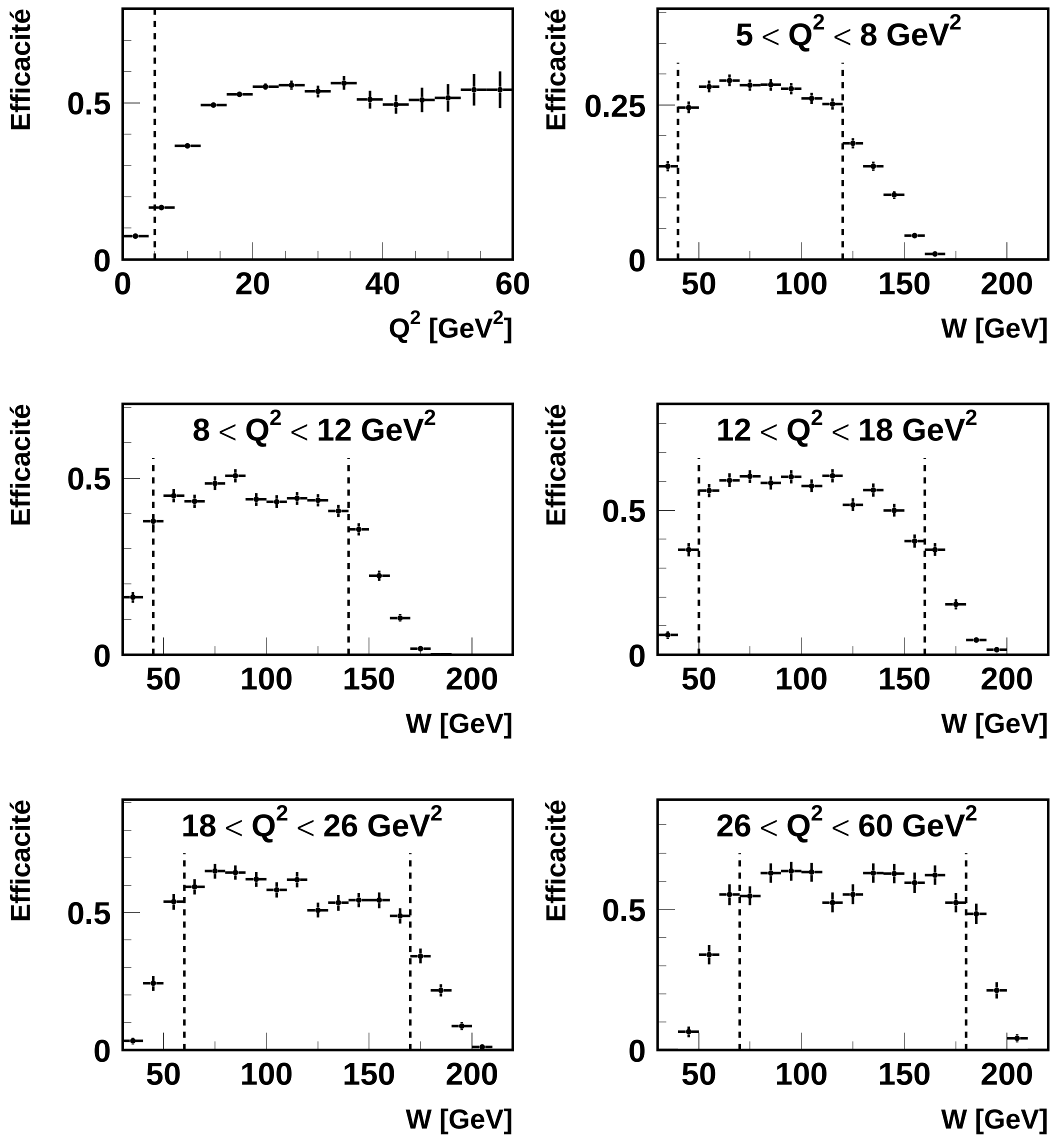


FIG. 3.25 – Efficacités pour les événements de production élastique de mésons ρ lorsque l'électron est détecté dans le SpaCal en fonction de Q^2 pour $40 < W < 180$ GeV, et en fonction de W, pour différents domaines en Q^2. Les lignes en traits discontinus indiquent le domaine cinématique sélectionné par la suite.

est inférieure à 10% et nous n'utilisons pas les événements correspondants par la suite. Pour des valeurs de Q^2 supérieures à 15 GeV, l'efficacité globale est quasi-constante avec Q^2 et supérieure à 50%. De plus on observe que l'efficacité en W dépend du domaine en Q^2 considéré. Afin de prendre en compte cet effet et de conserver des corrections d'efficacité relativement constantes pour les différents domaines en Q^2, des domaines cinématiques différents en W sont utilisés. Les domaines choisis sont représentés à la figure 3.25 par les lignes en traits discontinus et repris dans la table 3.11.

Domaine en Q^2	Domaine en W
5 - 8 GeV^2	40 - 120 GeV
8 - 12 GeV^2	45 - 140 GeV
12 - 18 GeV^2	50 - 160 GeV
18 - 26 GeV^2	60 - 170 GeV
26 - 60 GeV^2	70 - 180 GeV

TAB. 3.11 – Domaine en W utilisés pour les différents domaines en Q^2 lors de l'analyse des événements sélectionnés avec le SpaCal.

Dans le cas de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton, les efficacités sont plus faibles que dans le cas élastique, la probabilité d'observer un signal significatif dans le PRT ou le FMD étant d'environ 60% aussi bien pour le VLQ que pour le SpaCal (voir section 3.5.4). Rappelons également que pour les événements avec dissociation du proton la coupure sur les dépôts d'énergie non associé aux traces a pour conséquence de limiter l'acceptance au domaine $M_Y < 5$ GeV (voir figure 3.3). A part un effet global, aucune différence significative n'est attendue par rapport au canal élastique pour les efficacités en Q^2 et W. Nous présentons dans les chapitres suivants les efficacités détaillées séparément pour le canal élastique et le canal dissociatif en fonction des différentes variables utilisées.

En plus des corrections d'efficacités, les données doivent également être corrigées afin de se ramener à la section efficace au niveau de Born. Pour ce faire nous estimons la correction nécessaire (voir équation 1.91), à l'aide de la simulation pour chaque intervalle cinématique comme :

$$C_{MC}^{rad} = \frac{N_{gen}^{Born}}{N_{gen}^{rad}} \frac{\mathcal{L}^{rad}}{\mathcal{L}^{Born}}, \tag{3.33}$$

où N_{gen}^{Born} est le nombre d'événements générés dans l'intervalle considéré en utilisant la section efficace de Born pour la simulation et N_{gen}^{rad} est le nombre d'événements générés dans l'intervalle considéré lorsque les corrections radiatives sont prises en compte lors de la simulation. Pour ce faire, nous avons utilisé deux échantillons Monte-Carlo séparés et ils ont été normalisés l'un à l'autre par leurs luminosités respectives, notées $\mathcal{L}^{Born}$ et $\mathcal{L}^{rad}$.

Les corrections radiatives modifient non seulement la section efficace mais faussent également de manière significative la cinématique reconstruite lorsque qu'un photon radiatif suffisamment énergétique est émis et n'est pas détecté. Rappelons que la coupure sur la variable $\sum(E - P_z)$ permet d'éliminer de tels événements et de réduire l'influence des corrections radiatives. Toutefois afin de prendre en compte les corrélations avec les effets d'efficacité, nous combinons dans la suite les facteurs de correction C_{MC}^{eff} et C_{MC}^{rad} en un seul facteur de correction C_{MC} obtenu comme (voir équations 3.32 et 3.33) :

$$C_{MC} = C_{MC}^{eff}\, C_{MC}^{rad} = \frac{N_{gen}^{Born}}{N_{reco}^{rad}} \frac{\mathcal{L}^{rad}}{\mathcal{L}^{Born}}. \tag{3.34}$$

3.9 Erreurs statistiques et systématiques

Dans la suite de ce travail, nous estimons l'erreur de mesure sur l'ensemble des résultats obtenus comme la somme quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques.

Pour des événements pondérés, comme c'est le cas ici suite aux facteurs de réduction appliqués par le système de déclenchement, l'erreur statistique sur N événements est donnée par :

$$\Delta_{stat} = \sqrt{\sum_{j=1}^{N} w_j^2} \, , \tag{3.35}$$

où w_j est le poids associé à l'événement j suivant la formule (3.14). Remarquons que l'erreur statistique ainsi obtenue est plus élevée que si nous utilisions simplement comme estimation la racine carrée du nombre d'événements pondérés. La formule (3.35) se réduit à cet estimateur lorsque l'ensemble des poids est égal à 1.

Les erreurs systématiques sont estimées en utilisant parmi les sources d'erreur suivantes celles ayant une influence sur le résultat considéré :

- **Incertitudes sur les corrections d'efficacités**

  Afin de corriger les données pour les inefficacités de sélection, l'acceptance et les migrations, la simulation par Monte-Carlo est utilisée (voir section 3.8). Les corrections prédites varient suivant le choix des paramètres décrivant les dépendances de la section efficace dans la simulation. Afin d'estimer les erreurs systématiques induites par les incertitudes sur ces paramètres, nous faisons varier ceux-ci dans les limites reprises à la table 3.12. Ceci concerne les dépendances en Q^2, W et t de la section efficace ainsi que la description des distributions angulaires de polarisation, c'est-à-dire la paramétrisation du rapport R des sections efficaces transverse et longitudinale, du terme d'interférence (paramètre $\cos\delta$) et de la violation de SCHC décrite par la combinaison d'éléments de matrice $r^5_{00} + 2r^5_{11}$.

  De plus, l'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des deux traces est estimée en imposant des critères de qualité plus restrictif sur le nombre de signaux utilisés pour reconstruire une trace, la distance radiale entre l'axe des faisceaux et le début d'une trace ainsi que la longueur totale d'une trace.

  Finalement, les corrections d'acceptances sont modifiées, suivant l'intervalle considéré, dans les limites d'erreurs statistiques de la simulation, c'est-à-dire de ±2% à ±4%.

- **Incertitudes sur la soustraction des bruits de fond**

  Les normalisations des bruits de fond, provenant d'une part de la contamination mutuelle entre le canal élastique et le canal dissociatif et d'autre part de la production de mésons ρ', ω et ϕ, sont modifiées dans les limites d'erreur estimées aux sections 3.5.4 et 3.6. Rappelons que pour la contamination mutuelle, l'erreur provient principalement de la variation des efficacités du PRT et du FMD ainsi que de la variation dans la simulation de la dépendance en M_Y. Dans le cas de la production de mésons ρ', ω et ϕ, les erreurs proviennent directement des erreurs sur la mesure des rapports des sections efficaces par rapport à celle du méson ρ et sont de ±50%. Pour l'étude des dépendances en $|t|$, la paramétrisation des pentes en $|t|$ des bruits de fond de contamination mutuelle entre le canal élastique et le canal dissociatif est modifiée en utilisant les valeurs reprises dans la table 3.12.

- **Incertitude liée au déclencheur utilisé pour le VLQ**

  L'incertitude sur la description par la simulation du déclencheur utilisé lors de la sélection des événements basée sur l'identification de l'électron dans le VLQ est estimée en faisant varier la coupure sur l'impulsion transverse du pion de désintégration ayant la plus grande impulsion transverse de ± 40 MeV autour de la valeur nominale de 460 MeV.

- **Incertitude sur l'alignement du SpaCal**

  Lorsque l'électron est identifié dans le SpaCal, nous appliquons des coupures fiduciaires sur la position en (x, y) du centre de gravité du dépôt d'énergie. L'acceptance géométrique prédite par la simulation dépend des constantes d'alignement en x et y du SpaCal utilisées (voir section 3.3.4). Ces constantes ont été variées de $\pm 50\%$ séparément dans la simulation.

- **Incertitude sur la reconstruction de la cinématique**

  Pour la reconstruction de la cinématique, nous utilisons les directions des deux pions mesurées dans le trajectographe central et la direction de l'électron diffusé mesurée soit dans la BDC soit dans le VLQ. Afin de prendre en compte l'incertitude sur les positions relatives de ces différents détecteurs, l'angle de l'électron diffusé est modifié de ± 0.5 mrad dans les données. Ceci affecte principalement la mesure des variable cinématiques Q^2 et $|t|$ ainsi que des angles de polarisation en modifiant la distribution des événements en ces différentes variables.

- **Incertitudes sur les corrections radiatives**

  L'incertitude sur l'influence des corrections radiatives est estimée en faisant varier la coupure sur la variable $\sum(E - P_z)$ de ± 5 GeV autour de la valeur nominale de 45 GeV.

Sources d'erreur systématique		Variations
Dépendance en Q^2 :	$\sigma(Q^2) \propto (Q^2 + m_V^2)^{-n}$	n : ± 0.2
Dépendance en W :	$\sigma(W) \propto W^{\delta}$	
	VLQ :	δ : ± 0.04
	SpaCal :	δ : ± 0.16
Dépendances en t :	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(bt)$	
	VLQ :	b_{el} : ± 2 GeV^{-2}
		b_{pdiss} : ± 1.2 GeV^{-2}
	SpaCal :	b_{el} : ± 1 GeV^{-2}
		b_{pdiss} : ± 0.7 GeV^{-2}
Polarisation :		
	$R = \frac{\xi Q^2/m_\rho^2}{1+\xi\chi Q^2/m_\rho^2}$	variation + : $\xi = 0.44; \chi = 0.10$
		variation - : $\xi = 0.41; \chi = 0.12$
	Interférence	$\cos\delta$: ± 0.05
	violation SCHC	variation + : $r_{00}^5 + 2r_{11}^5 = 0.40\ \sqrt{\lvert t\rvert}$
		variation - : $r_{00}^5 + 2r_{11}^5 = 0.10\ \sqrt{\lvert t\rvert}$
Dépendance en M_Y :	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}M_Y^2 \propto (1/M_Y)^2$	$(1/M_Y)^{\pm 0.3}$

TAB. 3.12 – Liste des sources et des variations appliquées afin d'estimer les erreurs systématiques venant de la simulation.

Pour la production élastique de mésons ρ à grand Q^2 nous mesurerons au chapitre 6, en plus de dépendances en Q^2 et W, la valeur absolue de la section efficace. Diverses erreurs systématiques supplémentaires sur la normalisation doivent dès lors être prises en compte. La luminosité correspondant à notre échantillon est estimée avec une précision de $\pm 1.45\%$. Une erreur de $+5\%$ provient du choix de la paramétrisation de la largeur relativiste de la fonction de Breit-Wigner utilisée (équations 4.3, 4.4 et 4.5) pour se ramener au domaine de masse invariante $2m_\pi < M_{\pi\pi} < m_\rho + 5\Gamma_\rho$ ainsi qu'une erreur de $\pm 2\%$ sur l'estimation de la partie resonante du signal (correction pour les “skewing”, voir section 4.1.4). Il faut également prendre en compte l'erreur liée à l'estimation des pertes d'événements aux grandes valeurs de $|t|$ (voir section 4.2.4).

Chapitre 4

Etude de la masse invariante, des dépendances en $|t|$ et du “shrinkage”

Dans ce chapitre, nous étudions la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration, les dépendances en $|t|$ des sections efficaces pour les production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton et le phénomène de “shrinkage”. Nous utilisons pour cela les échantillons sélectionnés à partir du VLQ et à partir du SpaCal.

4.1 Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ et “skewing”

Nous présentons d'abord dans cette section la distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour les différents échantillons et présentons les résultats d'ajustements suivant une fonction de Breit-Wigner relativiste prenant en compte la déformation (“skewing”) de la distribution de la masse invariante suivant les paramétrisations de Ross et Stodolsky [98] et de Söding [99]. Nous étudions la dépendance en fonction de $|t|$ de cette déformation dans le cas du VLQ ainsi que la dépendance en fonction de Q^2 pour le canal élastique. Nous terminons par le calcul des facteurs de correction à utiliser pour la détermination des sections efficaces, afin de prendre en compte l'effet de la déformation et les pertes dans les ailes de la distribution de Breit-Wigner.

Les distributions de masse invariante corrigées pour les bruits de fond, les efficacités, les acceptances et les migrations sont obtenues dans le cas du canal élastique à partir des échantillons NOTAG en appliquant la formule :

$$\begin{aligned} N_{elas}(M_{\pi\pi}) \;=\; \Big[\;& N_{NOTAG}(M_{\pi\pi}) - N^{MC}_{pdiss}(M_{\pi\pi}) \\ & - N^{MC}_{\rho'}(M_{\pi\pi}) - N^{MC}_{\omega}(M_{\pi\pi}) - N^{MC}_{\phi}(M_{\pi\pi}) \;\Big]\; C_{MC}(M_{\pi\pi}), \end{aligned} \tag{4.1}$$

où N_{NOTAG} est le nombre d'événements de l'échantillon NOTAG ; N^{MC}_{pdiss} est le nombre d'événements de production de mésons ρ avec dissociation du proton qui passent les critères de sélection NOTAG, la dépendance en masse invariante étant prise d'après la simulation et la normalisation étant fixée suivant les résultats obtenus à la section 3.5.4 ; $N^{MC}_{\rho'}$, N^{MC}_{ω} et N^{MC}_{ϕ} sont les nombres d'événements de production de mésons ρ', ω et ϕ passant les critères de sélection NOTAG, tels que prédits par la simulation (voir section 3.6) ; finalement, C_{MC} est le facteur de correction prenant en compte les efficacités de sélection, les acceptances, les migrations et les effets liés aux corrections radiatives (voir section 3.8). Pour le canal dissociatif, nous utilisons la même formule en remplaçant les échantillons NOTAG par les échantillons TAG.

4.1.1 Paramétrisation de la distribution de la masse invariante

Afin de paramétriser la distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ des deux pions de désintégration du méson ρ, une distribution de Breit-Wigner relativiste d'onde p est utilisée :

$$\mathrm{BW}_\rho(M_{\pi\pi}) = \frac{M_{\pi\pi}\, m_\rho\, \Gamma(M_{\pi\pi})}{(m_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + m_\rho^2\, \Gamma^2(M_{\pi\pi})}, \tag{4.2}$$

où la largeur de résonance relativiste $\Gamma(M_{\pi\pi})$ dépend de l'impulsion des deux pions. Trois paramétrisations de la largeur relativiste ont été proposées [100–102] :

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho \left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^3 \frac{2}{1 + (q^*/q_0^*)^2}, \tag{4.3}$$

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho \left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^3 \frac{m_\rho}{M_{\pi\pi}}, \tag{4.4}$$

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho \left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^3, \tag{4.5}$$

où q^* est l'impulsion des pions dans le système du centre de masse des deux pions, q_0^* est cette même impulsion dans le cas où $M_{\pi\pi} = m_\rho$ et Γ_ρ est la largeur de la résonance du méson ρ. Dans la suite, nous utilisons la paramétrisation (4.3) de la largeur relativiste pour réaliser les ajustements de la distribution de Breit-Wigner aux données, tandis que les paramétrisations (4.4) et (4.5) sont utilisées pour le calcul des erreurs systématiques sur les mesures de section efficace.

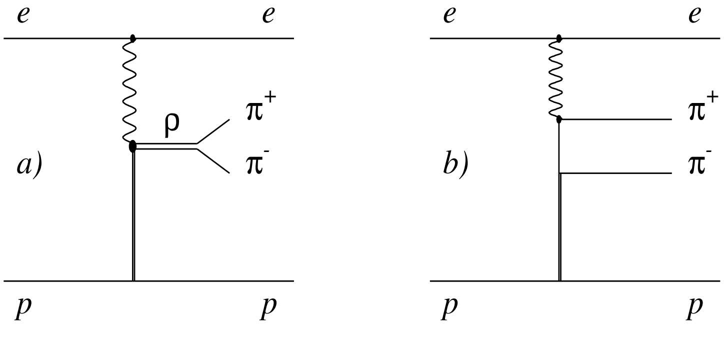


FIG. 4.1 – Schéma de la production (a) résonante de mésons ρ et (b) non-résonante de deux pions.

Les études antérieures de la production diffractive de mésons ρ ont mis en évidence une déformation ("skewing") de la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration par rapport à la paramétrisation (4.2) : un excès d'événements est observé à petite masse invariante ($M_{\pi\pi} \lesssim m_\rho$) ainsi qu'un déficit à grande masse invariante ($M_{\pi\pi} \gtrsim m_\rho$).

Ross et Stodolsky [98] ont proposé l'utilisation d'une paramétrisation empirique de la déformation de la distribution de masse invariante :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}M_{\pi\pi}} = f_\rho\, \mathrm{BW}_\rho(M_{\pi\pi}) \left(\frac{m_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^n, \tag{4.6}$$

où f_ρ est une constante de normalisation et n est un paramètre devant être mesuré par l'expérience.

La déformation de la distribution de masse invariante a été expliquée par Söding comme provenant de l'interférence entre la production résonante de mésons ρ (fig. 4.1a) et la production non-résonante de deux pions (fig. 4.1b) [99]. La paramétrisation suivante de la masse invariante peut dès lors être utilisée :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}M_{\pi\pi}} = f_\rho \, \mathrm{BW}_\rho(M_{\pi\pi}) + f_I \, \mathrm{I}(M_{\pi\pi}) + f_{NR}, \tag{4.7}$$

$$\mathrm{I}(M_{\pi\pi}) = \frac{m_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2}{(m_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + m_\rho^2 \, \Gamma^2(M_{\pi\pi})}, \tag{4.8}$$

où f_ρ et f_I sont des constantes déterminant la normalisation de la contribution résonante et de l'interférence tandis que la constante f_{NR} décrit la contribution non-résonante. Suite à l'incertitude sur la phase entre les amplitudes résonante et non-résonante, on n'imposera pas ici de contrainte sur les normalisations relatives lors des ajustements aux données.

Dans la suite, nous étudions la distribution de masse invariante des deux candidats pions dans l'intervalle $0.6 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1$ GeV. Lors de ces ajustements, la masse m_ρ et la largeur Γ_ρ du méson ρ sont fixées d'après les valeurs données par les tables du Particle Data Group [3] et seuls les normalisations, le paramètre (n ou f_I) permettant de décrire la déformation de la masse invariante et, le cas échéant, la contribution du terme non-résonant f_{NR} sont laissés libres.

4.1.2 Ajustements pour les échantillons VLQ

Pour le VLQ, la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration est étudiée dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 70$ GeV et nous nous limitons dans un premier temps à $|t| < 0.5$ GeV^2 aussi bien pour le canal élastique que pour le canal dissociatif, afin de pouvoir comparer les résultats pour des valeurs moyennes de $|t|$ proches.

Les figures 4.2a et 4.2b présentent, respectivement pour l'échantillon NOTAG et l'échantillon TAG, les distributions de masse invariante telles qu'observées dans les données, avant toutes corrections. Un signal clair de production de méson ρ est observé dans les deux cas.

Les efficacités de sélection estimées à partir des simulations par Monte-Carlo des canaux élastique et dissociatif sont reprises aux figures 4.2c et 4.2d, respectivement. La différence globale entre les efficacités pour les canaux élastique et dissociatif provient des efficacités des détecteurs avant. Les efficacités varient fortement avec la masse invariante. Cet effet est lié à l'efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse des deux pions de désintégration, les petites masses correspondant aux petites impulsions. De plus la légère différence des comportements à petite masse invariante s'explique par la différence entre les dépendances en $|t|$ des sections efficaces élastique et dissociative. En effet, pour le canal dissociatif la valeur moyenne de $|t|$ et donc de l'impulsion transverse des pions de désintégration est plus élevée, ce qui permet de satisfaire plus facilement la condition imposée par l'élément de déclenchement DCRPh_Ta, même à petite masse invariante.

Les données, après soustraction des contaminations croisées entre le canal élastique et le canal dissociatif et des bruits de fond de production de mésons ρ', ω et ϕ, et corrigées pour

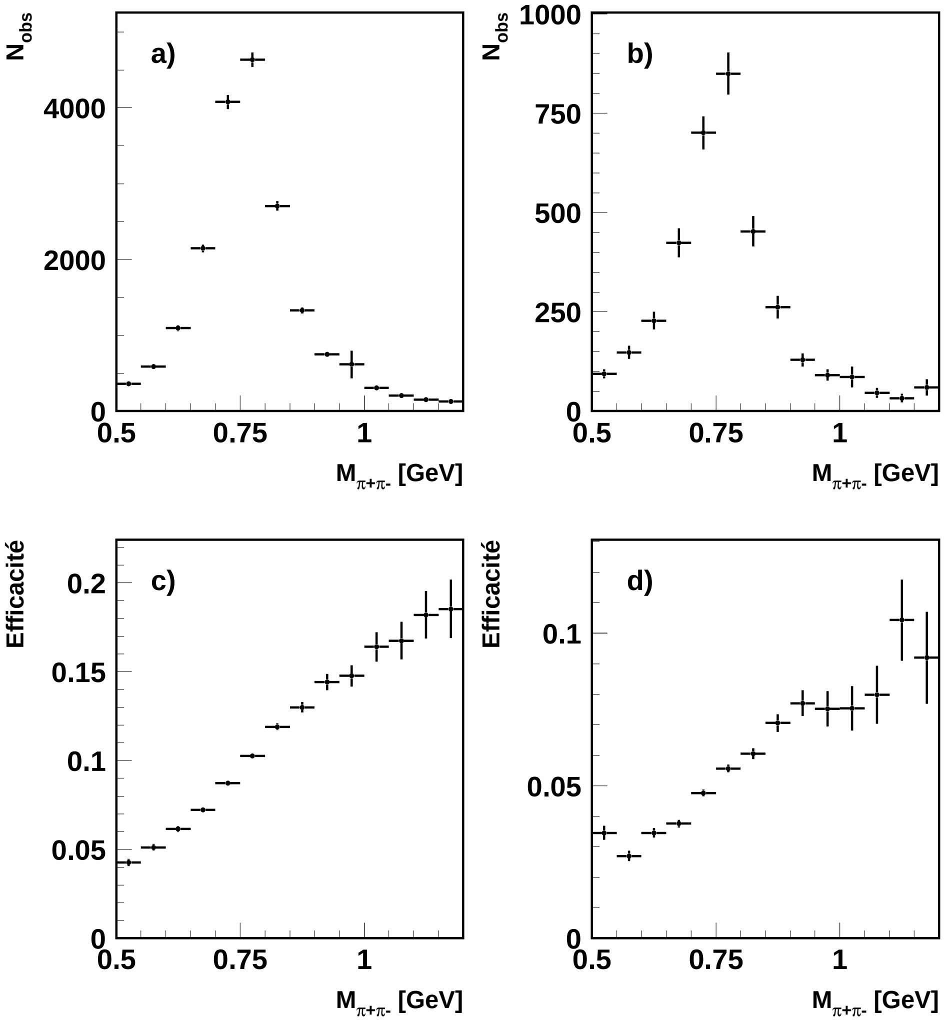


FIG. 4.2 – Distributions, lorsque l'électron est identifié dans le VLQ, de la masse invariante des deux pions de désintégration observée dans les données (sans correction pour les efficacités et les bruits de fond) (a) pour l'échantillon NOTAG et (b) pour l'échantillon TAG ; efficacités de sélection en fonction de la masse invariante des deux pions de désintégration (c) pour le canal élastique et (d) pour le canal dissociatif.

les efficacités, les acceptances, les migrations et les effets liés aux corrections radiatives suivant l'équation (4.1), sont présentées aux figures 4.3a et 4.3b. Celles-ci présentent également les ajustements réalisés pour les canaux élastique et dissociatif, en utilisant la paramétrisation de Ross et Stodolsky (voir équation 4.6). Les courbes en traits pleins représentent les résultats des ajustements tandis que les courbes en traits discontinus représentant la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Les valeurs du paramètre de "skewing" obtenues sont :

$$n \;=\; 4.5 \;\pm\; 0.1 \text{ (stat.) } {}^{+0.2}_{-0.3} \text{ (syst.)} \tag{4.9}$$

pour le canal élastique et :

$$n \;=\; 4.3 \;\pm\; 0.4 \text{ (stat.) } {}^{+0.1}_{-0.5} \text{ (syst.)} \tag{4.10}$$

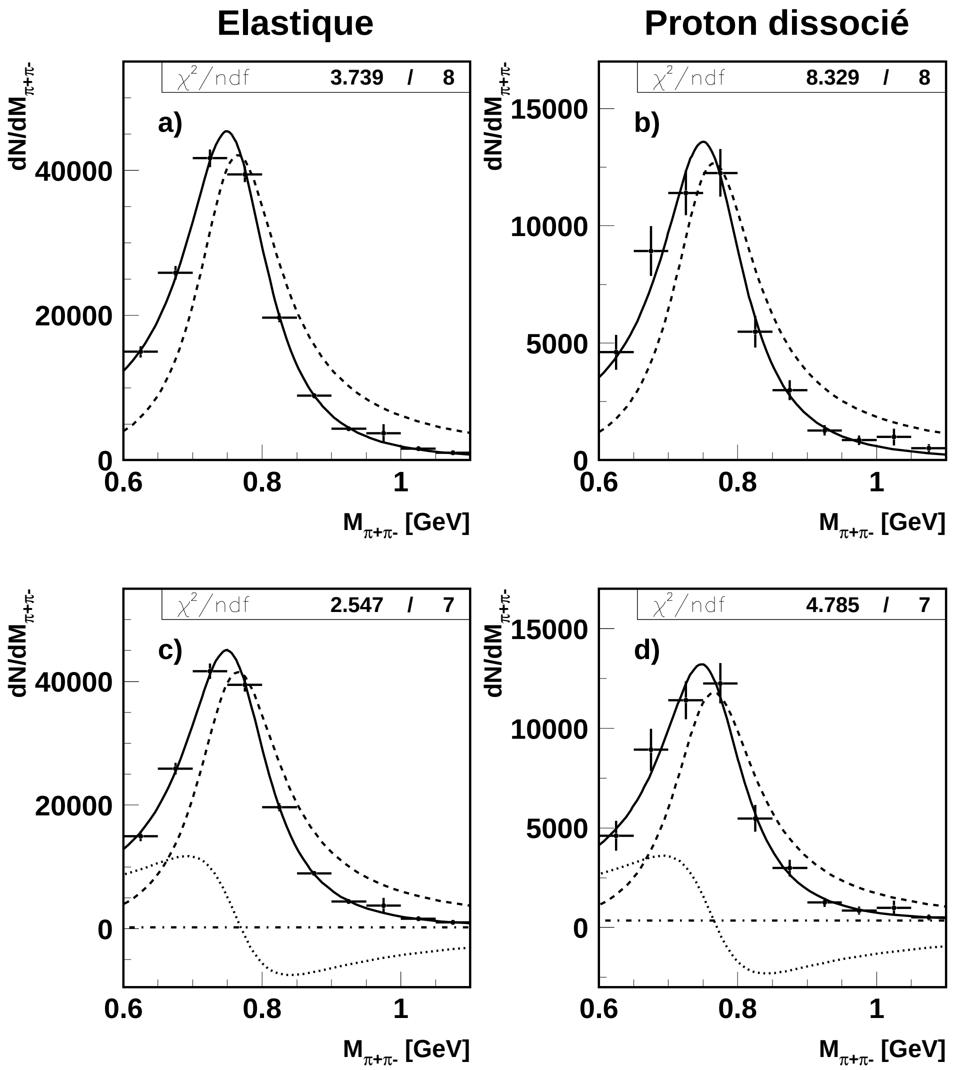


FIG. 4.3 – Ajustements, pour les événements sélectionnés en utilisant le VLQ, aux distributions de la masse invariante des deux pions de désintégration, corrigées pour les efficacités, les acceptances, les migrations, les effets des corrections radiatives, les contaminations croisées entre le canal élastique et le canal dissociatif et les bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ : (a) pour le canal élastique et (b) pour le canal dissociatif, en utilisant la paramétrisation de Ross et Stodolsky (courbes en traits pleins) ; (c) pour le canal élastique et (d) pour le canal dissociatif, en utilisant la paramétrisation de Söding (courbes en traits pleins). Les courbes en traits discontinus représentent la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Pour la paramétrisation de Söding, les courbes en pointillés représentent la contribution du terme d'interférence et les courbes en traits discontinus et pointillés la contribution du terme non-résonant f_{NR}.

pour le canal dissociatif, en parfait accord.

Les figures 4.3c et 4.3d présentent les ajustements réalisés sur les mêmes distributions en utilisant la paramétrisation de Söding (voir équation 4.7). Les courbes en traits pleins représentent les résultats des ajustements, les courbes en traits discontinus la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2), les courbes en pointillés la contribution du terme d'interférence et les courbes

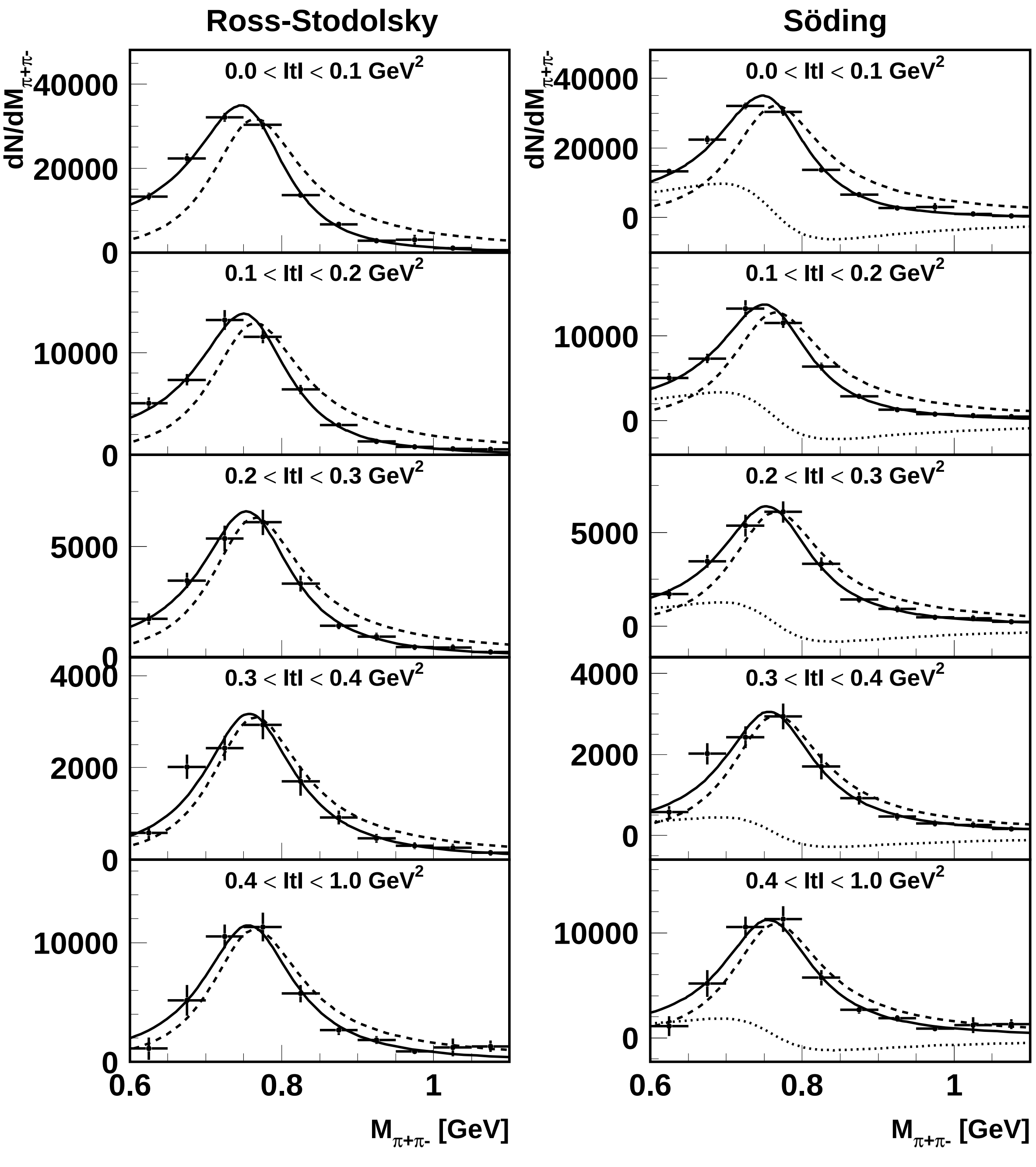


FIG. 4.4 – Ajustements, pour les événements sélectionnés en utilisant le VLQ, aux distributions complètement corrigées de la masse invariante des deux pions de désintégration, pour les canaux élastique et dissociatif pris ensemble, dans différents intervalles en $|t|$ en utilisant la paramétrisation de Ross et Stodolsky (*à gauche*) et la paramétrisation de Söding (*à droite*). Les courbes en traits pleins représentent les résultats de ces ajustements et les courbes en traits discontinus la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Pour la paramétrisation de Söding, les courbes en pointillés représentent le terme d'interférence.

en traits discontinus et pointillés la contribution du terme non-résonant f_{NR}. Nous obtenons pour le rapport des normalisations :

$$f_I/f_\rho \; = \; 0.32 \, \pm \, 0.01(\text{stat.}) \, ^{+0.02}_{-0.04}(\text{syst.}) \tag{4.11}$$

pour le canal élastique et

$$f_I/f_\rho \; = \; 0.37 \, \pm \, 0.05(\text{stat.}) \, ^{+0.01}_{-0.06}(\text{syst.}) \tag{4.12}$$

pour le canal dissociatif, également en accord dans les limites d'erreur. La contribution du terme non-résonant f_{NR} est compatible avec zéro :

$$f_{NR}/f_\rho \; = \; 0.03 \, \pm \, 0.03(\text{stat.}) \tag{4.13}$$

et

$$f_{NR}/f_\rho \; = \; 0.20 \, \pm \, 0.13(\text{stat.}), \tag{4.14}$$

respectivement pour les canaux élastique et dissociatif.

Les erreurs systématiques ont été estimées en modifiant les quantités de bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ de ±50%, en modifiant la normalisation des contaminations croisées entre le canal élastique et le canal dissociatif dans les limites d'erreur estimées à la section 3.5.4, en modifiant les dépendances de la simulation suivant la table 3.12, en modifiant les coupures sur la qualité des traces, sur la variable $\sum(E - P_z)$ et sur l'impulsion transverse du pion d'impulsion transverse maximale ainsi qu'en modifiant la direction de l'électron diffusé (voir section 3.9). Les ajustements ont également été répétés dans les intervalles $0.5 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV et $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.2$ GeV. L'asymétrie des erreurs systématiques obtenues ici provient des incertitudes sur les bruits de fond à petite masse.

Les valeurs mesurées des paramètres de "skewing" pour les canaux élastique et dissociatif étant compatibles, l'ensemble des échantillons VLQ ont été combinés, et la procédure d'ajustement a été répétée dans cinq intervalles en $|t|$ dans le domaine $|t| < 1$ GeV^2 afin d'étudier la dépendance de la déformation de la distribution de la masse invariante en fonction de $|t|$, pour les canaux élastique et dissociatif pris ensemble. La figure 4.4 présente les résultats d'ajustements réalisés respectivement avec les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding. Pour la paramétrisation de Söding, la contribution non-résonante f_{NR} a été fixée à zéro. Les courbes en traits pleins représentent les résultats des ajustements tandis que les courbes en traits discontinus représentant la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Les valeurs obtenues pour les paramètres de "skewing" n et f_I/f_ρ sont reprises à la table 4.1 et présentées à la figure 4.5a en fonction de $|t|$ dans le cas de la paramétrisation de Ross et Stodolsky. On y observe que le paramètre n décrivant la déformation de la distribution de la masse invariante diminue lorsque $|t|$ augmente. Une telle dépendance en $|t|$ a également été observée lors d'études de la photoproduction de mésons ρ par les collaborations H1 [35] et ZEUS [44] (voir figure 4.5b) ainsi que par des expériences sur cible fixe à basse énergie [101, 103]. Une dépendance du skewing avec $|t|$ est prédite dans la référence [104] sur base de paramétrisations phénoménologiques de la production résonante de mésons ρ et de la production non-résonante d'une paire de pions.

$\|t\|$ (GeV^2)	$\langle\|t\|\rangle$ (GeV^2)	n	χ^2/ndl	f_I/f_ρ	χ^2/ndl
0.0 - 0.1	0.04	$5.3 \pm 0.2\ ^{+0.1}_{-0.3}$	7.6/8	$0.37 \pm 0.01\ ^{+0.01}_{-0.03}$	14.1/8
0.1 - 0.2	0.14	$4.3 \pm 0.3\ ^{+0.1}_{-0.5}$	5.7/8	$0.33 \pm 0.02\ ^{+0.01}_{-0.07}$	5.2/8
0.2 - 0.3	0.24	$3.2 \pm 0.3\ ^{+0.5}_{-0.4}$	2.9/8	$0.26 \pm 0.02\ ^{+0.03}_{-0.07}$	2.7/8
0.3 - 0.4	0.34	$2.3 \pm 0.4\ ^{+0.7}_{-0.3}$	8.2/8	$0.18 \pm 0.03\ ^{+0.05}_{-0.03}$	8.5/8
0.4 - 1.0	0.60	$2.6 \pm 0.5\ ^{+0.2}_{-0.6}$	9.0/8	$0.21 \pm 0.04\ ^{+0.02}_{-0.05}$	10.1/8

TAB. 4.1 – Evénements sélectionnés en utilisant le VLQ : paramètres de "skewing" n, pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky, et f_I/f_ρ, pour la paramétrisation de Söding, dans différents intervalles en $|t|$. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique. Les quatrième et sixième colonnes indiquent les valeurs de χ^2 par nombre de degrés de liberté correspondant aux ajustements.

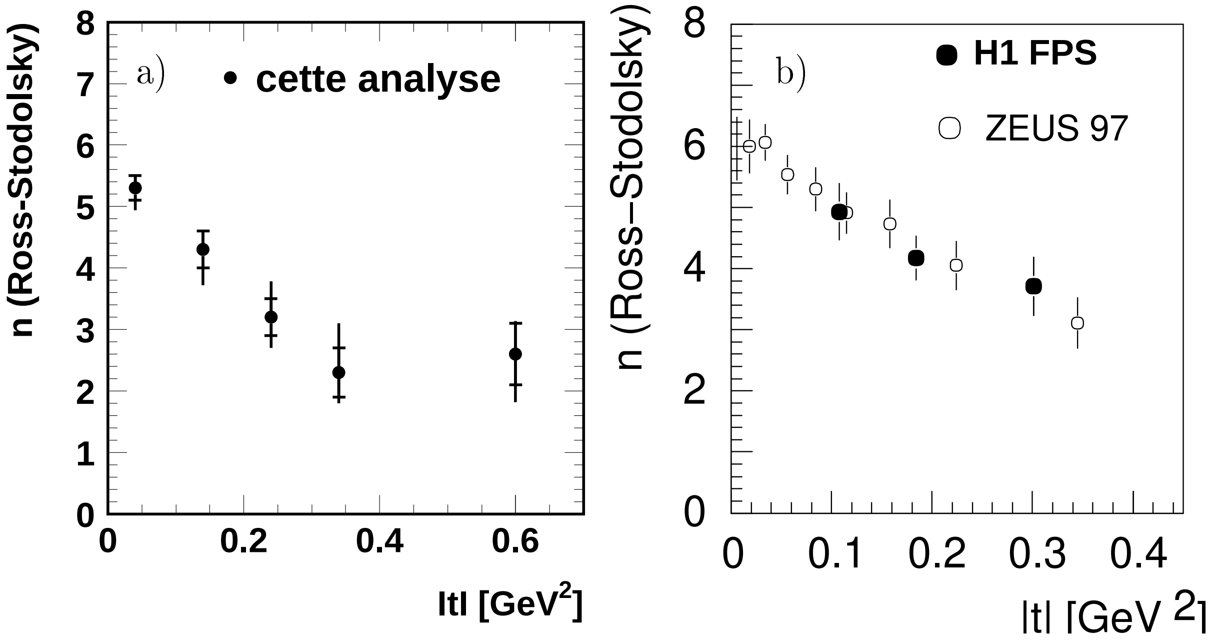


FIG. 4.5 – Mesures du paramètre de "skewing" n pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky (équation 4.6) en fonction de $|t|$ (a) pour cette analyse en utilisant le VLQ ($\langle Q^2\rangle \simeq 0.3$ GeV^2) ; (b) en photoproduction par les collaborations H1 [35] et ZEUS [44]. Les erreurs indiquées comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée pour nos résultats par des traits horizontaux.

4.1.3 Ajustements pour les échantillons SpaCal

Pour les échantillons sélectionnés à partir du SpaCal, nous étudions la distribution de masse invariante des deux pions de désintégration dans le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2. Afin de prendre en compte l'évolution de l'acceptance en W avec Q^2, nous sélectionnons des intervalles en W différents suivant la valeur de Q^2 (voir table 3.11). Nous nous limitons à nouveau au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2, aussi bien pour le canal élastique que pour le canal dissociatif, afin de pouvoir comparer les résultats pour des valeurs moyennes de $|t|$ proches.

Les figures 4.6a et 4.6b présentent respectivement les distributions de masse invariante des

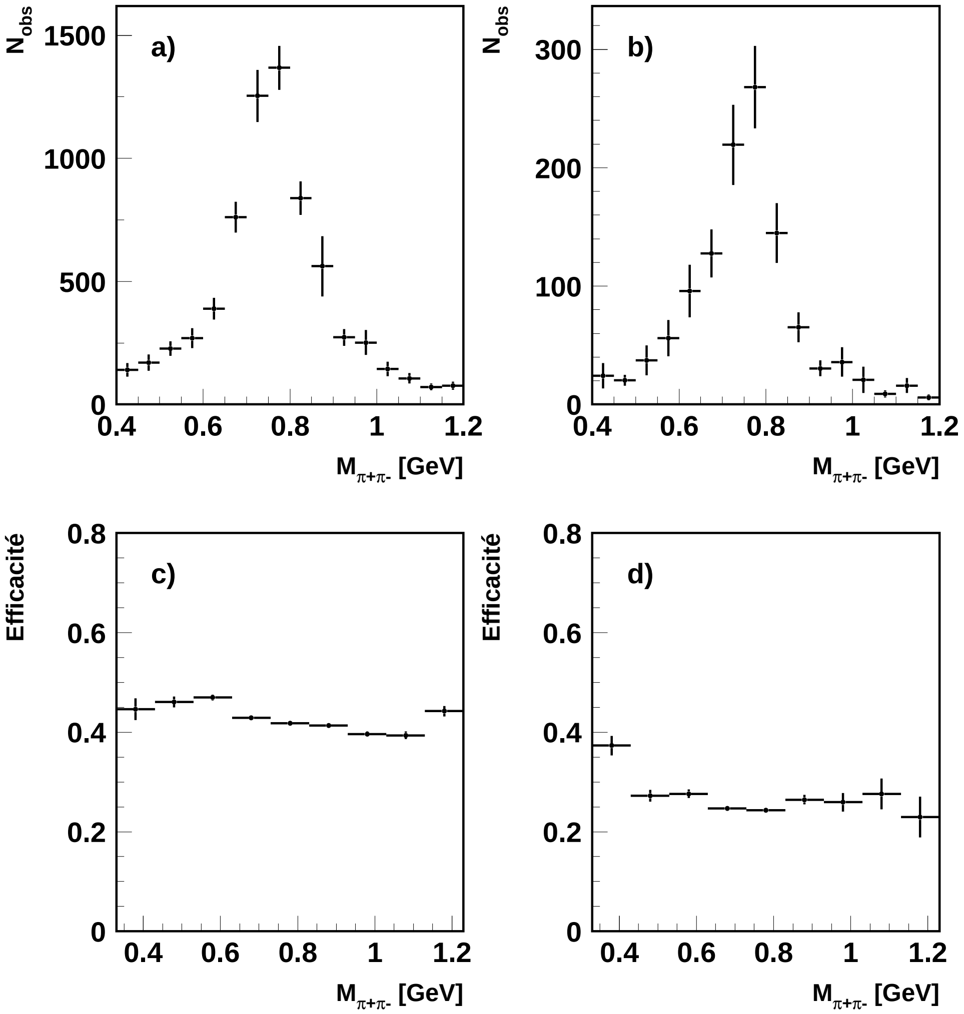


FIG. 4.6 – Distributions, pour les événements sélectionnés en utilisant le SpaCal, de la masse invariante des deux pions de désintégration observées dans les données (sans correction pour les efficacités et les bruits de fond) (a) pour l’échantillon NOTAG et (b) pour l’échantillon TAG ; efficacités de sélection en fonction de la masse invariante des deux pions de désintégration (c) pour le canal élastique et (d) pour le canal dissociatif.

deux pions observées dans les données pour les échantillons NOTAG et TAG, sans correction pour les efficacités et les bruits de fond. Les figures 4.6c et 4.6d présentent les efficacités de sélection prédites à partir de la simulation par Monte-Carlo, respectivement pour les canaux élastique et dissociatif.

La figure 4.7 présente pour les canaux élastique et dissociatif les résultats d’ajustements suivant les paramétrisations de Ross et Stodolsky et Söding aux distributions de masse invariante corrigées pour les contaminations croisées entre le canaux élastique et dissociatif, les bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ et pour les efficacités, les acceptances, les migrations et les effets des corrections radiatives suivant l’équation (4.1). Les courbes en traits pleins représentent les résultats des ajustements, les courbes en traits discontinus représentent la fonction de Breit-Wigner non modifiée (4.2) et, dans le cas de la paramétrisation de Söding, les courbes en pointillés représentent le terme d'interférence entre les parties résonante et non-résonante et les courbes en traits discontinus et pointillés le terme non-résonant f_{NR}. Dans le cas de la paramétrisation de Ross et Stodolsky, les valeurs du paramètre de “skewing” n obtenues sont :

$$n \;=\; 1.2 \;\pm\; 0.3\;(\text{stat.})\;^{+0.3}_{-0.3}\;(\text{syst.}) \tag{4.15}$$

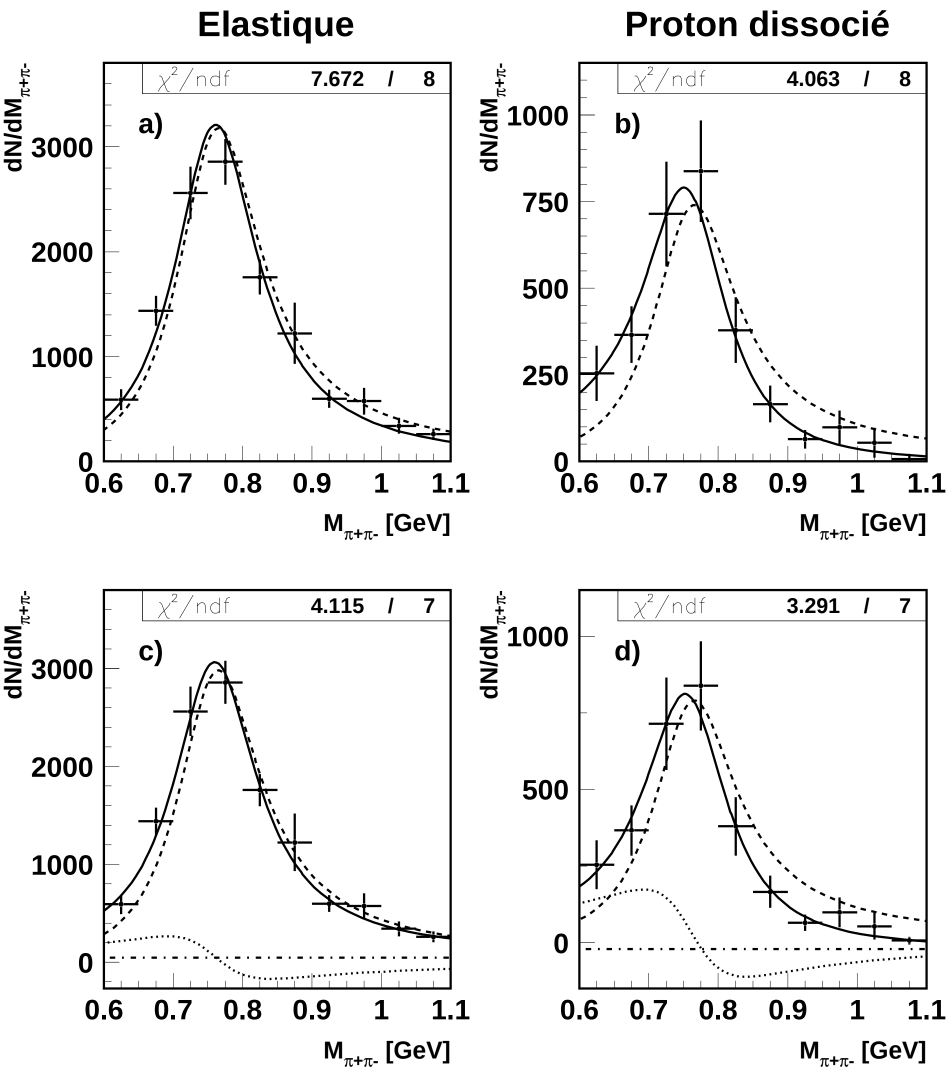


FIG. 4.7 – Ajustements, pour les événements sélectionnés en utilisant le SpaCal, aux distributions de la masse invariante des deux pions de désintégration : (a) pour le canal élastique et (b) pour le canal dissociatif, en utilisant la paramétrisation de Ross et Stodolsky, et (c) pour le canal élastique et (d) pour le canal dissociatif, en utilisant la paramétrisation de Söding. Les courbes en traits discontinus représentent la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Pour la paramétrisation de Söding, les courbes en pointillés représentent la contribution du terme d'interférence et les courbes en traits discontinus et pointillés la contribution du terme non-résonant f_{NR}.

pour le canal élastique et

$$n = 4.2 \pm 0.7\ (\text{stat.})\ ^{+0.6}_{-0.4}\ (\text{syst.}) \qquad (4.16)$$

pour le canal dissociatif. Pour la paramétrisation de Söding nous obtenons respectivement pour le rapport des normalisations :

$$f_I/f_\rho = 0.11 \pm 0.03\ (\text{stat.})\ ^{+0.01}_{-0.02}\ (\text{syst.}) \qquad (4.17)$$

pour le canal élastique et

$$f_I/f_\rho = 0.27 \pm 0.07\ (\text{stat.})\ ^{+0.04}_{-0.02}\ (\text{syst.}) \qquad (4.18)$$

pour le canal dissociatif. Comme pour le VLQ, la contribution du terme non-résonant f_{NR} est compatible avec zéro :

$$f_{NR}/f_\rho = 0.10 \pm 0.12\ (\text{stat.}) \qquad (4.19)$$

et

$$f_{NR}/f_\rho = -0.18 \pm 0.17\ (\text{stat.}), \qquad (4.20)$$

respectivement pour les canaux élastique et dissociatif). Les données suggèrent donc une différence pour le skewing entre les canaux élastique et dissociatif, de 2 à 3 déviations standard. Cette différence a été introduite dans la simulation par une procédure itérative, les résultats ci-dessus étant obtenus après convergence des paramètres de skewing.

Les erreurs systématiques ont été estimées en modifiant les quantités de bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ de ±50%, en modifiant la normalisation des contaminations croisées entre les canaux élastique et dissociatif d'après les erreurs estimées à la section 3.5.4, en modifiant les dépendances de la simulation suivant la table 3.12, en modifiant les coupures sur la qualité des traces et sur la variable $\sum (E - P_z)$ ainsi qu'en modifiant la direction de l'électron diffusé et l'alignement du SpaCal (voir section 3.9). Les ajustements ont également été répétés dans les intervalles $0.5 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV et $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.2$ GeV.

Pour l'échantillon NOTAG, le nombre d'événements étant suffisant, les procédures d'ajustement ont été répétées dans plusieurs intervalles en $|t|$ et Q^2. L'étude de la dépendance de la déformation de la distribution de masse invariante en fonction de $|t|$ ne nous a pas permis dans les limites d'erreur de mettre en évidence une évolution significative comme pour les échantillons VLQ. La figure 4.8 présente les ajustements réalisés dans quatre intervalles en Q^2 pour le canal élastique à partir des paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding. Pour la paramétrisation de Söding, la contribution non-résonante f_{NR} a été fixée à zéro. On observe que l'amplitude de la déformation de la distribution de la masse invariante diminue lorsque Q^2 augmente. Les résultats obtenus pour les paramètres de “skewing” n, pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky, et f_I/f_ρ, pour la paramétrisation de Söding, sont repris dans la table 4.2 et présentés en fonction de Q^2 à la figure 4.9. La figure 4.9 reprend également les résultats obtenus avec le VLQ ainsi que ceux d'analyses précédentes des collaborations H1 [30,33], ZEUS [43,46] et E665 [105]. Dans les limites d'erreur, nos résultats à grand Q^2 sont compatibles avec les résultats antérieurs.

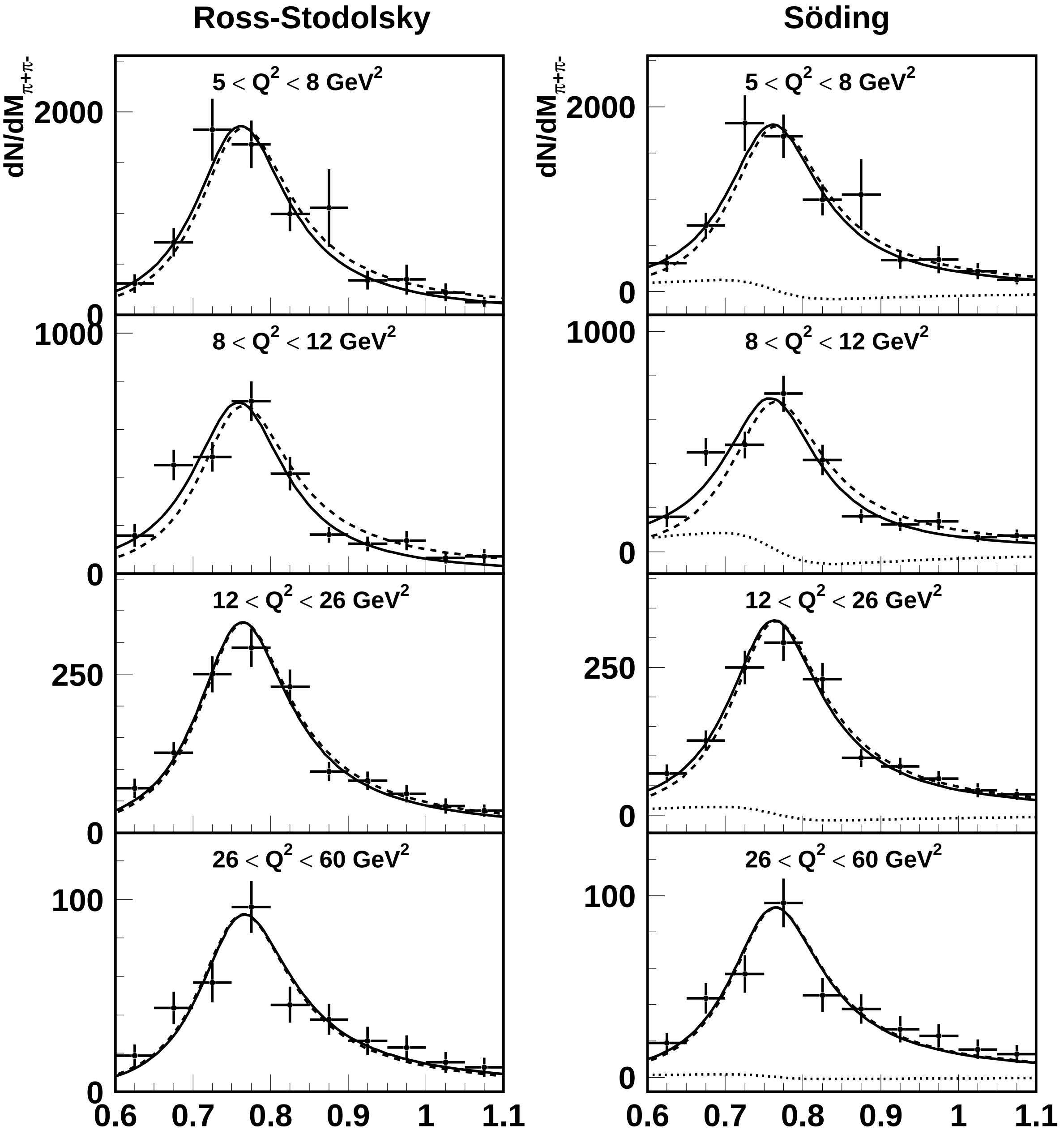


FIG. 4.8 – Ajustements, pour les événements sélectionnés en utilisant le SpaCal, aux distributions complètement corrigées de la masse invariante des deux pions de désintégration pour le canal élastique dans quatre intervalles en Q^2 en utilisant : (*à gauche*) la paramétrisation de Ross et Stodolsky ; (*à droite*) la paramétrisation de Söding. Les courbes en traits pleins représentent les résultats de ces ajustements, les courbes en traits discontinus représentant la fonction de Breit-Wigner non-modifiée (4.2). Pour la paramétrisation de Söding, les courbes en pointillés représentent le terme d'interférence.

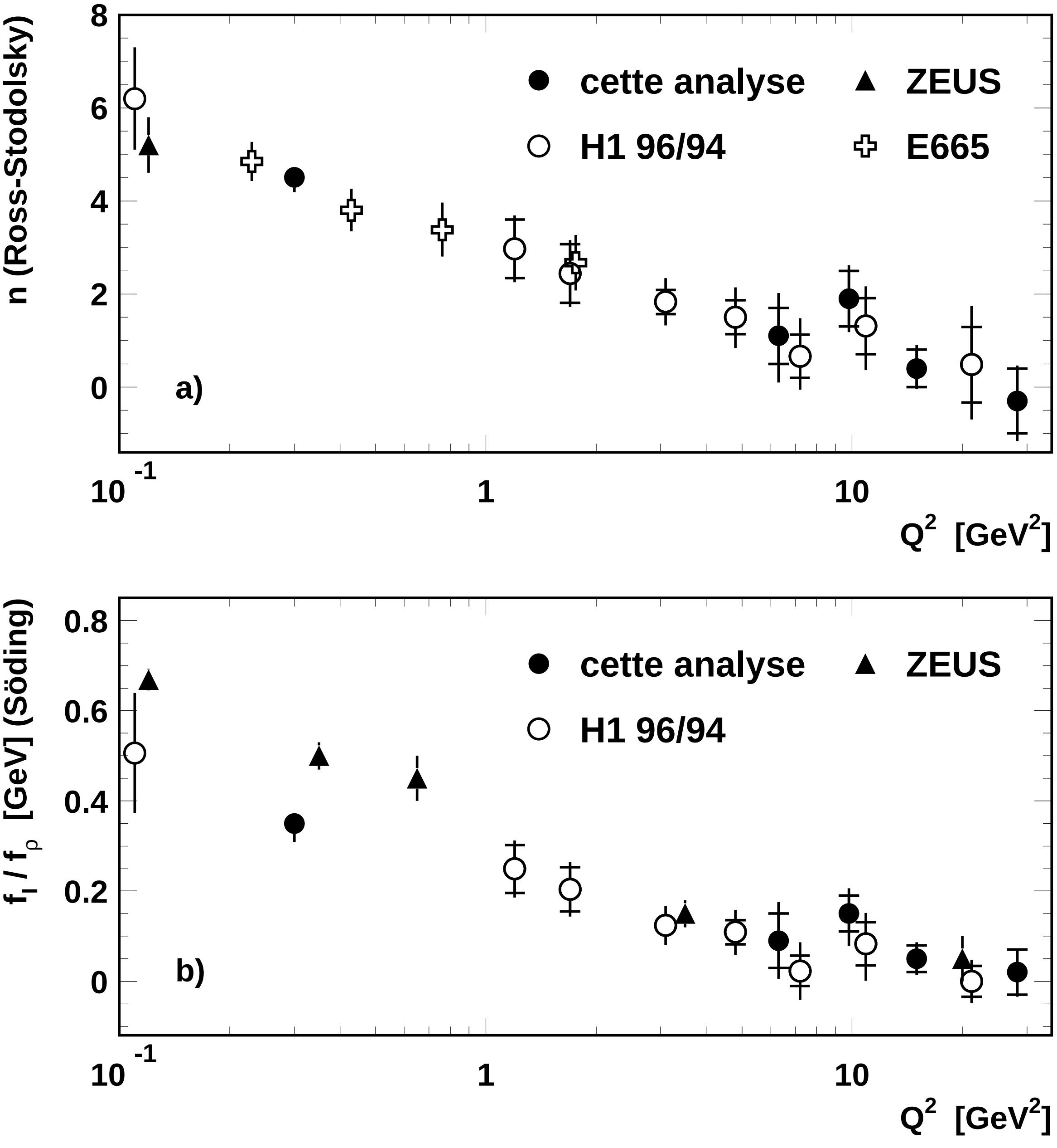


FIG. 4.9 – Evolution en fonction de Q^2 des paramètres de déformation de la distribution de masse invariante pour le canal élastique (a) n pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky (équation 4.6), et (b) f_I/f_ρ, pour la paramétrisation de Söding (équation 4.7). Les cercles fermés représentent les résultats de notre travail, les cercles ouverts montant les résultats d'analyse de données antérieures de la collaboration H1 [30, 33]. Les triangles et les croix indiquent les résultats des collaborations ZEUS [43, 46] et E665 [105]. Pour les données des collaborations H1 et ZEUS, l'erreur indiquée comprend l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Pour la collaboration E665, seule l'erreur statistique est indiquée.

Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	n	χ^2/ndl	f_I/f_ρ	χ^2/ndl
5 - 8	6.3	$1.1 \pm 0.6 \ ^{+0.7}_{-0.8}$	4.3/8	$0.08 \pm 0.04 \ ^{+0.06}_{-0.06}$	4.3/8
8 - 12	9.8	$1.9 \pm 0.6 \ ^{+0.4}_{-0.4}$	15.6/8	$0.15 \pm 0.04 \ ^{+0.04}_{-0.06}$	13.4/8
12 - 26	15.0	$0.4 \pm 0.4 \ ^{+0.3}_{-0.2}$	7.5/8	$0.05 \pm 0.03 \ ^{+0.02}_{-0.02}$	6.1/8
26 - 60	28.2	$-0.3 \pm 0.7 \ ^{+0.3}_{-0.5}$	9.7/8	$0.02 \pm 0.05 \ ^{+0.01}_{-0.02}$	9.7/8

TAB. 4.2 – Evénements sélectionnés en utilisant le SpaCal : paramètres de “skewing” n, pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky, et f_I/f_ρ, pour la paramétrisation de Söding, dans différents intervalles en Q^2 pour le canal élastique. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique. Les quatrième et sixième colonnes indiquent les valeurs de χ^2 par nombre de degrés de liberté correspondant aux ajustements.

4.1.4 Corrections liées à la masse invariante pour la mesure des sections efficaces

Lors de l'étude de la dépendance en $|t|$ et de la mesure des sections efficaces, nous corrigerons les données afin de nous ramener à la contribution résonante. Pour ce faire, nous appliquons un facteur correctif calculé comme le rapport des intégrales dans le domaine de masse invariante $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV des distributions de Breit-Wigner sans et avec terme de déformation :

$$C_{skewing} = \frac{\int_{0.6}^{1.1} BW_\rho}{\int_{0.6}^{1.1} (BW_\rho + \text{déformation})}. \tag{4.21}$$

Pour les échantillons sélectionnés à partir du VLQ, une dépendance significative en $|t|$ du “skewing” de la distribution de Breit-Wigner est observée (voir section 4.1.2). Afin d'extraire la dépendance en $|t|$ des sections efficaces élastique et dissociative, des facteurs de correction calculés suivant la formule (4.21) sont appliqués en fonction de $|t|$ à partir de la paramétrisation de Söding. La table 4.3 reprend les valeurs utilisées en fonction de $|t|$, après lissage, pour le paramètre de “skewing” f_I/f_ρ et les facteurs de correction résultants. L'erreur indiquée provient des erreurs de mesure sur les paramètres de skewing et est incluse dans les erreurs systématiques lors de la mesure des dépendances en $|t|$. La différence entre ces facteurs de correction est faible et ceux-ci ne modifient donc pas significativement les dépendances en $|t|$ obtenues dans la suite.

Intervalle en $|t|$ (GeV^2)	f_I/f_ρ	$C_{skewing}$
0.0 - 0.1	0.37	1.015 ± 0.003
0.1 - 0.2	0.33	1.014 ± 0.003
0.2 - 0.3	0.26	1.011 ± 0.003
0.3 - 1.0	0.20	1.008 ± 0.004

TAB. 4.3 – Facteurs de corrections $C_{skewing}$ utilisés pour l'étude des dépendances en $|t|$ des événements sélectionnés à partir du VLQ pour cinq intervalles en $|t|$.

Lors du calcul de la section efficace de production élastique de mésons ρ à partir des événements sélectionnés à partir du SpaCal, il faut prendre en compte l'évolution avec Q^2 de la déformation de la distribution de Breit-Wigner. Afin de se débarrasser des fluctuations en fonction de Q^2 sur les paramètres de skewing (voir figure 4.9), des ajustements linéaires ont été réalisés à partir des résultats de la table 4.2. Les résultats de ceux-ci ont été utilisés pour fixer les valeurs des paramètres n et f_I/f_ρ utilisés lors du calcul des corrections pour le skewing. La table 4.4 reprend des valeurs facteurs de corrections $C_{skewing}$ en fonction de Q^2 obtenus d'une part à partir de la paramétrisation de Ross et Stodolsky et d'autre part à partir de la paramétrisation de Söding. Les facteurs de corrections finaux sont pris comme la moyenne des facteurs obtenus pour les deux paramétrisations et nous associons à ces valeurs une erreur systématique provenant d'une part des erreurs de mesure sur les paramètres de skewing, et d'autre part de l'écart entre les facteurs de corrections pour les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	n	$C_{skewing}^{Ross-Stodolsky}$	f_I/f_ρ	$C_{skewing}^{Soding}$	$C_{skewing}$
8 - 12	1.20	1.032	0.09	1.004	1.018 ± 0.020
12 - 26	0.78	1.023	0.07	1.003	1.013 ± 0.020
26 - 60	0.00	1.000	0.02	1.001	1.001 ± 0.020

TAB. 4.4 – Facteurs de corrections $C_{skewing}$ pour trois intervalles en Q^2 utilisés lors de la mesure de la section efficace de production élastique de mésons ρ.

De plus les événements de production diffractive de mésons ρ sont sélectionnés dans le domaine de masse invariante : $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV, alors que par convention la section efficace est définie pour l'intervalle :

$$2\,m_\pi < M_{\pi\pi} < m_\rho + 5\,\Gamma_\rho. \tag{4.22}$$

Afin de nous ramener à cet intervalle de masse invariante pour la mesure des sections efficaces, nous appliquons un facteur correctif calculé comme le rapport des intégrales de distributions de Breit-Wigner dans l'intervalle (4.22) et dans l'intervalle de masse invariante $0.6 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV :

$$C_{masse} = \frac{\int_{2m_\pi}^{m_\rho+5\Gamma_\rho} BW_\rho}{\int_{0.6}^{1.1} BW_\rho}. \tag{4.23}$$

La table 4.5 présente les facteurs correctifs C_{masse} obtenus pour l'utilisation des paramétrisations de la largeur relativiste (4.3), (4.4) et (4.5). Les données sont corrigées en utilisant la paramétrisation (4.3) et une erreur systématique asymétrique de $^{+0.06}_{-0.00}$ est associée à ce nombre afin de prendre en compte la dispersion des résultats obtenus pour les trois paramétrisations.

Paramétrisation pour $\Gamma(M_{\pi\pi})$	C_{masse}
formule (4.3)	1.14
formule (4.4)	1.16
formule (4.5)	1.20

TAB. 4.5 – Facteurs de corrections C_{masse} pour les différentes paramétrisations de la largeur relativiste de la résonance.

4.2 Dépendances en $|t|$ des sections efficaces

Dans cette section, nous étudions la dépendance en $|t|$ des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton. Nous analysons d'abord les échantillons sélectionnés à l'aide du VLQ, puis ceux sélectionnés à l'aide du SpaCal. Nous étudions ensuite la dépendance en $|t|$ en fonction de Q^2 pour le canal élastique. Nous comparons l'ensemble des résultats avec les résultats antérieurs obtenus lors d'études de la production de mésons vecteurs à HERA. Nous terminons par le calcul des corrections à apporter aux mesures des sections efficaces pour tenir compte des événements perdus aux grandes valeurs de $|t|$ suite à nos sélections.

Afin d'extraire les dépendances en $|t|$ des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, nous commençons par soustraire des données les différents bruits de fond, en utilisant les dépendances prédites par la simulation par Monte-Carlo. Dans le cas du canal élastique, nous enlevons de l'échantillon NOTAG la contamination de mésons ρ avec dissociation du proton et pour le canal dissociatif, nous retirons de l'échantillon TAG la contribution du canal élastique, en fixant les normalisations d'après les résultats obtenus à la section 3.5.4. Nous soustrayons également, pour les deux canaux, les contaminations d'événements de production de mésons ρ', ω et ϕ, suivant les résultats de la section 3.6. Lorsque l'électron est identifié dans le VLQ, nous appliquons ensuite les facteurs $C_{skewing}$ de la table 4.3 afin de prendre en compte l'évolution en $|t|$ de la déformation de la distribution de masse invariante. Cette correction n'est pas appliquée dans le cas du SpaCal, aucune dépendance significative en $|t|$ n'étant observée pour le skewing. Nous introduisons finalement une correction C_{MC}, déterminée à partir de la simulation par Monte-Carlo selon la formule (3.34), prenant en compte les efficacités de sélection, les acceptances, les migrations et les effets liés aux corrections radiatives.

La dépendance en $|t|$ est donc donnée, par exemple pour le canal élastique, par :

$$N_{elas}(|t|) \;=\; \left[N_{NOTAG}(|t|) - N^{MC}_{pdiss}(|t|) - N^{MC}_{\rho',\omega,\phi}(|t|)\right]\, C_{skewing}(|t|)\, C_{MC}(|t|), \tag{4.24}$$

où N_{NOTAG} est le nombre d'événements dans l'échantillon NOTAG, et N^{MC}_{pdiss} et $N^{MC}_{\rho',\omega,\phi}$ sont les nombres d'événements de production de mésons ρ avec dissociation du proton et d'événements ρ', ω et ϕ qui passent les critères de sélection NOTAG, tels que prédits par la simulation. Pour l'étude de la dépendance en $|t|$ des sections efficaces la normalisation absolue n'a pas d'importance et les distributions obtenues sont normalisées ci-après à l'unité.

4.2.1 Dépendances en $|t|$ pour les échantillons VLQ

Pour le VLQ, nous étudions les dépendances en $|t|$ des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 100$ GeV.

Les figures 4.10a et 4.10b présentent les efficacités de sélection déterminées à partir de la simulation par Monte-Carlo, respectivement pour les canaux élastique et dissociatif. Pour le canal dissociatif, le comportement en $|t|$ est induit par la forte dépendance en impulsion transverse du système dissociatif, et donc en $|t|$, de la probabilité pour un événement avec dissociation du proton de donner lieu à un signal dans les détecteurs avant (voir figure 3.17a). Pour les événements élastiques, la probabilité d'appartenir à l'échantillon NOTAG dépend peu de $|t|$ aux valeurs inférieures à $|t| < 0.5$ GeV^2. Les figures 4.10c et 4.10d présentent les distributions en $|t|$ complètement corrigées, obtenues respectivement pour le canal élastique et pour le canal dissociatif.

Les courbes présentent les résultats d'ajustements suivant une exponentielle :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}|t|} \;=\; N_0\, e^{-b\,|t|}, \tag{4.25}$$

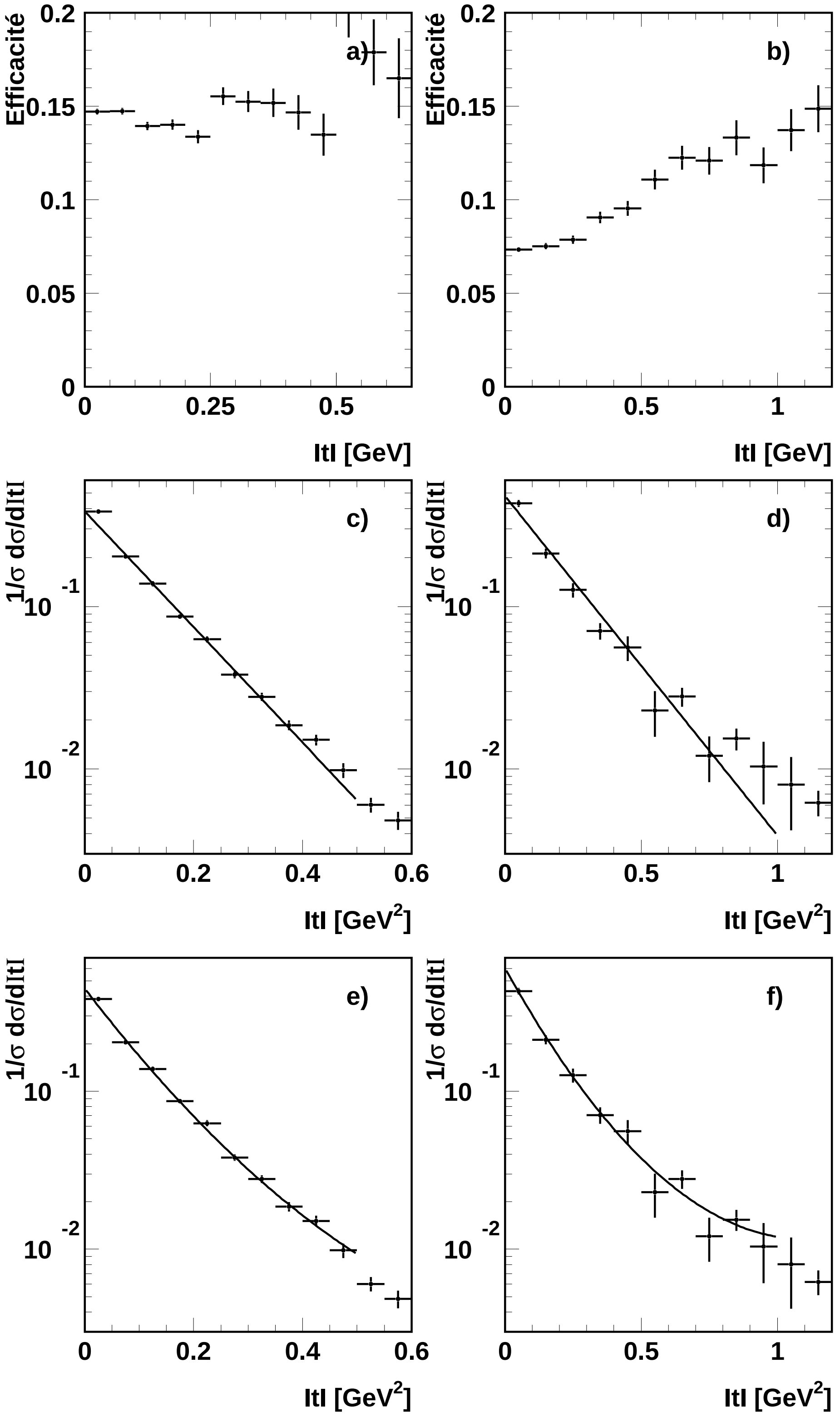


FIG. 4.10 – Evénements pour lesquels l'électron est identifié dans le VLQ : efficacités de sélection en fonction de $|t|$ et distributions en $|t|$ complètement corrigées pour le canal élastique (a,c,e) et pour le canal dissociatif(b,d,f). Les courbes présentent le résultat d'ajustements de la forme $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t| \propto \exp(-b|t|)$ (c,d) et de la forme $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t| \propto \exp(-b|t| + c|t|^2)$ (e,f).

où N_0 et b sont les paramètres libres. Pour le canal élastique, le paramètre b_{elas} résultant de l'ajustement est :

$$b_{elas} \; = \; 8.2 \pm 0.1 \text{ (stat.)}^{+0.2}_{-0.2} \text{ (syst.)}, \tag{4.26}$$

tandis que pour le canal dissociatif, nous obtenons :

$$b_{pdiss} \; = \; 4.8 \pm 0.2 \text{ (stat.)}^{+0.9}_{-0.6} \text{ (syst.)}. \tag{4.27}$$

La qualité de ces deux ajustements laisse cependant à désirer : les valeurs de χ^2 par degré de liberté sont respectivement $\chi^2/ndl = 41.7/8$ et $\chi^2/ndl = 33.7/8$ (seuls les erreurs statistiques sont prises en compte).

Afin d'améliorer la description des données, des ajustements de la forme :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}|t|} \; = \; N_0 \; e^{-b\,|t|+c\,t^2}, \tag{4.28}$$

ont été réalisés, dont les résultats sont présentés aux figures 4.10e,f. Pour le canal élastique, nous obtenons :

$$b_{elas} \; = \; 10.1 \pm 0.3 \text{ (stat.)}^{+0.5}_{-0.4} \text{ (syst.)}, \tag{4.29}$$

$$c_{elas} \; = \; 4.7 \pm 0.7 \text{ (stat.)}^{+1.0}_{-0.9} \text{ (syst.)}, \tag{4.30}$$

avec un χ^2 par degré de liberté de $\chi^2/ndl = 19.2/7$. Pour le canal dissociatif, l'ajustement donne :

$$b_{pdiss} \; = \; 7.1 \pm 1.7 \text{ (stat.)}^{+0.6}_{-0.8} \text{ (syst.)}, \tag{4.31}$$

$$c_{pdiss} \; = \; 3.2 \pm 1.9 \text{ (stat.)}^{+0.4}_{-0.9} \text{ (syst.)}, \tag{4.32}$$

avec un χ^2 par degré de liberté de $\chi^2/ndl = 8.7/7$.

Les erreurs systématiques ont été estimées en modifiant la normalisation des contaminations croisées entre les canaux élastique et dissociatif dans les limites d'erreur déterminées à la section 3.5.4 et les quantités de bruit de fond de mésons ρ', ω et ϕ de ±50%, en modifiant les dépendances de la simulation suivant la table 3.12, en modifiant les coupures sur la qualité des traces, sur l'impulsion transverse du pion d'impulsion transverse maximale et sur la variable $\sum(E - P_z)$, et en modifiant la direction de l'électron diffusé (voir section 3.9).

4.2.2 Dépendances en $|t|$ pour les échantillons SpaCal

Pour les événements sélectionnés à partir du SpaCal, nous étudions les dépendances en $|t|$ dans le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV pour le canal élastique et le canal dissociatif.

Les figures 4.11a et 4.11b présentent les efficacités de sélection en fonction de $|t|$, respectivement pour le canal élastique et le canal dissociatif, dans l'ensemble du domaine cinématique ci-dessus. Ces efficacités sont relativement constantes avec $|t|$; la différence de normalisation absolue entre les deux canaux provient de l'efficacité plus basse des détecteurs avant pour la sélection des événements avec dissociation du proton dans l'échantillon TAG que pour celles des événements élastiques dans l'échantillon NOTAG. Les figures 4.11c et 4.11d présentent

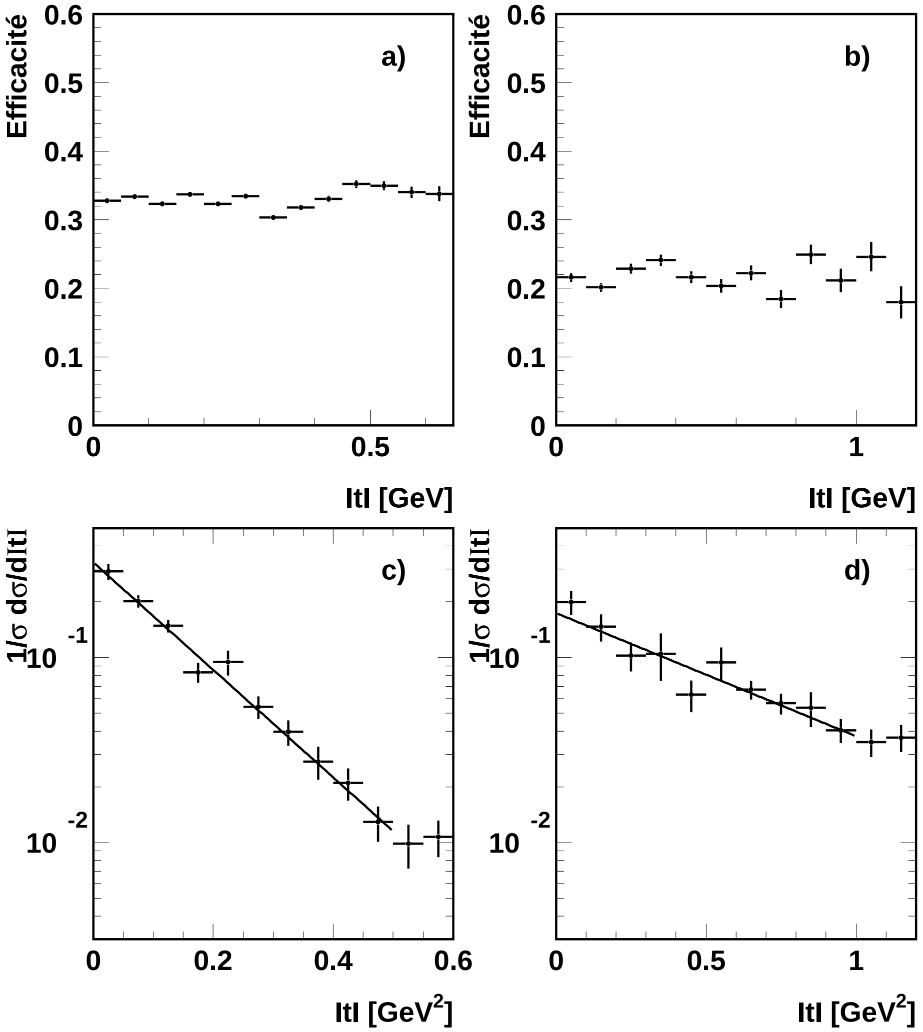


FIG. 4.11 – Evénements pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal : efficacités de sélection en fonction de $|t|$ et distributions en $|t|$ complètement corrigées pour le canal élastique (a,c) et pour le canal dissociatif (b,d). Les courbes présentent le résultat d'ajustements de la forme $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t| \propto \exp(-b|t|)$.

les distributions complètement corrigées obtenues à partir de l'équation (4.24), respectivement pour le canal élastique et le canal dissociatif. Les courbes en traits pleins représentent le résultat d'ajustements suivant une exponentielle (voir équation 4.25). Nous obtenons pour le canal élastique :

$$b_{elas} \quad = \quad 6.7 \pm 0.3 \text{ (stat.)}^{+0.4}_{-0.4} \text{ (syst.)}, \tag{4.33}$$

avec $\chi^2/ndl = 6.1/8$, et pour le canal dissociatif :

$$b_{pdiss} \quad = \quad 1.5 \pm 0.2 \text{ (stat.)}^{+0.4}_{-0.5} \text{ (syst.)}, \tag{4.34}$$

avec $\chi^2/ndl = 8.1/8$. Ces deux ajustements sont donc de bonne qualité.

Les erreurs systématiques ont été estimées comme pour les échantillons VLQ, à l'exception de celle sur l'impulsion transverse des pions qui est spécifiquement liée au déclencheur VLQ. De plus nous avons modifié l'alignement du SpaCal (voir section 3.9).

4.2.3 Dépendances en $|t|$ en fonction de Q^2 pour le canal élastique

Nous étudions la dépendance en Q^2 du paramètre b_{elas} en utilisant les événements des échantillons NOTAG sélectionnés à l'aide du VLQ (voir section 4.2.1) et à l'aide du SpaCal, ceux-ci étant répartis en cinq intervalles en Q^2. Pour l'échantillon SpaCal, les distributions complètement corrigées obtenues à partir de la formule (4.24) sont présentées à la figure 4.12. Pour ce faire, nous avons supposé que les proportions de bruit de fond provenant de la production de mésons ρ avec dissociation du proton et des mésons ω et ϕ ne varient pas avec Q^2 dans le domaine considéré. Par contre, la dépendance en Q^2 du bruit de fond dû au mésons ρ' suite à nos coupures a été prise en compte. Pour chacun de ces intervalles, un ajustement suivant une distribution exponentielle a été réalisé. Les valeurs des paramètres b_{elas} obtenus sont repris dans la table 4.6. La dernière colonne indique les valeurs de χ^2/ndl de ces ajustements. Les erreurs systématiques ont été estimées comme à la section 4.2.2.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2\rangle$(GeV^2)	b_{elas}	χ^2/ndl
5 - 8	6.3	$7.3 \pm 0.5\ ^{+0.6}_{-0.8}$	6.6/8
8 - 12	9.7	$6.1 \pm 0.5\ ^{+0.5}_{-0.4}$	4.7/8
12 - 18	14.4	$5.0 \pm 0.5\ ^{+0.5}_{-0.3}$	9.7/8
18 - 26	21.4	$5.5 \pm 0.6\ ^{+0.8}_{-0.6}$	6.5/8
26 - 60	36.6	$4.3 \pm 0.6\ ^{+0.2}_{-1.2}$	8.5/8

TAB. 4.6 – Paramètre de pente b_{elas} pour cinq intervalles en Q^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique. La dernière colonne indique les valeurs de χ^2/ndl correspondant aux ajustements.

La figure 4.13 regroupe les valeurs obtenues dans ce travail pour le paramètre b_{elas} en fonction de Q^2 ainsi que les résultats antérieurs pour les expériences H1 [30,33] et ZEUS [46]. Nous avons également repris le résultat pour le canal élastique obtenu à partir du VLQ. Les résultats des différentes expériences sont en accord entre eux dans les limites d'erreur. On observe une décroissance du paramètre b_{elas} en fonction de Q^2. Cette propriété peut s'interpréter comme reflétant la diminution de la taille transverse de l'objet entrant en interaction au vertex supérieur lorsque sa masse virtuelle Q^2 augmente. Les valeurs obtenues pour $Q^2 \gtrsim 10$ GeV^2 sont compatibles avec celle observée par l'expérience H1 [41] pour la photoproduction de mésons J/ψ, également reprise sur la figure 4.13.

Dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD (voir section 1.4.3), l'échelle caractéristique de la production diffractive de mésons vecteurs peut être prise au premier ordre comme $\lesssim 1/4(Q^2+M_V^2)$, où M_V est la masse du méson vecteur considéré, et l'on peut s'attendre en première approximation à une dépendance universelle de la pente b_{elas} en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ pour les différents mésons vecteurs. La figure 4.14 présente une compilation de mesures de la pente b_{elas} par l'expérience H1 pour la production de mésons ρ, ϕ, J/ψ et $\psi(2S)$ [30,33, 37,39,41], en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$. Dans la limite des erreurs, on observe effectivement un comportement universel.

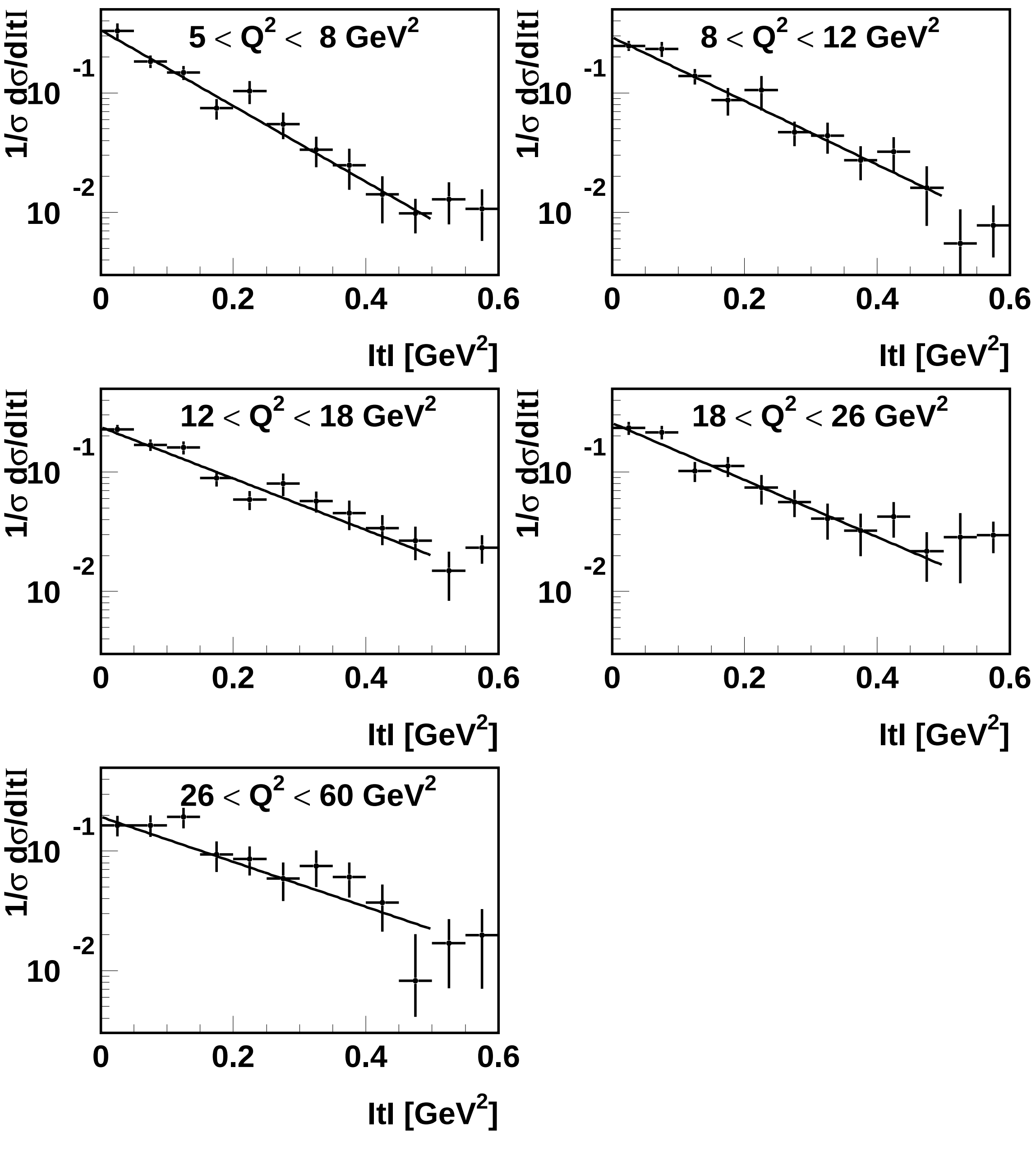


FIG. 4.12 – Distributions en $|t|$ complètement corrigées pour le canal élastique pour cinq intervalles en Q^2 (données sélectionnées en utilisant le SpaCal). Les courbes présentent les résultat d'ajustements suivant une exponentielle.

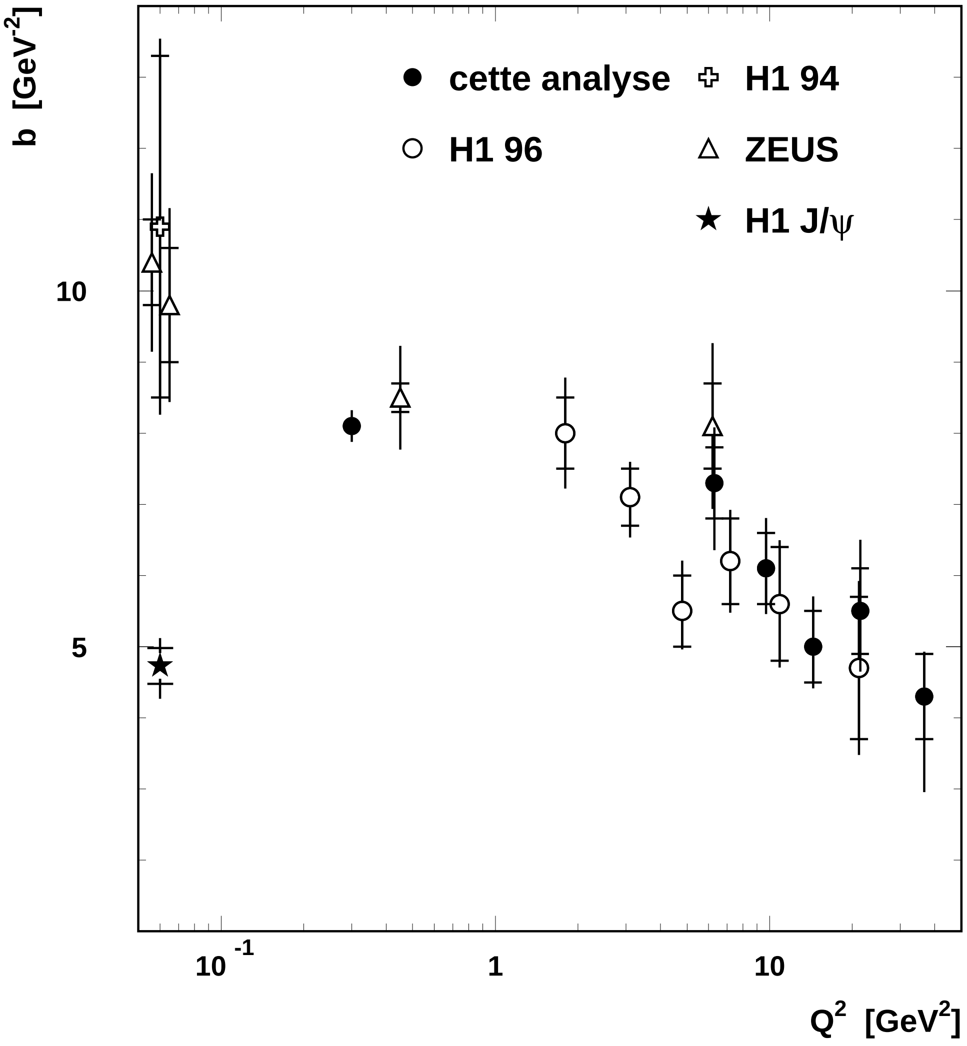


FIG. 4.13 – Valeurs du paramètre b_{elas} en fonction de Q^2 mesurées pour la production diffractive de mésons ρ dans ce travail et par les expériences H1 [30, 33] et ZEUS [46], ainsi que pour la production diffractive de mésons J/ψ [41].

4.2.4 Corrections pour les coupures en $|t|$ dans la sélection des événements

Pour les mesures de la section efficace de production élastique de mésons ρ à grand Q^2 et du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton (voir chapitre 6), nous apporterons des corrections pour les pertes aux grandes valeurs de $|t|$ dues à notre sélection d'événements. Pour le canal élastique, nous corrigerons pour les événements perdus à $|t| > 0.5$ GeV^2, et pour le canal dissociatif, pour les pertes pour $|t| > 0.5$ GeV^2 dans le cas du VLQ et pour $|t| > 1$ GeV^2 dans le cas du SpaCal.

Les corrections C_t sont calculées à partir des résultats obtenus pour les paramètres b_{elas} et b_{pdiss} aux sections 4.2.1 et 4.2.2. Pour l'étude de la section efficace élastique, la dépendance en Q^2 du paramètre b_{elas} est prise en compte. Les facteurs C_t correspondants sont présentés à

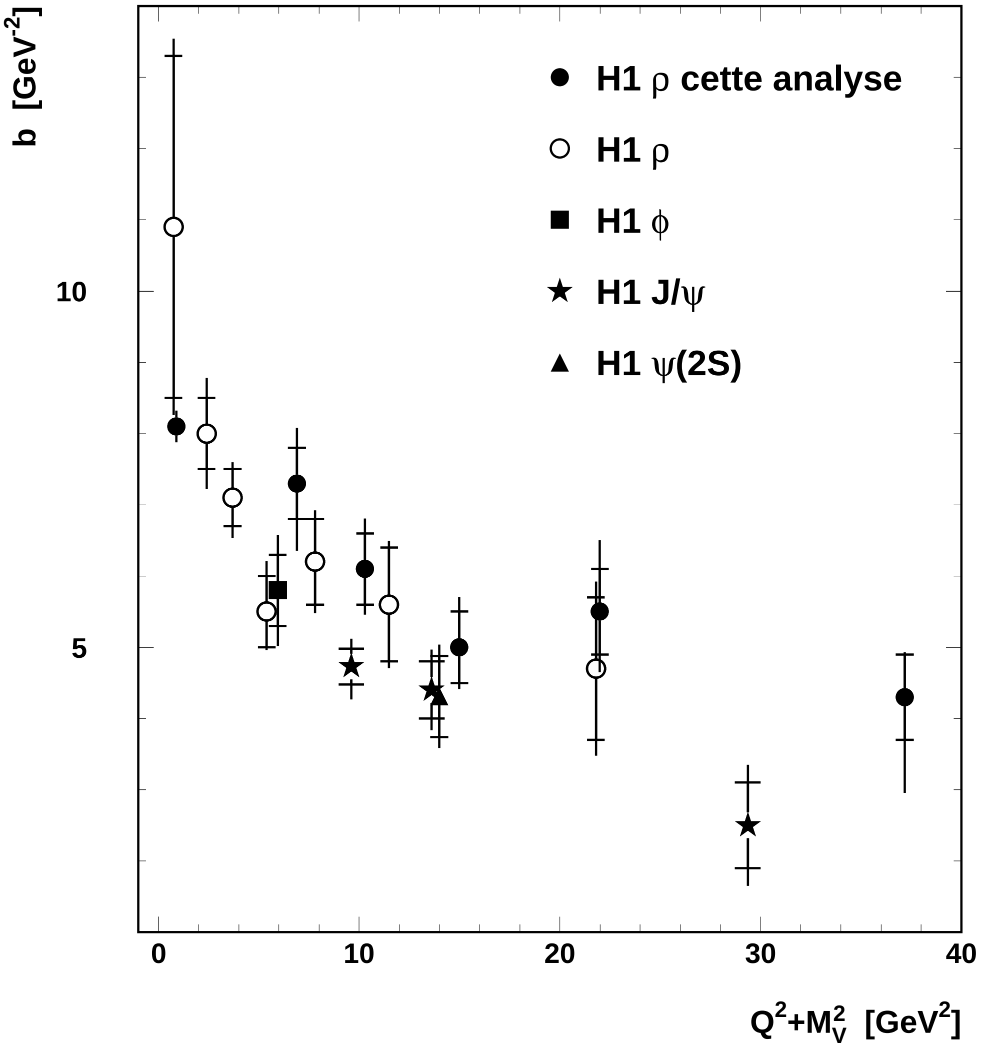


FIG. 4.14 – Valeurs du paramètre b_{elas} en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ mesurées par l'expérience H1 pour la production diffractive de mésons ρ dans ce travail et dans les références [30, 33] ainsi que les valeurs pour les productions diffractives de mésons ϕ [37], J/ψ [39,41] et $\psi(2S)$ [39].

la table 4.7, pour quatre intervalles en Q^2. Les corrections sont plus importantes lorsque Q^2 augmente, puisque le paramètre b_{elas} diminue.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	C_t^{elas}
8 - 12	$1.050\ ^{+0.026}_{-0.017}$
12 - 18	$1.089\ ^{+0.043}_{-0.028}$
18 - 26	$1.068\ ^{+0.032}_{-0.021}$
26 - 60	$1.132\ ^{+0.066}_{-0.043}$

TAB. 4.7 – Facteurs de corrections C_t^{elas} décrivant l'effet des coupures expérimentales en $|t|$ sous l'hypothèse d'une dépendance exponentielle, utilisés lors de la mesure de la section efficace de production élastique de mésons ρ, pour quatre intervalles en Q^2.

Echantillons	C_t^{elas}	C_t^{pdiss}
VLQ	$1.017\ ^{+0.005}_{-0.004}$	$1.100\ ^{+0.048}_{-0.032}$
SpaCal	$1.036\ ^{+0.019}_{-0.007}$	$1.287\ ^{+0.212}_{-0.111}$

TAB. 4.8 – Facteurs de corrections C_t^{elas} et C_t^{pdiss} utilisés lors de la mesure du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, pour les échantillons VLQ et SpaCal.

Pour la mesure du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton intégrées sur l'ensemble des intervalles en Q^2, nous utilisons les facteurs C_t repris dans la table 4.8, respectivement pour les canaux élastiques et dissociatifs. Pour le VLQ, nous avons utilisé les résultats des ajustements de la forme $\exp(-b|t|)$, une paramétrisation de la forme $\exp(-b|t| + ct^2)$ ne convergeant pas à l'infini.

Les erreurs indiquées dans ces deux tables proviennent des incertitudes sur la mesure des paramètres b_{elas} et b_{pdiss}.

4.3 Etude du shrinkage

Dans le cadre de la théorie de Regge, on s'attend à une corrélation entre les dépendances en W et en t de la section efficace (phénomène de "shrinkage") de la forme :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma p\to\rho p}}{\mathrm{d}t} \propto e^{b_0 t} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\left[(\alpha_{I\!P}(0)-1) - \alpha'_{I\!P}\, t\right]}, \tag{4.35}$$

où b_0 est le paramètre décrivant la dépendance exponentielle en t pour $W = W_0$, $\alpha_{I\!P}(0)$ et $\alpha'_{I\!P}$ sont les deux paramètres décrivant la trajectoire de Regge associée au Pomeron (voir équation 1.32) et W_0 est un paramètre d'échelle. Le shrinkage a été observé dans les interactions hadron-hadron "soft" avec $\alpha'_{I\!P} \simeq 0.25$ GeV^{-2}. Par contre, les modèles basés sur une approche perturbative de la théorie QCD prédisent l'absence de shrinkage, ou seulement un faible effet [70].

Pour mesurer $\alpha'_{I\!P}$, nous étudions d'une part en fonction de W la dépendance en $|t|$ de la section efficace, à partir des échantillons NOTAG sélectionnés à partir du VLQ et du SpaCal, et d'autre part en fonction de t la dépendance en W de la section efficace, pour l'échantillon NOTAG sélectionné à partir du SpaCal.

4.3.1 Dépendances en $|t|$ en fonction de W.

A petit Q^2, les événements de l'échantillon NOTAG sélectionné à partir du VLQ sont répartis en trois intervalles en W : $30 < W < 40$ GeV, $40 < W < 50$ GeV et $50 < W < 70$ GeV. La dépendance en $|t|$ pour le canal élastique est obtenue pour chacun de ces intervalles en soustrayant les bruits de fond de mésons ρ avec dissociation du proton et de production de mésons ρ', ω et ϕ, et en corrigeant pour les efficacités, les acceptances du détecteur, les migrations et les effets des corrections radiatives suivant l'équation (4.24). Les distributions en $|t|$ obtenues sont présentés aux figures 4.15a-c, les courbes superposées représentant les résultats d'ajustements

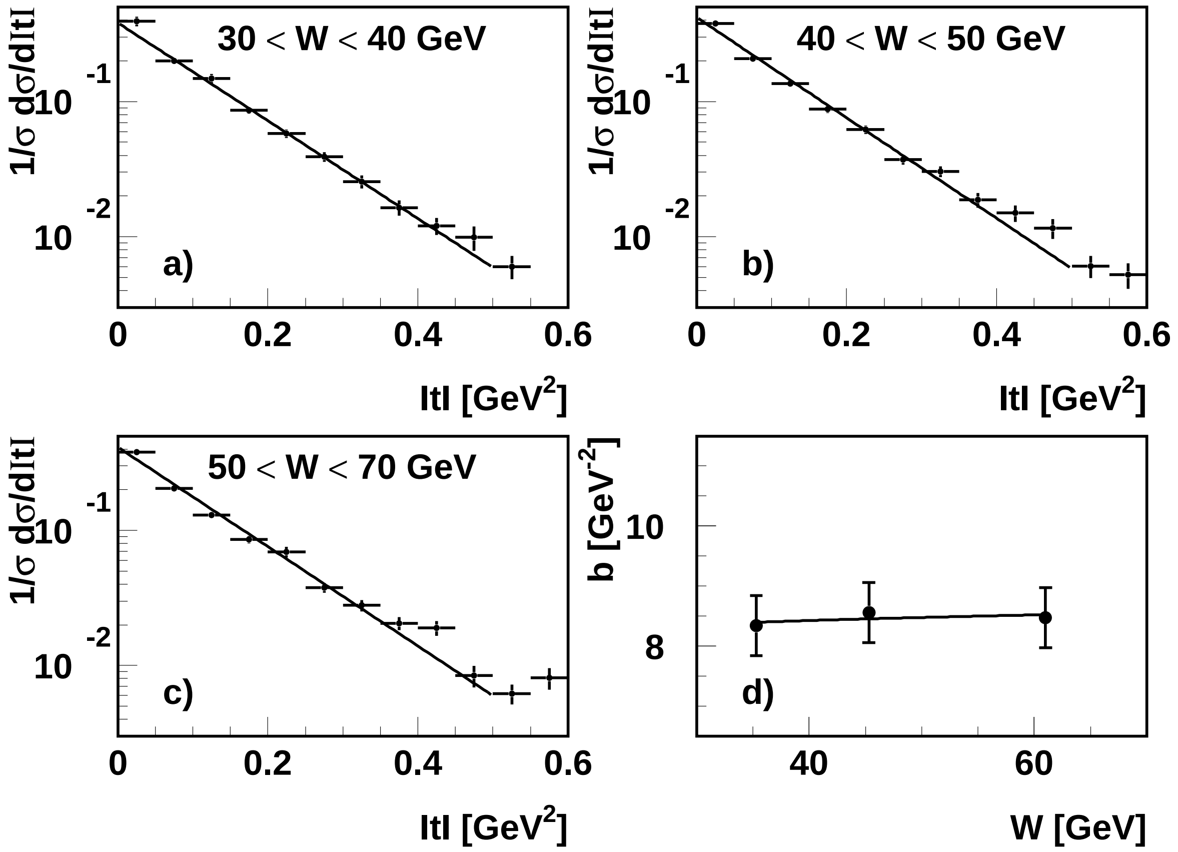


FIG. 4.15 – Echantillon sélectionné à l'aide du VLQ : (a-c) distributions en $|t|$ complètement corrigées pour le canal élastique pour trois intervalles en W dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, les courbes présentant le résultat d'ajustements suivant une exponentielle ; (d) valeurs correspondantes du paramètre b_{elas} en fonction de W, la courbe présentant le résultat d'un ajustement de la forme (4.36).

suivant une dépendance exponentielle. La figure 4.15d présente les paramètres b_{elas} résultant de ces ajustements, en fonction de W. La courbe superposée représente le résultat d'un ajustement de la forme :

$$b(t) \;=\; b_0 + 4\alpha'_{I\!P} \ln \frac{W}{W_0}, \tag{4.36}$$

avec les paramètres libres b_0 et $\alpha'_{I\!P}$ (W_0 étant choisi égal à 1 GeV), et nous obtenons :

$$\alpha'_{I\!P} \;=\; 0.06 \pm 0.32 \text{ (stat.) GeV}^{-2}. \tag{4.37}$$

La même procédure est appliquée dans le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2 en répartissant les événements de l'échantillon NOTAG sélectionné à partir du SpaCal dans trois intervalles en W : $50 < W < 80$ GeV, $80 < W < 110$ GeV et $110 < W < 150$ GeV. Les figures 4.16a-c présentent les distributions en $|t|$ complètement corrigées, ainsi que les résultats d'ajustements suivant une dépendance exponentielle. La figure 4.16d présente les paramètres b_{elas} correspondants, en fonction de W, ainsi que le résultat d'un ajustement de la forme (4.36).

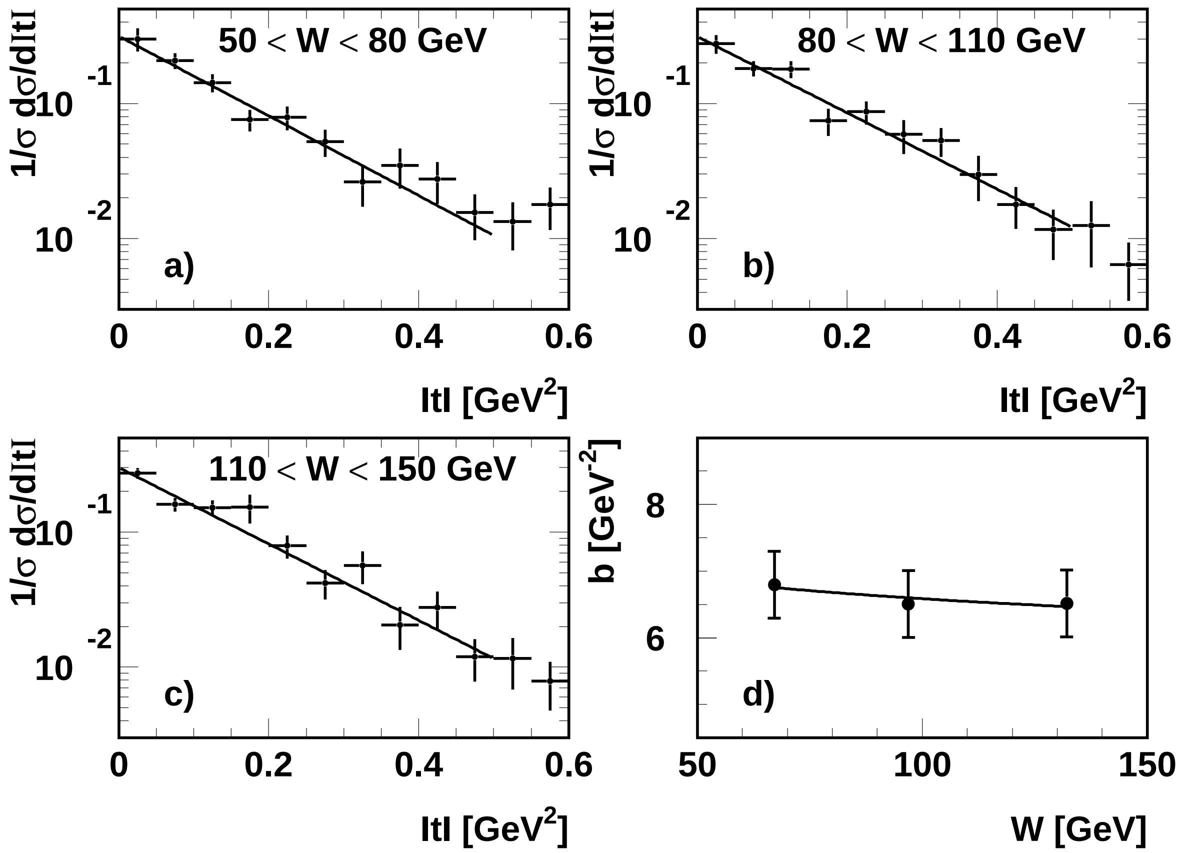


FIG. 4.16 – Echantillon sélectionné à l'aide du SpaCal : (a-c) distributions en $|t|$ complètement corrigées pour le canal élastique pour trois intervalles en W dans le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, les courbes présentant le résultat d'ajustements suivant une exponentielle ; (d) valeurs correspondantes du paramètre b_{elas} en fonction de W, la courbe présentant le résultat d'un ajustement de la forme (4.36).

Nous obtenons dans ce cas :

$$\alpha'_{I\!P} \quad = \quad -0.10 \pm 0.26 \text{ (stat.) GeV}^{-2}. \tag{4.38}$$

Ces deux valeurs de $\alpha'_{I\!P}$ sont compatibles avec zéro mais aussi avec la valeur 0.25 GeV^{-2}, les grandes erreurs statistiques ne permettant pas de tirer de conclusion.

4.3.2 Dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de $|t|$

Nous terminons ce chapitre par l'étude de la dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de $|t|$ dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2, en utilisant la méthode qui sera présentée au chapitre 6. Comme l'acceptance en W évolue fortement avec Q^2, nous nous limitons au domaine commun d'acceptance pour différentes valeurs de Q^2, c'est-à-dire $50 < W < 150$ GeV. Les événements de l'échantillon NOTAG sélectionné à partir du SpaCal

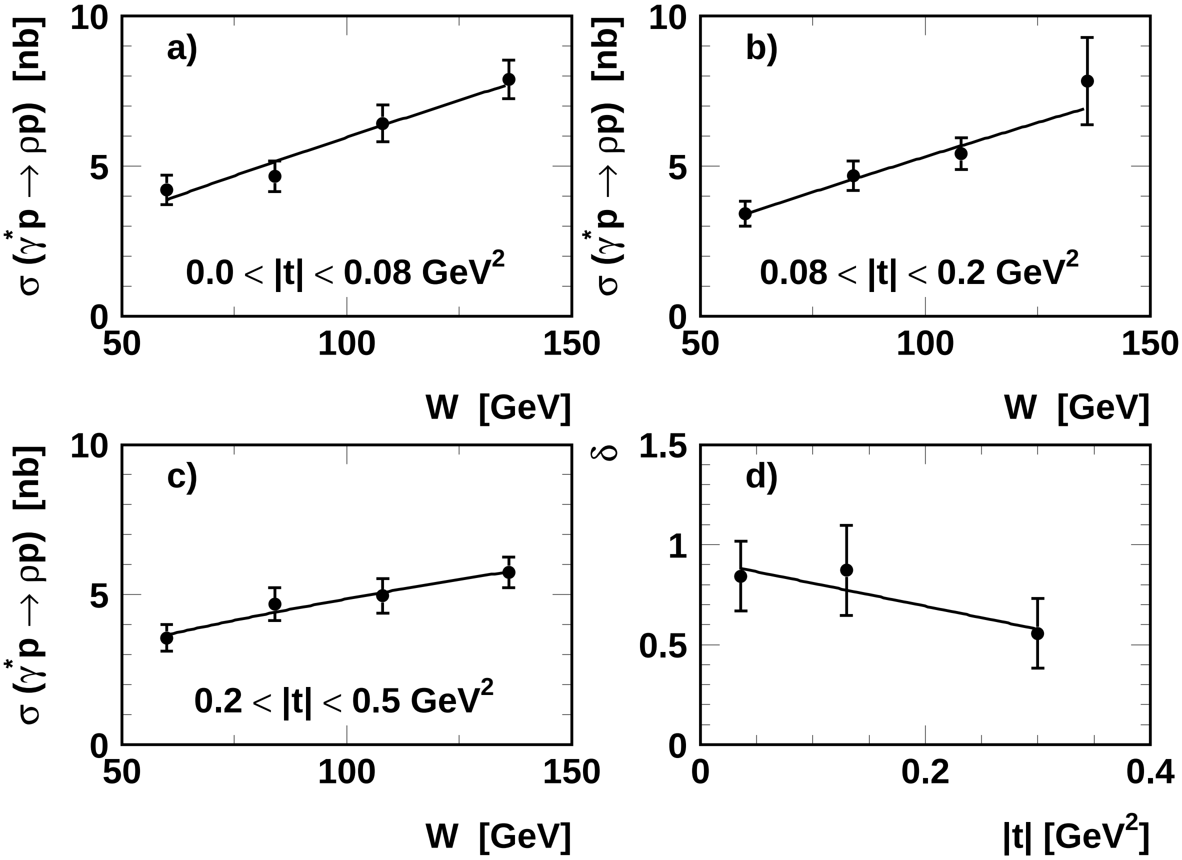


FIG. 4.17 – (a-c) Mesures de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de W pour $Q^2 = 15$ GeV^2, dans trois intervalles en $|t|$. Les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques ; les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de la forme $\sigma \propto W^\delta$. (d) Valeurs obtenues pour le paramètre δ en fonction de $|t|$; les erreurs indiquées proviennent des erreurs statistiques sur la section efficace ; la courbe superposée représente le résultat de l'ajustement d'une trajectoire de Regge, de la forme (4.39).

ont été répartis dans trois intervalles en $|t|$: $0 < |t| < 0.08$ GeV^2, $0.08 < |t| < 0.2$ GeV^2 et $0.2 < |t| < 0.5$ GeV^2. Ces intervalles en $|t|$ ont ensuite été divisés en quatre intervalles en W : $50 < W < 70$ GeV, $70 < W < 95$ GeV, $95 < W < 120$ GeV et $120 < W < 150$ GeV. Pour chacun de ces 12 intervalles, la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ est calculée pour une valeur commune de Q^2 fixée à 15 GeV^2. Les figures 4.17a-c présentent les résultats obtenus en fonction de W, pour les trois intervalles en $|t|$, les erreurs indiquées ne comprenant que les erreurs statistiques. Dans chaque intervalle en $|t|$, un ajustement de la forme $\sigma(W) \propto W^\delta$ est réalisé et représenté sur la figure. Les valeurs obtenues pour le paramètre δ sont présentées en fonction de $|t|$ à la figure 4.17d.

La courbe superposée à la figure 4.17d représente le résultat d'un ajustement de la forme :

$$\delta(t) \quad = \quad 4 \left[\; \alpha_{I\!P}(0) - 1 + \alpha'_{I\!P} \; t \; \right] . \tag{4.39}$$

Nous obtenons $\alpha_{I\!P}(0) = 1.23 \pm 0.05$ (stat.) et $\alpha'_{I\!P} = 0.29 \pm 0.23$ (stat.) GeV^{-2}. La valeur de

$\alpha_{I\!P}(0)$ est compatible avec celles qui seront déterminées à la section 6.3. Pour le paramètre $\alpha'_{I\!P}$, l'erreur expérimentale est grande, et ce résultat reste compatible avec ceux déterminés précédemment par des ajustements aux dépendances en $|t|$ de la section efficace dans plusieurs intervalles en W. Vu les grandes erreurs statistiques, il n'est pas possible de procéder à une mesure significative de $\alpha'_{I\!P}$ en utilisant seulement les données de ce travail.

Chapitre 5

Etude de la structure en hélicité à grand Q^2

Ce chapitre porte sur la mesure des éléments de la matrice densité de spin pour la production diffractive de mésons ρ dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2. Le formalisme utilisé dans ce chapitre a été présenté à la section 1.4. Dans un premier temps, nous présentons les résultats obtenus à partir d'ajustements aux distributions angulaires en $\cos\theta^*$, Φ, φ et ψ. Nous utilisons ensuite la méthode des moments afin d'extraire l'ensemble des 15 éléments de la matrice densité de spin. Dans les deux cas, nous étudions les dépendances des éléments de matrice en les variables cinématiques Q^2, W et $|t|$ et en la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Ces résultats permettent de tester l'hypothèse d'échange de parité naturelle (NPE) et d'extraire le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse.

5.1 Etude des distributions angulaires

Dans cette section nous présentons l'extraction des éléments de la matrice densité de spin à partir des distributions angulaires en $\cos\theta^*$, Φ, φ et ψ. L'ensemble des 15 éléments de matrice peut être extrait en principe à partir d'un ajustement aux données de la distribution $W(\cos\theta^*, \Phi, \varphi)$ définie à l'équation 1.61, mais la statistique disponible ne permet pas d'obtenir des contraintes suffisantes sur les 16 paramètres impliqués dans un tel ajustement (15 éléments de matrice et une normalisation globale). Nous nous contentons dès lors d'extraire les éléments de matrice r^{04}_{00}, r^{04}_{1-1} et r^{1}_{1-1} et les combinaisons $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ à partir des distributions unidimensionnelles en $\cos\theta^*$, Φ, φ et $\psi = \Phi - \varphi$, ainsi que le paramètre $\cos\delta$ à partir de la distribution bidimensionnelle en $\cos\theta^*$ et ψ.

Dans un premier temps, nous procédons à une comparaison entre les échantillons NOTAG et TAG sélectionnés à l'aide du SpaCal, pour l'ensemble du domaine cinématique sélectionné. Dans la mesure où nous obtenons des résultats similaires pour ces deux échantillons, nous les combinons ensuite afin d'étudier les dépendances des éléments de matrice en fonction des variables cinématiques Q^2, W et $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Pour cela nous utilisons trois intervalles en Q^2 :

$$8 < Q^2 < 12 \text{ GeV}^2, \quad 12 < \mathrm{Q}^2 < 20 \text{ GeV}^2, \quad 20 < \mathrm{Q}^2 < 60 \text{ GeV}^2, \tag{5.1}$$

trois intervalles en W :

$$50 < W < 80 \text{ GeV}, \quad 80 < \mathrm{W} < 110 \text{ GeV}, \quad 110 < \mathrm{W} < 150 \text{ GeV}, \tag{5.2}$$

quatre intervalles en $|t|$:

$$\begin{aligned} &0.0 < |t| < 0.06 \text{ GeV}^2, \quad 0.06 < |\mathrm{t}| < 0.2 \text{ GeV}^2, \\ &0.2 < |t| < 0.5 \text{ GeV}^2, \qquad 0.5 < |\mathrm{t}| < 1 \text{ GeV}^2, \end{aligned} \tag{5.3}$$

ainsi que trois intervalles en masse invariante :

$$0.6 < M_{\pi\pi} < 0.73 \text{ GeV}, \quad 0.73 < \mathrm{M}_{\pi\pi} < 0.8 \text{ GeV}, \quad 0.8 < \mathrm{M}_{\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}. \tag{5.4}$$

Sauf pour l'étude de la dépendance en $|t|$, nous nous limitons au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2. Pour celle de la dépendance en Q^2, les intervalles en W considérés sont adaptés afin de prendre en compte l'évolution de l'acceptance en W en fonction de Q^2 (voir section 3.8). Pour l'étude des autres dépendances, le domaine commun d'acceptance $50 < W < 150$ GeV est utilisé.

Dans tout ce chapitre, les contributions des bruits de fond de production de mésons ρ', ω et ϕ sont soustraites des distributions des données d'après les formes prédites par la simulation et les normalisations déterminées à la section 3.6. Dans le cas de la production de mésons ρ', nous prenons en compte l'évolution du pourcentage de contamination en fonction de Q^2 et $|t|$ (voir table 3.7). Après soustraction de ces bruits de fond, les données sont corrigées pour les efficacités, les acceptances, les migrations ainsi que pour les corrections radiatives, en utilisant la procédure décrite à la section 3.8.

Les erreurs systématiques ont été estimées en modifiant les quantités de bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ de $\pm 50\%$, en modifiant les dépendances de la simulation suivant indications de la table 3.12, en modifiant les coupures sur la qualité des traces et sur la variable $\sum(E - P_z)$ ainsi qu'en modifiant la direction de l'électron diffusé et l'alignement du SpaCal (voir section 3.9). Les erreurs systématiques dominantes sont celles liées à la mesure de la direction de l'électron diffusé ainsi qu'à la soustraction des bruits de fond ρ', ω et ϕ.

5.1.1 Comparaison entre les échantillons NOTAG et TAG

Afin de comparer les éléments et les combinaisons d'éléments de matrice extraits séparément pour les échantillons NOTAG et TAG pour des moyennes en $|t|$ proches, nous nous limitons respectivement aux domaines $|t| < 0.5$ GeV^2 et $|t| < 0.4$ GeV^2 (respectivement $\langle |t| \rangle = 0.15$ GeV^2 et $\langle |t| \rangle = 0.16$ GeV^2), avec $8 < Q^2 < 60$ GeV^2, $50 < W < 150$ GeV.

La figure 5.1 présente les distributions en $\cos\theta^*$, φ et Φ observées respectivement pour les échantillons NOTAG et TAG dans les données, sans correction pour les bruits de fond et les efficacités. Les histogrammes en grisé superposés représentent les contributions dues aux bruits de fond de production de mésons ρ', ω et ϕ. Nous présentons également, pour ces mêmes variables, le rapport des distributions pour les échantillons TAG et NOTAG.

Après soustraction des bruits de fond, les données sont corrigées pour les efficacités, les acceptances et les migrations ainsi que pour les corrections radiatives en utilisant la procédure décrite à la section 3.8. Les efficacités obtenues à partir de la simulation des productions élastique et dissociative de mésons ρ sont présentées en fonction de $\cos\theta^*$, φ et Φ à la figure 5.2. La plus faible efficacité observée pour les valeurs de $|\cos\theta^*| \simeq 1$ (voir figure 5.2a) provient de la coupure en impulsion transverse des traces. En effet, dans ce cas, les deux pions de désintégration sont alignés dans le référentiel du laboratoire sur la direction du méson ρ, et le pion émis dans le sens opposé au méson ρ est très lent.

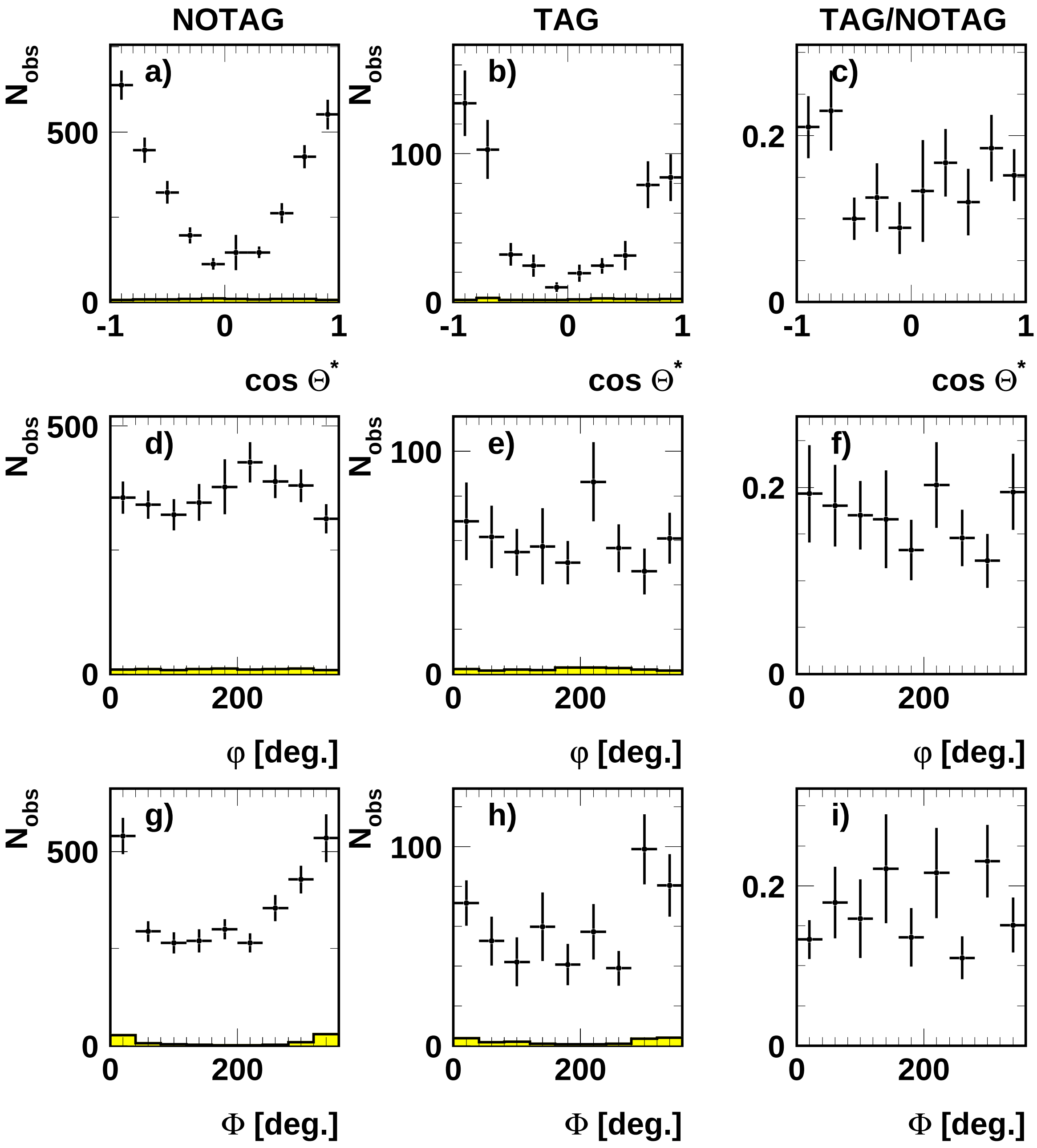


FIG. 5.1 – Distributions, sans correction pour les bruits de fond et les efficacités, en $\cos\theta^*$ (a-c), φ (d-f) et Φ (g-i), pour l'échantillon NOTAG (a,d,g), pour l'échantillon TAG (b,e,h), et pour le rapport TAG/NOTAG (c,f,i). Les histogrammes en grisé représentent les contributions des bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ, estimées à l'aide de la simulation.

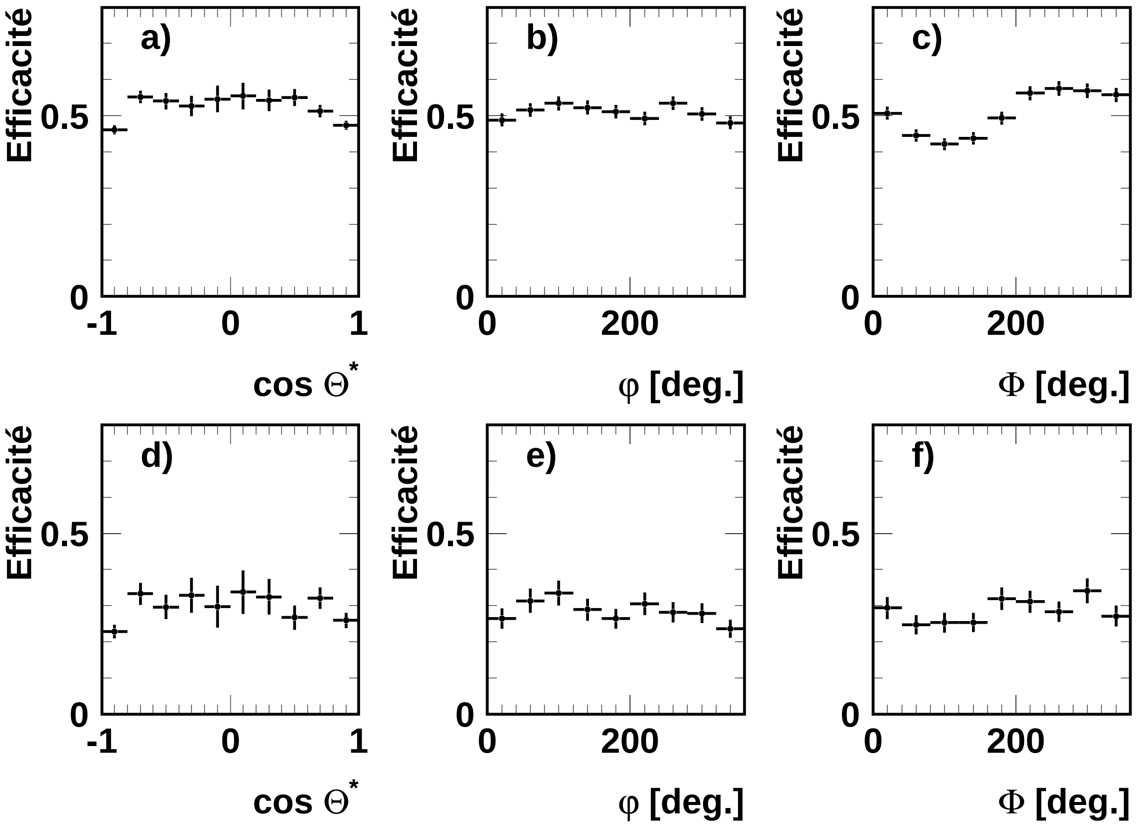


FIG. 5.2 – Efficacités de sélection estimées à l'aide de la simulation de la production élastique de mésons ρ en fonction de $\cos\theta^*$ (a), φ (b) et Φ (c), et à l'aide de la simulation de la production dissociative de mésons ρ en fonction de $\cos\theta^*$ (d), φ (e) et Φ (f).

La figure 5.3 présente les distributions en $\cos\theta^*$, φ et Φ pour les échantillons NOTAG et TAG après soustraction des bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ et correction pour les efficacités, les acceptances du détecteur, les migrations et les effets radiatifs. En intégrant la distribution angulaire $W(\cos\theta^*, \varphi, \Phi)$ afin de ne conserver que des dépendances unidimensionnelles, on obtient les relations :

$$W(\cos\theta^*) \propto 1 - r^{04}_{00} + (3r^{04}_{00} - 1)\cos^2\theta^*, \tag{5.5}$$

$$W(\varphi) \propto 1 - r^{04}_{1-1}\cos\varphi, \tag{5.6}$$

$$W(\Phi) \propto 1 + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}\,(r^5_{00} + 2r^5_{11})\,\cos\Phi - \varepsilon\,(r^1_{00} + 2r^1_{11})\,\cos 2\Phi. \tag{5.7}$$

Les courbes superposées à la figure 5.3 représentent les résultats d'ajustements suivant ces trois relations. Les résultats obtenus pour les éléments de matrice r^{04}_{00} et r^{04}_{1-1} ainsi que pour les combinaisons d'éléments de matrice $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ sont reprises à la table 5.1 pour les échantillons NOTAG et TAG.

Dans les limites d'erreur, les résultats obtenus sont compatibles entre les échantillons NOTAG et TAG. Les mesures expérimentales antérieures ne mettent pas non plus en évidence de différence entre les canaux élastique et dissociatif. Dans la suite, nous combinerons donc les échantillons NOTAG et TAG pour étudier en détail les dépendances en Q^2, W, $|t|$ et en masse invariante pour les canaux diffractifs élastique et dissociatif pris ensemble.

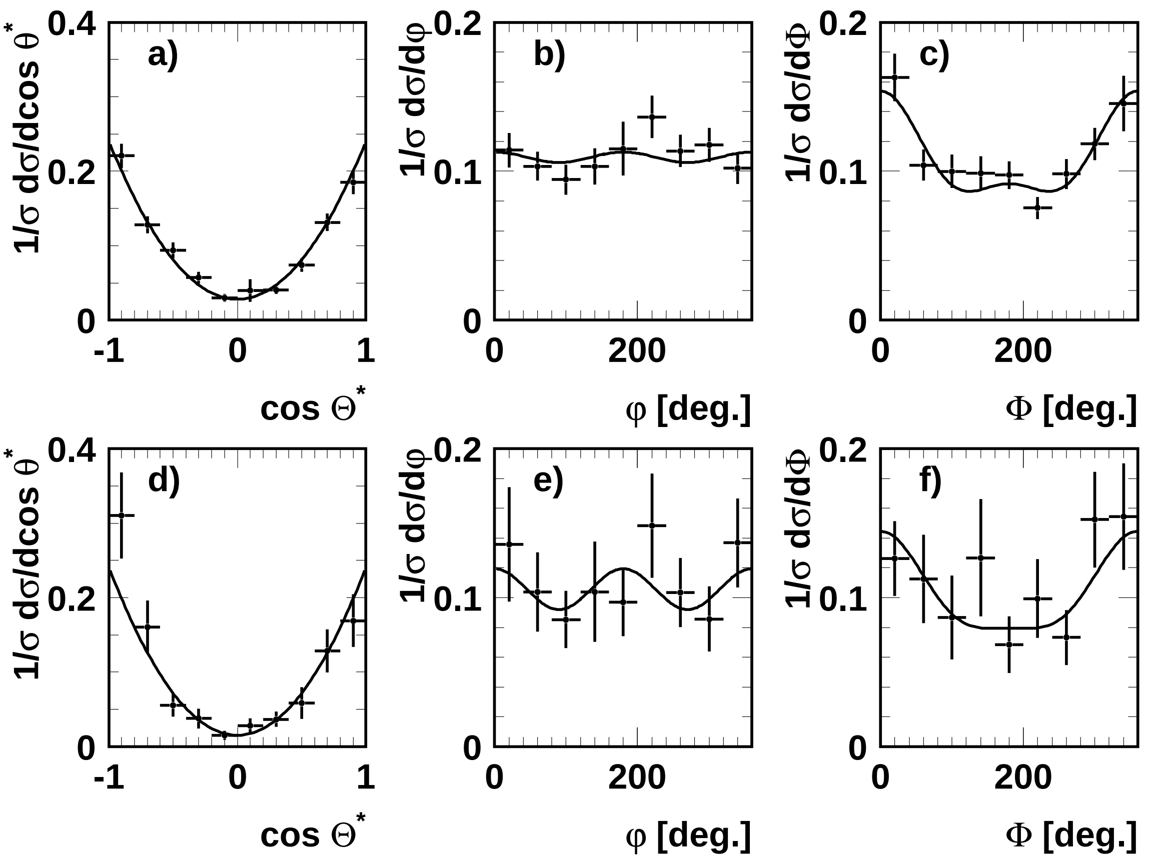


FIG. 5.3 – Distributions complètement corrigées pour l'échantillon NOTAG en $\cos\theta^*$ (a), en φ (b) et en Φ (c), et pour l'échantillon TAG en $\cos\theta^*$ (d), en φ (e) et en Φ (f). Les courbes représentent les résultats d'ajustements de la forme (5.5) pour la variable $\cos\theta^*$, de la forme (5.6) pour la variable φ et de la forme (5.7) pour la variable Φ.

	Echantillon NOTAG		Echantillon TAG	
	Mesures	χ^2/ndl	Mesures	χ^2/ndl
r^{04}_{00}	$0.81 \pm 0.02\ ^{+0.01}_{-0.01}$	7.9/8	$0.89 \pm 0.04\ ^{+0.01}_{-0.03}$	8.2/8
r^{04}_{1-1}	$-0.02 \pm 0.02\ ^{+0.02}_{-0.02}$	7.5/7	$-0.06 \pm 0.05\ ^{+0.02}_{-0.03}$	3.8/7
$r^5_{00} + 2r^5_{11}$	$0.14 \pm 0.03\ ^{+0.04}_{-0.04}$	7.7/6	$0.16 \pm 0.06\ ^{+0.09}_{-0.05}$	4.9/6
$r^1_{00} + 2r^1_{11}$	$-0.13 \pm 0.05\ ^{+0.03}_{-0.01}$		$-0.09 \pm 0.11\ ^{+0.10}_{-0.10}$	

TAB. 5.1 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin r^{04}_{00} et r^{04}_{1-1} ainsi que des combinaisons d'éléments de matrice $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ à partir des distributions en $\cos\theta^*$, φ et Φ, pour les échantillons NOTAG et TAG ; la première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique. La qualité des ajustements (χ^2 par nombre de degrés de liberté) est donnée dans les troisième et cinquième colonnes.

5.1.2 Distributions en $\cos\boldsymbol{\theta}^*$ et élément de matrice $\boldsymbol{r^{04}_{00}}$

La distribution en $\cos\theta^*$ permet d'accéder à l'élément de matrice r^{04}_{00} (voir équation 5.5), qui représente la probabilité pour que le méson ρ soit produit avec une polarisation longitudinale, quelle que soit la polarisation du photon.

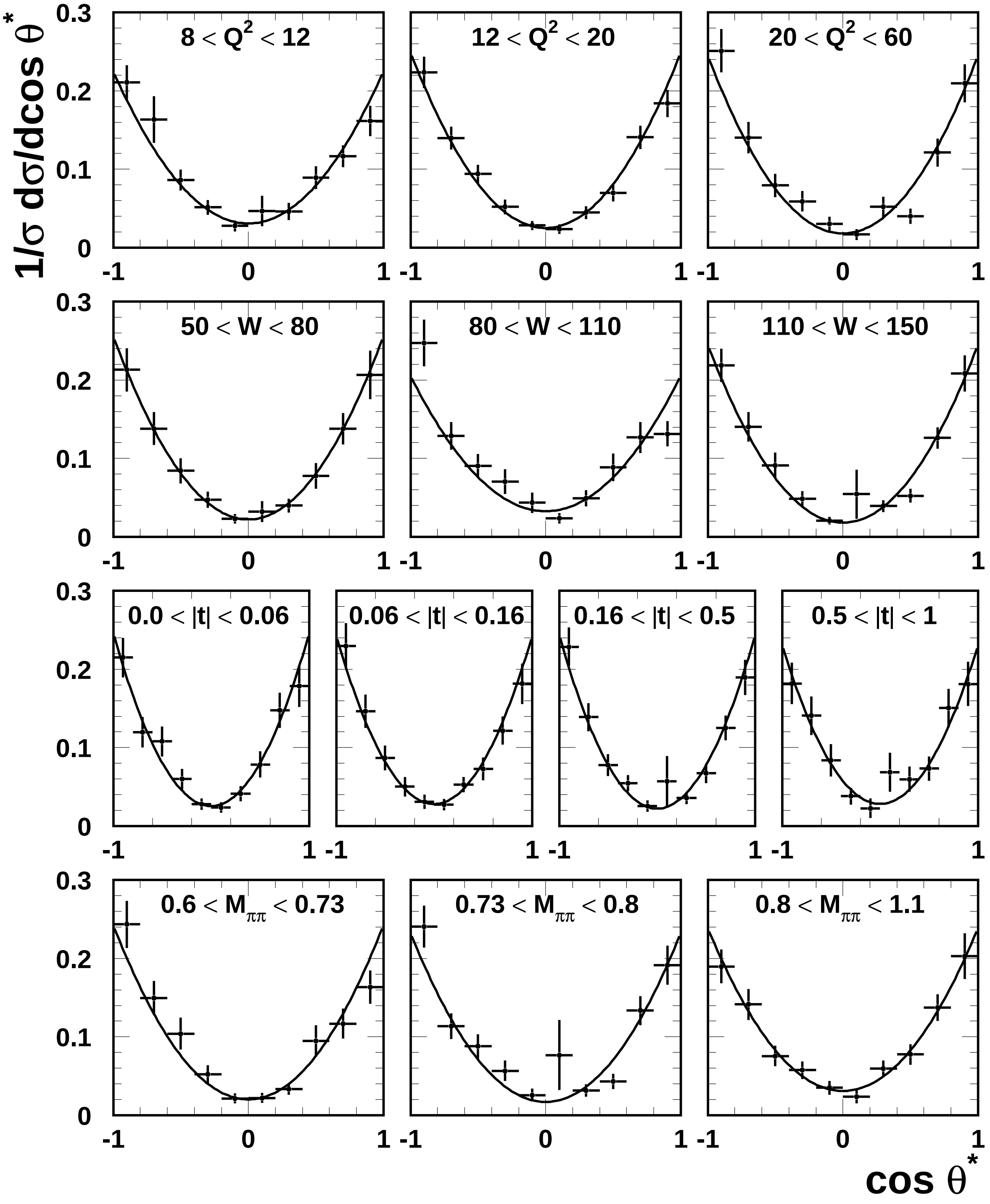


FIG. 5.4 – Distributions différentielles en $\cos\theta^*$, complètement corrigées, dans trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en $M_{\pi\pi}$. Les courbes représentent les résultats d'ajustements de la forme (5.5).

La figure 5.4 présente les distributions en $\cos\theta^*$, complètement corrigées, dans différents intervalles en Q^2, W, $|t|$ et $M_{\pi\pi}$. Pour chaque intervalle, un ajustement de la forme (5.5) est réalisé, les courbes représentant les résultats de ceux-ci. Les mesures correspondantes de l'élément de matrice r^{04}_{00} sont reprises à la table 5.2 et à la figure 5.5, en fonction de Q^2, W, $|t|$ et $M_{\pi\pi}$. Nous reprenons également sur cette figure les résultats d'analyses antérieures par les collaborations H1 [33,34] et ZEUS [47]. Ceux-ci correspondent cependant à des domaines en Q^2 différents et ne peuvent être comparés directement à nos résultats pour les dépendances en W et $|t|$, compte tenu de l'évolution en Q^2 de l'élément de matrice r^{04}_{00}. De plus les données de la référence [33] correspondent au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2, celles de la référence [47] au domaine $|t| < 0.6$ GeV^2 et celles de la référence [34] au domaine $|t| < 3$ GeV^2.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	r^{04}_{00}	χ^2/ndl
8 - 12	9.6	$0.785 \pm 0.033 \, ^{+0.011}_{-0.014}$	6.9/8
12 - 20	15.1	$0.833 \pm 0.023 \, ^{+0.015}_{-0.008}$	6.0/8
20 - 60	30.8	$0.872 \pm 0.033 \, ^{+0.012}_{-0.007}$	21.1/8
Intervalle en W (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)		
50 - 80	67.7	$0.853 \pm 0.030 \, ^{+0.006}_{-0.013}$	0.9/8
80 - 110	97.4	$0.759 \pm 0.035 \, ^{+0.020}_{-0.014}$	19.9/8
110 - 150	132.5	$0.872 \pm 0.027 \, ^{+0.008}_{-0.009}$	11.1/8
Intervalle en $|t|$ (GeV^2)	$\langle |t| \rangle$ (GeV^2)		
0.00 - 0.06	0.028	$0.829 \pm 0.029 \, ^{+0.018}_{-0.021}$	5.7/8
0.06 - 0.16	0.105	$0.812 \pm 0.032 \, ^{+0.030}_{-0.028}$	3.4/8
0.16 - 0.50	0.280	$0.846 \pm 0.033 \, ^{+0.016}_{-0.019}$	5.8/8
0.50 - 1.00	0.700	$0.803 \pm 0.048 \, ^{+0.032}_{-0.042}$	5.7/8
Intervalle en $M_{\pi\pi}$ (GeV)	$\langle M_{\pi\pi} \rangle$ (GeV)		
0.60 - 0.73	0.68	$0.858 \pm 0.027 \, ^{+0.011}_{-0.015}$	11.2/8
0.73 - 0.80	0.77	$0.873 \pm 0.040 \, ^{+0.013}_{-0.022}$	18.6/8
0.80 - 1.10	0.83	$0.795 \pm 0.032 \, ^{+0.016}_{-0.009}$	3.4/8

TAB. 5.2 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r^{04}_{00} déterminées par des ajustement aux distributions en $\cos\theta^*$ pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements (χ^2 par nombre de degrés de liberté).

On observe une forte augmentation avec Q^2 de l'élément de matrice r^{04}_{00} ; par contre, l'élément de matrice r^{04}_{00} apparaît indépendant, dans les limites d'erreur, des variables W, $|t|$ et de la masse invariante pour le domaine cinématique accessible dans ce travail.

5.1.3 Rapport des sections efficaces longitudinale et transverse

Dans l'approximation de la conservation de l'hélicité dans le canal s (SCHC), le rapport R des sections efficaces longitudinale σ_L et transverse σ_T pour la production diffractive de mésons ρ peut être calculé à partir de l'élément de matrice r^{04}_{00} suivant la relation :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\varepsilon} \, \frac{r^{04}_{00}}{1 - r^{04}_{00}}. \tag{5.8}$$

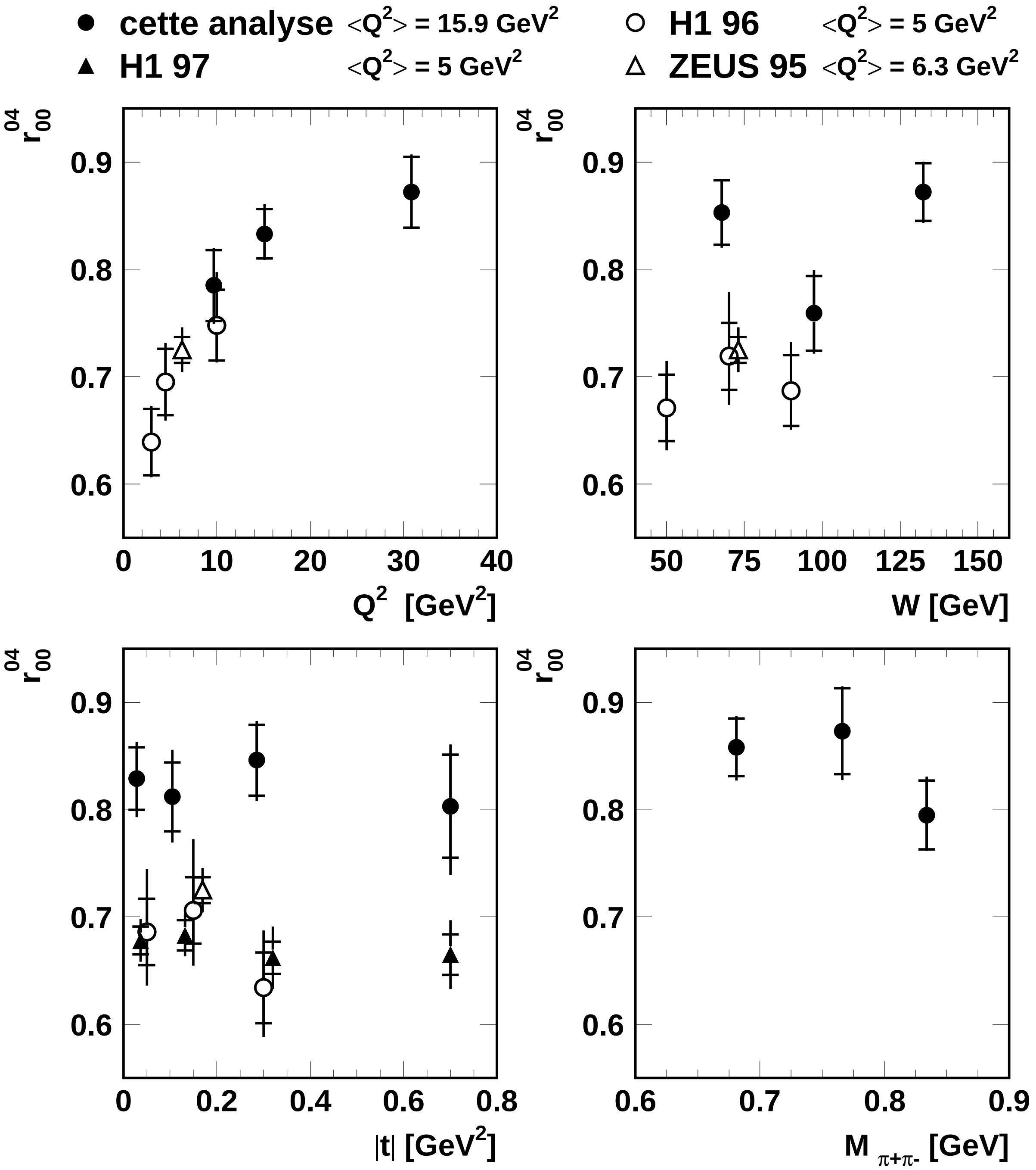


FIG. 5.5 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r_{00}^{04} en fonction de Q^2, W, $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 dans les domaines $|t| < 0.5$ GeV^2 [33] (cercles ouverts) et $|t| <$ 3 GeV^2 [34] (triangles fermés) et ZEUS dans le domaine $|t| < 0.6$ GeV^2 [47] (triangles ouverts) sont également montrées. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

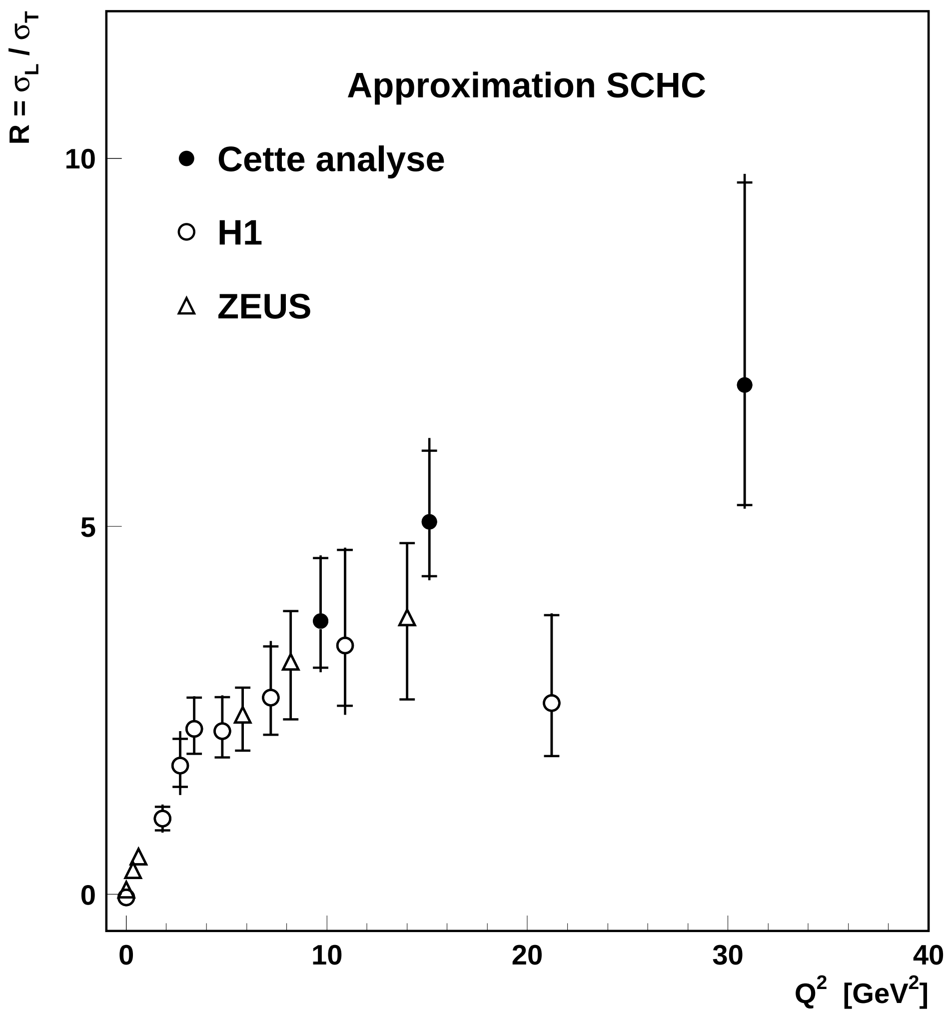


FIG. 5.6 – Rapport des sections efficaces longitudinale et transverse pour la production diffractive de mésons ρ en fonction de Q^2, dans l'approximation SCHC, pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [30,33] (cercles ouverts) et ZEUS [44,46] (triangles) sont également montrées. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

Dans le domaine cinématique de cette analyse, le paramètre de polarisation ε vaut en moyenne 0.985. Bien que, comme nous le verrons dans la suite, il y ait violation de SCHC, cette violation est faible pour le domaine cinématique $|t| < 0.5$ GeV^2. Dès lors nous utilisons l'équation (5.8) afin d'estimer le rapport R.

La table 5.3 et la figure 5.6 présentent en fonction de Q^2les résultats obtenus dans l'approximation SCHC pour le rapport R à partir de l'élément de matrice r_{00}^{04}. Nous reprenons également à la figure 5.6 les résultats des analyses précédentes des collaborations H1 [30,33] et ZEUS [44,46]. On observe une augmentation significative de R avec Q^2 : pour $Q^2 \gtrsim 2$ GeV^2, la section efficace longitudinale domine la section efficace transverse.

$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	$R = \sigma_L/\sigma_T$
9.6	$3.71\ ^{+0.86}_{-0.63}\ ^{+0.25}_{-0.29}$
15.1	$5.06\ ^{+0.97}_{-0.74}\ ^{+0.60}_{-0.28}$
30.8	$6.92\ ^{+2.75}_{-1.63}\ ^{+0.82}_{-0.41}$

TAB. 5.3 – Mesures du rapport R des sections efficaces longitudinale σ_L et transverse σ_T pour la production diffractive de mésons ρdans l'approximation SCHC, pour différentes valeurs de Q^2. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

5.1.4 Distributions en Φ et violation de SCHC

La distribution en Φ permet d'extraire les valeurs des combinaisons d'éléments de la matrice densité de spin $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ (voir équation 5.7). La figure 5.7 présente les ajustements réalisés aux distributions en Φ complètement corrigées dans les mêmes intervalles en Q^2, W, $|t|$ et $M_{\pi\pi}$ que précédemment. Les résultats obtenus sont présentés à la table 5.4 aux figures 5.8 et 5.9, qui présentent également les mesures antérieures effectuées par les collaborations H1 [33,34] et ZEUS [47]. Rappelons cependant que ces dernières correspondent à des domaines en Q^2 en $|t|$ différents.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	$r^5_{00} + 2r^5_{11}$	$r^1_{00} + 2r^1_{11}$	χ^2/ndl
8 - 12	9.6	$0.194 \pm 0.036\ ^{+0.026}_{-0.049}$	$-0.120 \pm 0.076\ ^{+0.051}_{-0.032}$	9.7/6
12 - 20	15.1	$0.081 \pm 0.030\ ^{+0.054}_{-0.036}$	$-0.136 \pm 0.057\ ^{+0.034}_{-0.039}$	3.1/6
20 - 60	30.8	$0.112 \pm 0.038\ ^{+0.040}_{-0.033}$	$-0.089 \pm 0.076\ ^{+0.048}_{-0.034}$	6.2/6
Intervalle en W (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)			
50 - 80	67.7	$0.127 \pm 0.041\ ^{+0.055}_{-0.063}$	$-0.095 \pm 0.079\ ^{+0.051}_{-0.030}$	4.3/6
80 - 110	97.4	$0.167 \pm 0.039\ ^{+0.045}_{-0.045}$	$-0.098 \pm 0.086\ ^{+0.035}_{-0.051}$	7.4/6
110 - 150	132.5	$0.130 \pm 0.039\ ^{+0.046}_{-0.033}$	$-0.180 \pm 0.070\ ^{+0.068}_{-0.031}$	6.5/6
Intervalle en $\|t\|$ (GeV^2)	$\langle \|t\| \rangle$ (GeV^2)			
0.00 - 0.06	0.028	$0.084 \pm 0.040\ ^{+0.035}_{-0.023}$	$-0.004 \pm 0.082\ ^{+0.068}_{-0.047}$	6.4/6
0.06 - 0.16	0.105	$0.086 \pm 0.040\ ^{+0.047}_{-0.041}$	$-0.057 \pm 0.084\ ^{+0.034}_{-0.040}$	8.6/6
0.16 - 0.50	0.280	$0.223 \pm 0.037\ ^{+0.034}_{-0.063}$	$-0.188 \pm 0.069\ ^{+0.040}_{-0.058}$	3.7/6
0.50 - 1.00	0.700	$0.308 \pm 0.049\ ^{+0.033}_{-0.039}$	$-0.298 \pm 0.081\ ^{+0.057}_{-0.044}$	14.6/6
Intervalle en $M_{\pi\pi}$ (GeV)	$\langle M_{\pi\pi} \rangle$ (GeV)			
0.60 - 0.73	0.68	$0.124 \pm 0.041\ ^{+0.042}_{-0.036}$	$-0.068 \pm 0.084\ ^{+0.032}_{-0.021}$	2.7/6
0.73 - 0.80	0.77	$0.155 \pm 0.043\ ^{+0.048}_{-0.054}$	$-0.115 \pm 0.079\ ^{+0.052}_{-0.020}$	5.0/6
0.80 - 1.10	0.83	$0.152 \pm 0.035\ ^{+0.046}_{-0.037}$	$-0.150 \pm 0.072\ ^{+0.033}_{-0.014}$	6.9/6

TAB. 5.4 – Mesures des combinaisons d'éléments de la matrice densité de spin $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ déterminées par des ajustements aux distributions en Φ, pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements (χ^2 par nombre de degrés de liberté).

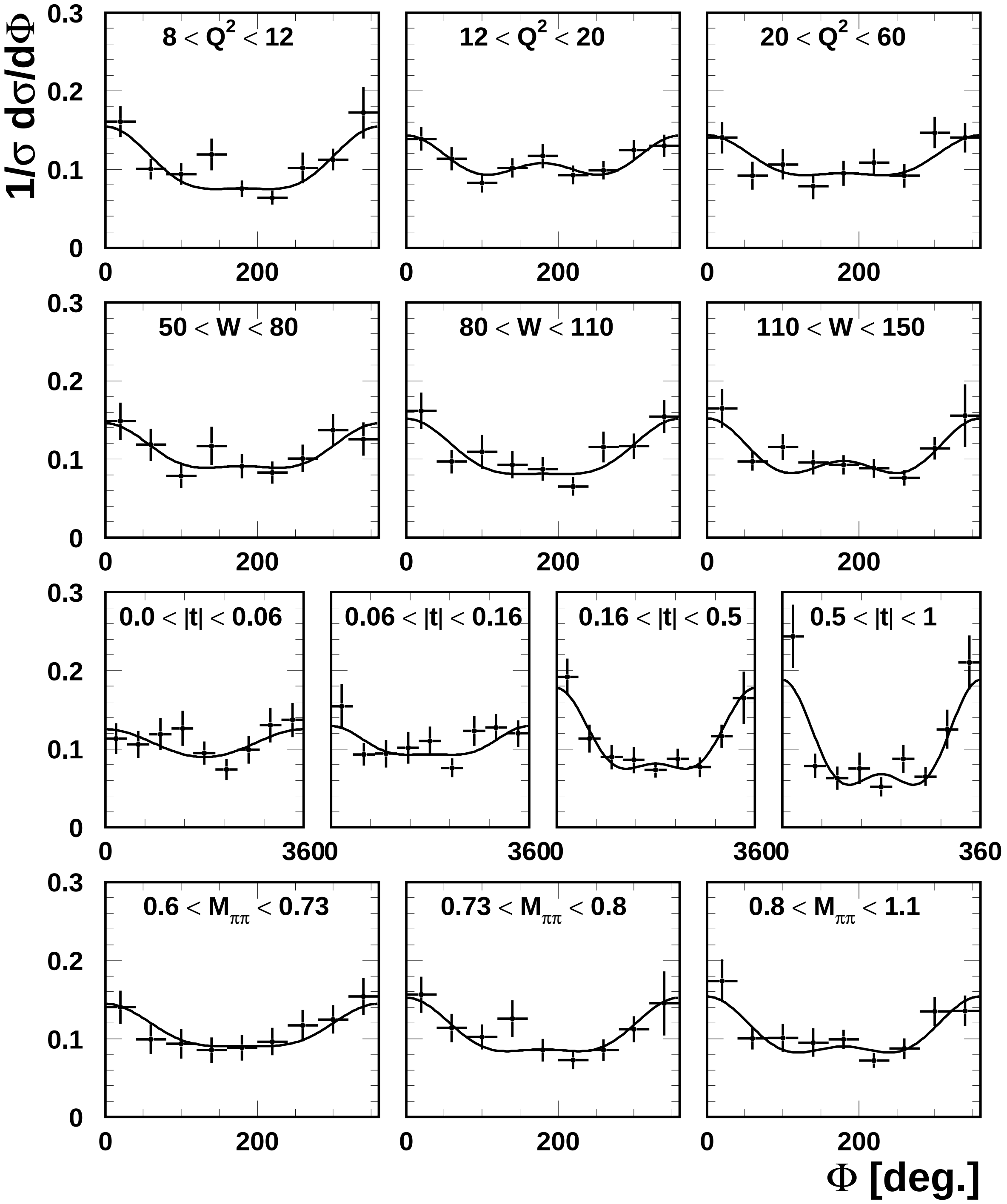


FIG. 5.7 – Distributions différentielles en Φ complètement corrigées, dans trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en $M_{\pi\pi}$. Les courbes en traits pleins représentent les résultats d'ajustements de la forme (5.7).

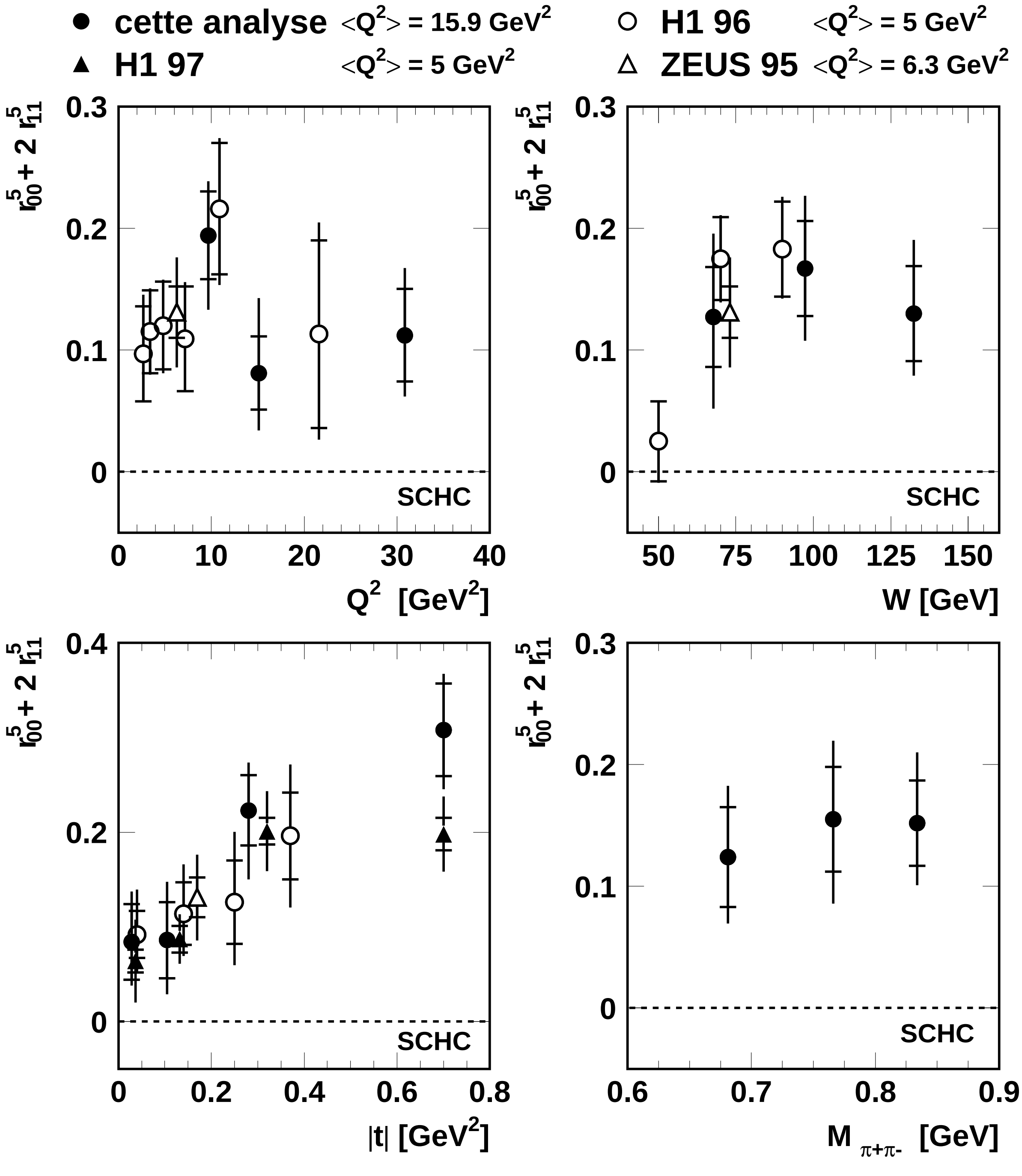


FIG. 5.8 – Mesures de la combinaison d'éléments de la matrice densité de spin $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ en fonction de Q^2, W, $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 dans les domaines $|t| < 0.5$ GeV^2 [33] (cercles ouverts) et $|t| < 3$ GeV^2 [34] (triangles fermés) et ZEUS dans le domaine $|t| < 0.6$ GeV^2 [47] (triangles ouverts) sont également montrées. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

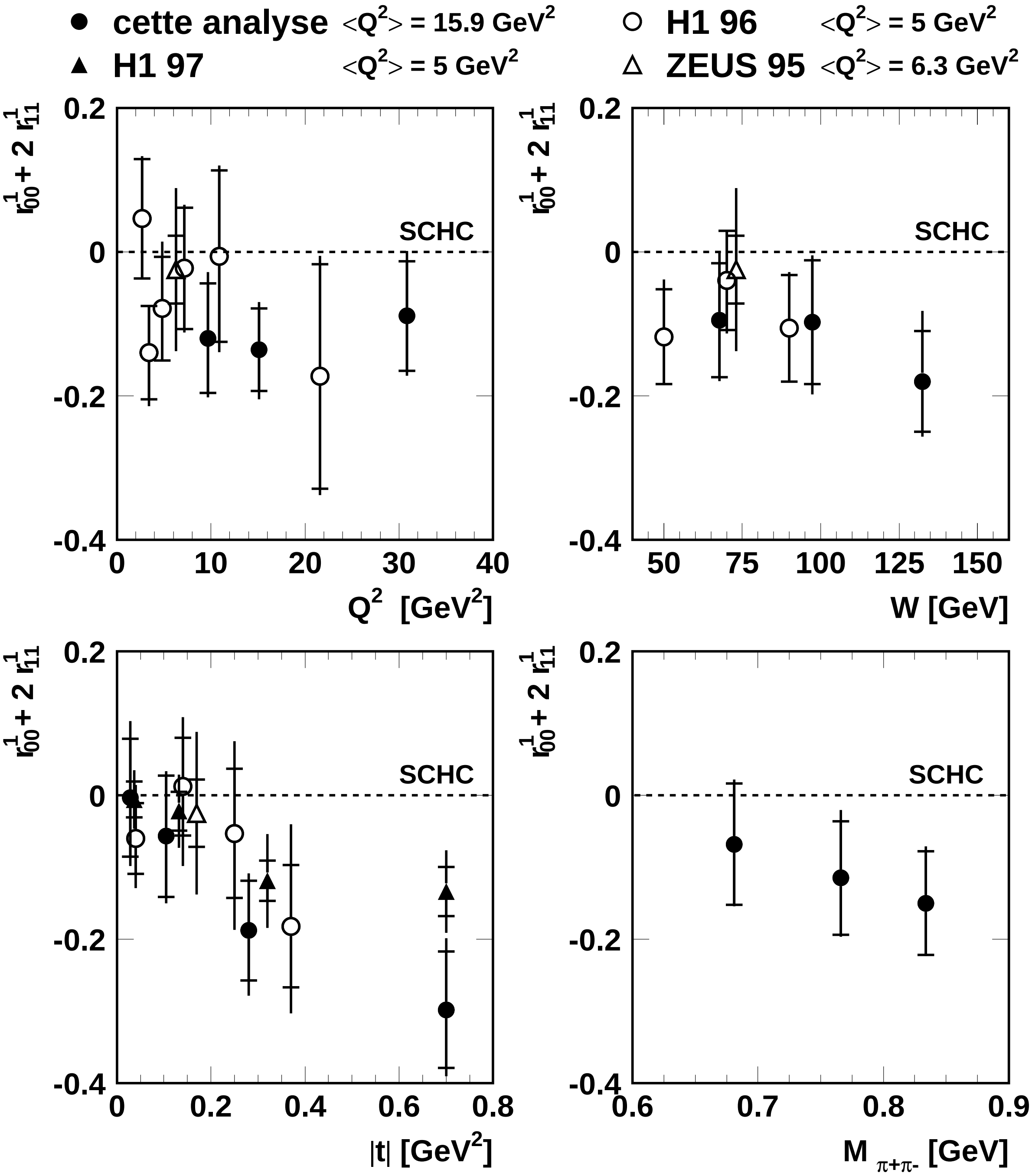


FIG. 5.9 – Mesures de la combinaison d'éléments de la matrice densité de spin $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ en fonction de Q^2, W, $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 dans les domaines $|t| < 0.5$ GeV^2 [33] (cercles ouverts) et $|t| < 3$ GeV^2 [34] (triangles fermés) et ZEUS dans le domaine $|t| < 0.6$ GeV^2 [47] (triangles ouverts) sont également montrées. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

Dans l'approximation SCHC, les quatre éléments de matrice impliqués dans les combinaisons $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ sont nuls, conduisant à des valeurs nulles pour ces combinaisons. On observe, à la figure 5.8, une violation significative de SCHC pour la combinaison $r^5_{00} + 2r^5_{11}$, ainsi qu'une forte dépendance avec la variable $|t|$ de cette violation. La combinaison $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ semble par contre relativement indépendante des variables Q^2 et W ainsi que de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. La violation de SCHC est également observée pour la combinaison $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ à la figure 5.9 pour $|t| \gtrsim 0.2$ GeV^2. Ces résultats confirment la violation de SCHC obtenue par les études antérieures de la production diffractive de mésons ρ [33, 34, 47].

La violation de SCHC est prédite par les modèles basés sur une approche perturbative de la théorie QCD [66, 71, 72]. Dans ces modèles pQCD, l'effet le plus significatif est attendu pour l'élément de matrice r^5_{00}, proportionnel au produit de l'amplitude d'hélicité dominante sans changement d'hélicité T_{00} et de l'amplitude dominante avec simple changement d'hélicité T_{01} (voir équation A.10). Ces modèles prédisent également une dépendance proportionnelle à $\sqrt{|t|}$ pour le rapport des amplitudes avec simple changement d'hélicité et sans changement d'hélicité T_{01}/T_{00}, ce qui se traduit par la dominance d'une telle dépendance pour l'élément de matrice r^5_{00}. Par contre, l'élément de matrice r^5_{11} est constitué d'une contribution proportionnelle au produit des amplitudes non-dominantes, sans changement d'hélicité T_{11} et avec simple changement d'hélicité T_{10}, ainsi que d'une contribution où intervient le produit de l'amplitude non-dominante avec simple changement d'hélicité T_{10} et de l'amplitude non-dominante avec double changement d'hélicité T_{1-1} (voir équation A.11). On s'attend dès lors à ce que la dépendance en $|t|$ de la combinaison $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ soit dominée par celle de l'élément r^5_{00}.

L'élément de matrice r^1_{00} est proportionnel au carré de l'amplitude dominante avec changement simple d'hélicité T_{01} et de signe négatif (si les amplitudes sont en phase) (voir équation A.4) tandis que l'élément de matrice r^1_{11} proportionnel au produit des amplitudes sans changement d'hélicité T_{11} et avec changement double d'hélicité T_{1-1} et de signe positif (si les amplitudes sont en phase) (voir équation A.5). Les résultats obtenus pour la combinaison $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ étant négatif, cela implique que $|T_{01}|^2 > |T_{11}T^\dagger_{1-1}|$, en accord avec la hiérarchie des amplitudes d'hélicité prédites par les modèles pQCD (voir équation 1.89). D'autre part une dépendance linéaire en $|t|$ de l'élément de matrice r^1_{00} est prédite dans ces modèles pQCD. En prenant en compte la hiérarchie ci-dessus, on s'attend dès lors approximativement à une dépendance linéaire en $|t|$ de la combinaison $r^1_{00} + 2r^1_{11}$.

5.1.5 Distributions en φ et élément de matrice r^{04}_{1-1}

L'élément de matrice r^{04}_{1-1} peut être extrait des données à partir de la distribution en φ (voir relation 5.6). La figure 5.10 présente les ajustements réalisés aux distributions en φ complètement corrigées, dans plusieurs intervalles en Q^2, W, $|t|$ et en masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les résultats obtenus sont présentés dans la table 5.5 et à la figure 5.11. Bien qu'une faible effet de la violation de SCHC soit attendu pour l'élément de matrice r^{04}_{1-1}, celui-ci étant dominé par le carré de l'amplitude d'hélicité T_{01}, les erreurs expérimentales sont trop importantes pour pouvoir tirer une conclusion à partir des résultats de notre travail. Une faible déviation par rapport à zéro a cependant été observée aux plus grandes valeurs de $|t|$ [107].

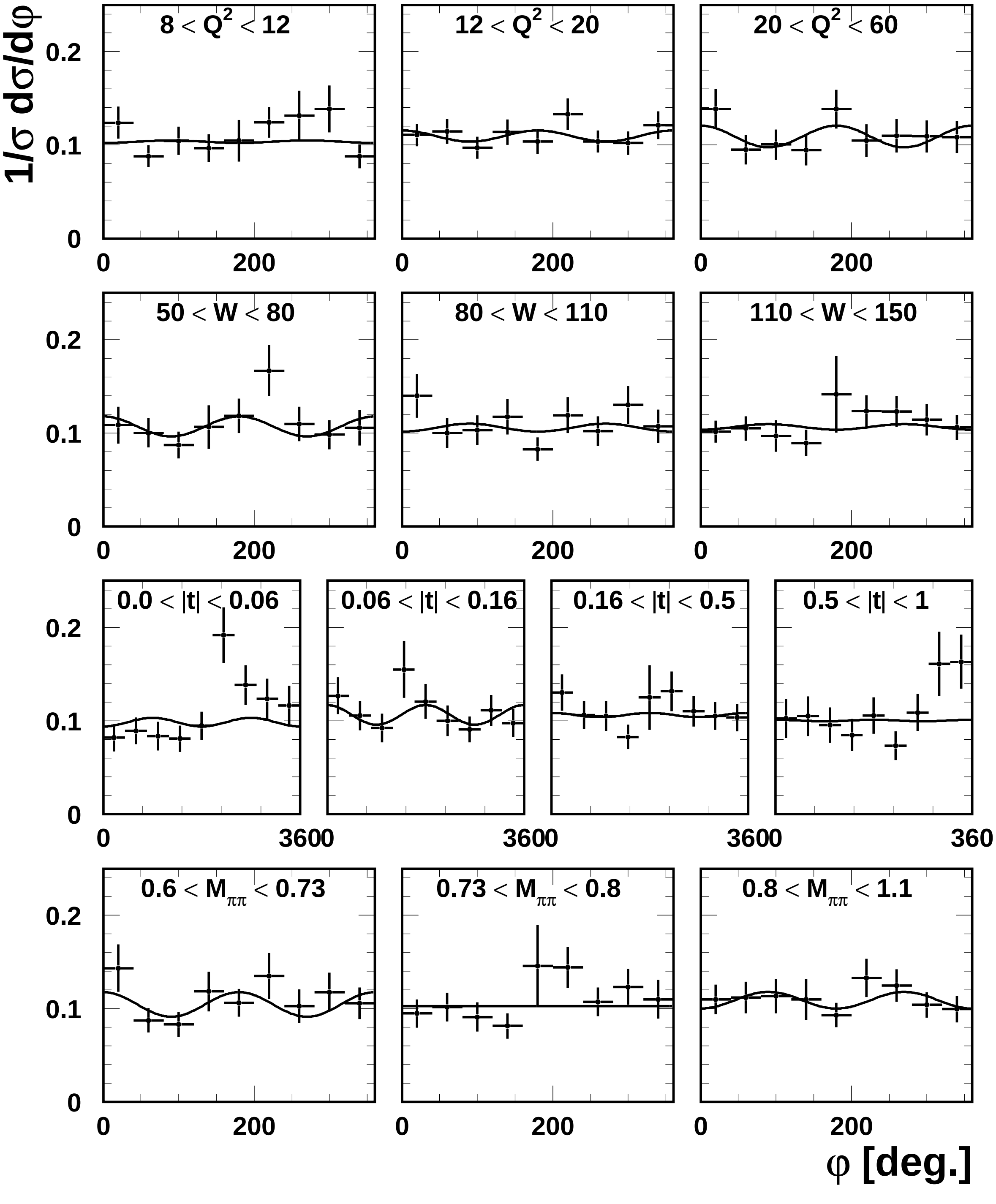


FIG. 5.10 – Distributions différentielles en φ complètement corrigées, dans trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en $M_{\pi\pi}$. Les courbes en traits pleins représentent les résultats d'ajustements de la forme (5.6).

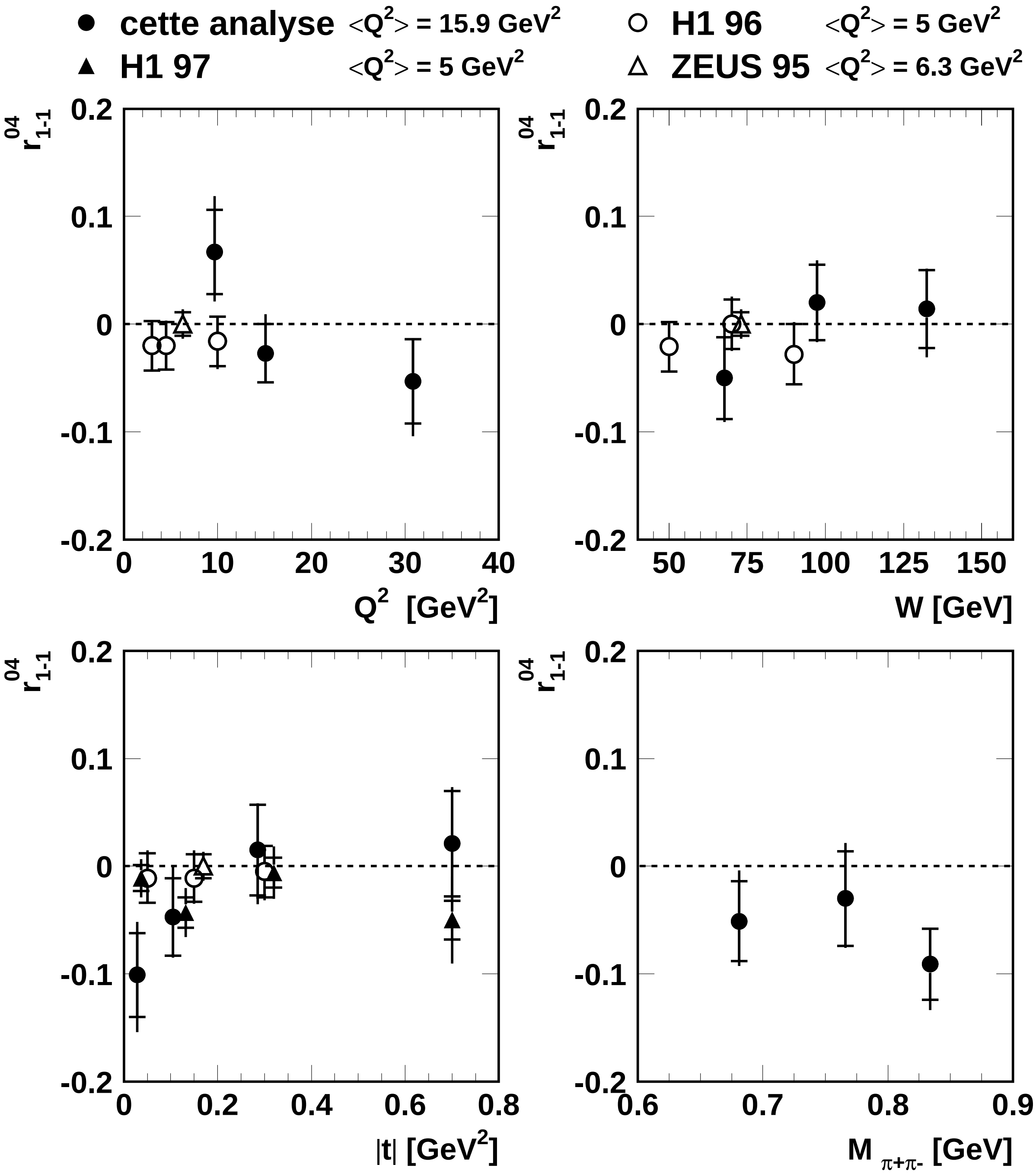


FIG. 5.11 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r^{04}_{1-1} en fonction de Q^2, W, $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 dans les domaines $|t| < 0.5$ GeV^2 [33] (cercles ouverts) et $|t| <$ 3 GeV^2 [107] (triangles fermés) et ZEUS dans le domaine $|t| < 0.6$ GeV^2 [47] (triangles ouverts) sont également montrées. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	r^{04}_{1-1}	χ^2/ndl
8 - 12	9.6	$0.067 \pm 0.039\ ^{+0.034}_{-0.024}$	9.2/8
12 - 20	15.1	$-0.027 \pm 0.027\ ^{+0.024}_{-0.007}$	16.7/8
20 - 60	30.8	$-0.053 \pm 0.039\ ^{+0.008}_{-0.033}$	9.0/8
Intervalle en W (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)		
50 - 80	67.7	$-0.050 \pm 0.038\ ^{+0.031}_{-0.015}$	16.8/8
80 - 110	97.4	$0.020 \pm 0.035\ ^{+0.018}_{-0.011}$	20.6/8
110 - 150	132.5	$0.014 \pm 0.036\ ^{+0.011}_{-0.027}$	9.0/8
Intervalle en $\|t\|$ (GeV^2)	$\langle \|t\| \rangle$ (GeV^2)		
0.00 - 0.06	0.028	$-0.101 \pm 0.039\ ^{+0.030}_{-0.039}$	9.2/8
0.06 - 0.16	0.105	$-0.047 \pm 0.036\ ^{+0.032}_{-0.012}$	11.2/8
0.16 - 0.50	0.280	$0.015 \pm 0.042\ ^{+0.011}_{-0.028}$	12.9/8
0.50 - 1.00	0.700	$0.021 \pm 0.049\ ^{+0.019}_{-0.011}$	8.9/8
Intervalle en $M_{\pi\pi}$ (GeV)	$\langle M_{\pi\pi} \rangle$ (GeV)		
0.60 - 0.73	0.68	$-0.051 \pm 0.037\ ^{+0.029}_{-0.019}$	7.6/8
0.73 - 0.80	0.77	$-0.030 \pm 0.044\ ^{+0.027}_{-0.013}$	7.9/8
0.80 - 1.10	0.83	$-0.091 \pm 0.033\ ^{+0.006}_{-0.027}$	7.1/8

TAB. 5.5 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r^{04}_{1-1} déterminées par des ajustements aux distributions en φ, pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements (χ^2 par nombre de degrés de liberté).

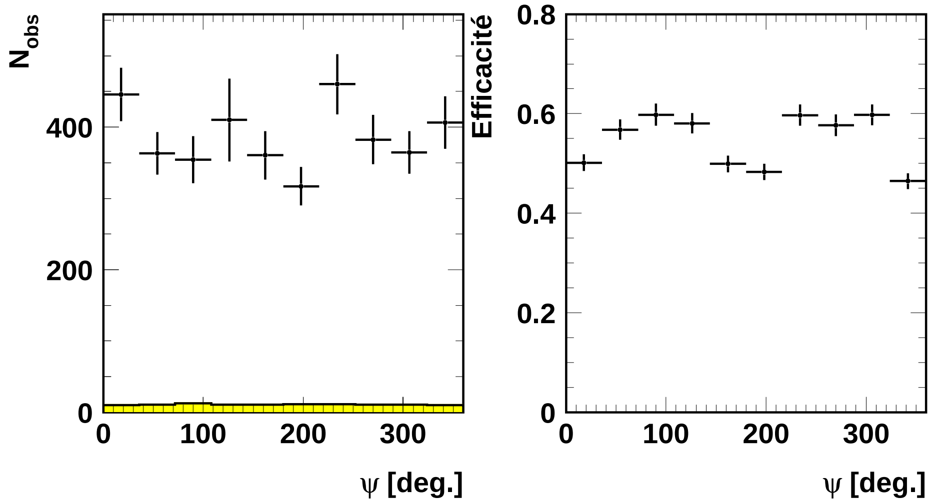


FIG. 5.12 – (a) Distribution en ψ, sans correction pour les bruits de fond et les efficacités. L'histogramme en grisé représente les contributions des bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ estimées à l'aide de la simulation. (b) Efficacité de sélection en fonction ψ estimée à l'aide de la simulation de la production de mésons ρ.

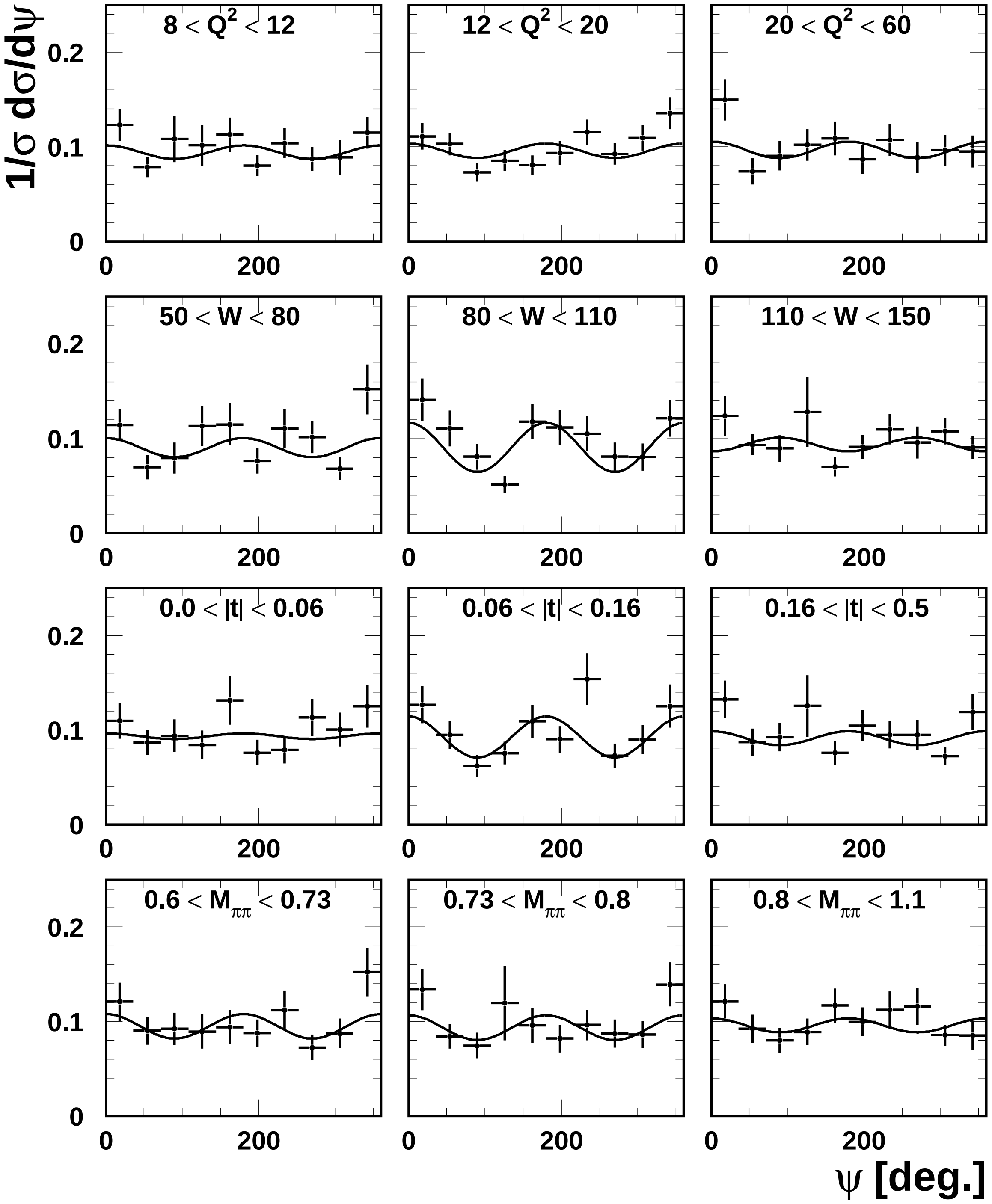


FIG. 5.13 – Distributions différentielles en ψ complètement corrigées, dans trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, trois intervalles en $|t|$ et trois intervalles en $M_{\pi\pi}$. Les courbes en traits pleins représentent les résultats d'ajustements de la forme (5.10).

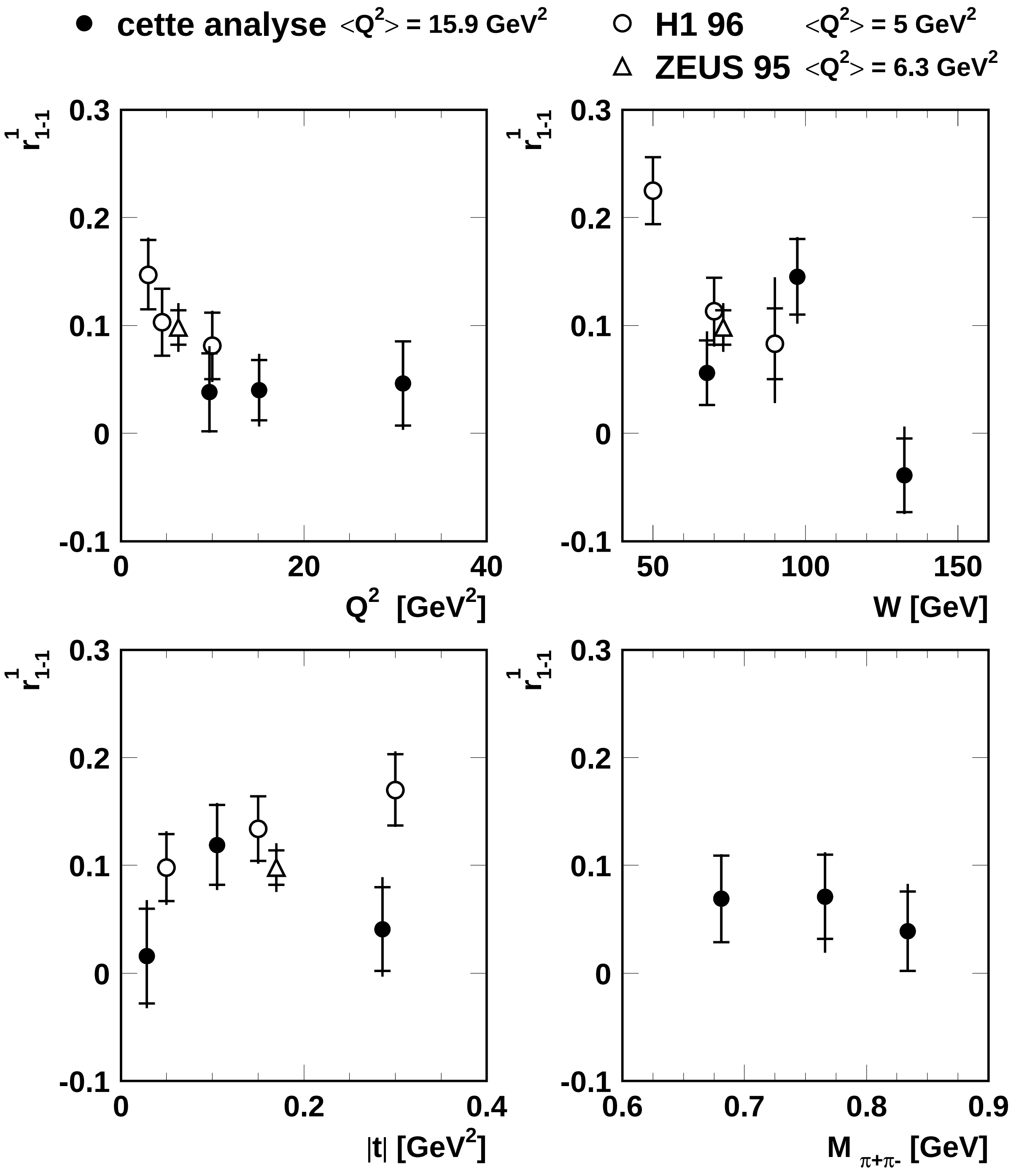


FIG. 5.14 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r^1_{1-1} en fonction de Q^2, W, $|t|$ et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [47] (triangles ouverts) sont également montrés. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

5.1.6 Distributions en ψ et élément de matrice r^1_{1-1}

Dans l'approximation SCHC, la distribution angulaire $W(\cos\theta^*, \varphi, \Phi)$ se réduit à une distribution en les variables $\cos\theta^*$ et ψ de la forme :

$$W(\cos\theta^*, \psi) = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{1+\varepsilon\ R} \left\{ \sin^2\theta^*\ (1+\varepsilon\ \cos 2\psi) \right.$$
$$\left. + 2\ \varepsilon\ R\ \cos^2\theta^* - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)\ R}\ \cos\delta \sin 2\theta^* \cos\psi \right\}. \tag{5.9}$$

Après intégration sur la variable $\cos\theta^*$, on obtient la relation :

$$W(\psi)\ \propto\ \frac{1}{2\pi}\ \Big(1\ +\ 2\varepsilon\ r^1_{1-1}\ \cos 2\psi\Big). \tag{5.10}$$

Dans la mesure où la violation de SCHC est faible pour $|t| < 0.5$ GeV^2, nous pouvons utiliser cette relation pour extraire l'élément de matrice r^1_{1-1} dans ce domaine.

La distribution en ψ sans correction pour les bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ et les efficacités est présentée à la figure 5.12a pour l'ensemble du domaine cinématique. L'histogramme en grisé superposé représente la contribution due aux bruits de fond de production de mésons ρ', ω et ϕ, devant être soustraite aux données. La figure 5.12b présente l'efficacité en fonction ψ obtenues à partir de la simulation.

La figure 5.13 présente les ajustements réalisés aux distributions en ψ complètement corrigées, dans plusieurs intervalles en Q^2, W, $|t|$ et en masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les résultats obtenus sont présentés dans la table 5.6 et à la figure 5.14. Sous les hypothèses SCHC et NPE, l'élément de matrice r^1_{1-1} est lié à l'élément de matrice r^{04}_{00} par la relation :

$$r^1_{1-1}\ =\ \frac{1}{2}\ (1 - r^{04}_{00}). \tag{5.11}$$

En comparant les tables 5.2 et 5.6, on observe que cette relation est vérifiée.

5.1.7 Interférence entre les amplitudes longitudinale et transverse

Dans l'approximation SCHC, il est possible de mesurer la phase δ entre les amplitudes longitudinale et transverse par un ajustement à deux dimensions en les variables $\cos\theta^*$ et ψ de la forme (5.9). A nouveau nous nous limitons au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2 afin de minimiser l'influence de la violation de SCHC.

La figure 5.15 présente la distribution en les variables $\cos\theta^*$ et ψ complètement corrigée. Un ajustement de la forme (5.9) à cette distribution donne :

$$R\ =\ 6.23 \pm 0.45\ \text{(stat.)}\ ^{+0.16}_{-0.47}\ \text{(syst.)}, \tag{5.12}$$
$$\cos\delta\ =\ 0.95 \pm 0.02\ \text{(stat.)}\ \pm 0.01\ \text{(syst.)}, \tag{5.13}$$

avec $\chi^2/ndl = 3.0$. Les amplitudes longitudinale et transverse sont donc presque en phase. Ce résultat est en accord avec la mesure réalisée antérieurement par l'expérience H1 [33] : $\cos\delta = 0.925 \pm 0.022$ (stat.) $^{+0.011}_{-0.022}$ (syst.).

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	r^1_{1-1}	χ^2/ndl
8 - 12	9.6	$0.038 \pm 0.036\ ^{+0.023}_{-0.011}$	9.2/8
12 - 20	15.1	$0.040 \pm 0.028\ ^{+0.019}_{-0.019}$	16.7/8
20 - 60	30.8	$0.046 \pm 0.039\ ^{+0.005}_{-0.018}$	9.0/8
Intervalle en W (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)		
50 - 80	67.7	$0.056 \pm 0.030\ ^{+0.024}_{-0.005}$	16.8/8
80 - 110	97.4	$0.145 \pm 0.035\ ^{+0.011}_{-0.026}$	20.6/8
110 - 150	132.5	$-0.039 \pm 0.034\ ^{+0.030}_{-0.012}$	9.0/8
Intervalle en $\lvert t \rvert$ (GeV^2)	$\langle \lvert t \rvert \rangle$ (GeV^2)		
0.00 - 0.06	0.028	$0.016 \pm 0.044\ ^{+0.027}_{-0.020}$	9.2/8
0.06 - 0.16	0.105	$0.119 \pm 0.037\ ^{+0.037}_{-0.020}$	11.2/8
0.16 - 0.50	0.280	$0.041 \pm 0.039\ ^{+0.039}_{-0.021}$	12.9/8
Intervalle en $M_{\pi\pi}$ (GeV)	$\langle M_{\pi\pi} \rangle$ (GeV)		
0.60 - 0.73	0.68	$0.069 \pm 0.040\ ^{+0.011}_{-0.015}$	7.6/8
0.73 - 0.80	0.77	$0.071 \pm 0.039\ ^{+0.013}_{-0.034}$	7.9/8
0.80 - 1.10	0.83	$0.039 \pm 0.037\ ^{+0.024}_{-0.006}$	7.1/8

TAB. 5.6 – Mesures de l'élément de la matrice densité de spin r^1_{1-1} déterminées par des ajustements aux distributions en ψ, pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, trois intervalles en $|t|$ et trois intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements (χ^2 par nombre de degrés de liberté).

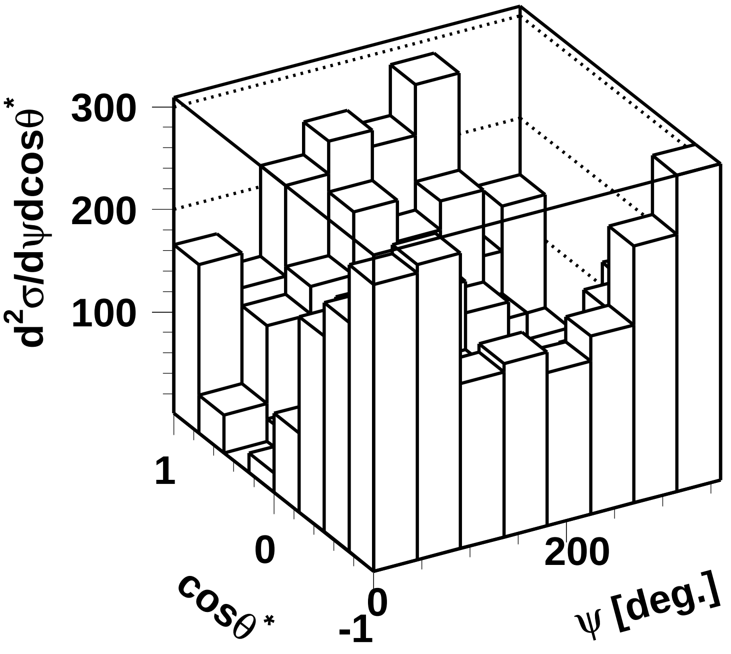


FIG. 5.15 – Distribution différentielle en $\cos\theta^*$ et ψ complètement corrigée.

5.2 Extraction des 15 éléments de la matrice densité de spin par la méthode des moments

Les 15 éléments de la matrice densité de spin du méson ρ peuvent être déterminés par la méthode des moments, qui consiste à mesurer la moyenne des projections des distributions en $\cos\theta^*$, φ et Φ sur un ensemble de fonctions orthogonales (voir l'appendice C de la référence [29]).

Dans cette section, nous utilisons la combinaison des échantillons NOTAG et TAG sélectionnés à partir du SpaCal dans les mêmes intervalles cinématique en Q^2, W, $|t|$ et $M_{\pi\pi}$ que précédemment. Afin de soustraire les contributions des bruits de fond des mésons ρ', ω et ϕ, les distributions prédites par la simulation ont été projetées sur la même base de fonctions orthogonales et ont été soustraites aux données d'après les normalisations déterminées à la section 3.6. Après soustraction de ces bruits de fond, les données sont corrigées pour les efficacités, les acceptances, les migrations ainsi que pour les corrections radiatives en utilisant la procédure décrite à la section 3.8.

Les erreurs systématiques ont été estimées comme à la section 5.1.

Les mesures des 15 éléments de la matrice densité de spin du méson ρ obtenus par la méthode des moments sont présentés aux tables 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10 ainsi qu'aux figures 5.16, 5.17, 5.18 et 5.19, respectivement en trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W, quatre intervalles en $|t|$ et trois intervalles en masse invariante $M_{\pi\pi}$. Sur ces figures les lignes en traits pointillés représentent, le cas échéant, les valeurs nulles des éléments de matrice attendues dans l'hypothèse SCHC, et nous avons également repris les résultats obtenus antérieurement par les expériences H1 [33] et ZEUS [47].

Elément	$8 < Q^2 < 12$ GeV^2 $\langle Q^2\rangle = 9.6$ GeV^2	$12 < Q^2 < 20$ GeV^2 $\langle Q^2\rangle = 15.1$ GeV^2	$20 < Q^2 < 60$ GeV^2 $\langle Q^2\rangle = 30.8$ GeV^2
r^{04}_{00}	$0.767 \pm 0.012\ ^{+0.018}_{-0.024}$	$0.811 \pm 0.017\ ^{+0.024}_{-0.020}$	$0.850 \pm 0.028\ ^{+0.027}_{-0.012}$
Re r^{04}_{10}	$0.021 \pm 0.008\ ^{+0.013}_{-0.012}$	$0.018 \pm 0.011\ ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.016 \pm 0.020\ ^{+0.011}_{-0.010}$
r^{04}_{1-1}	$-0.004 \pm 0.008\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$0.001 \pm 0.011\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.001 \pm 0.019\ ^{+0.001}_{-0.002}$
r^{1}_{00}	$-0.036 \pm 0.064\ ^{+0.006}_{-0.005}$	$-0.039 \pm 0.074\ ^{+0.007}_{-0.005}$	$-0.058 \pm 0.093\ ^{+0.008}_{-0.005}$
r^{1}_{11}	$-0.006 \pm 0.046\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$-0.010 \pm 0.056\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.001 \pm 0.063\ ^{+0.002}_{-0.002}$
Re r^{1}_{10}	$-0.016 \pm 0.011\ ^{+0.012}_{-0.014}$	$-0.021 \pm 0.016\ ^{+0.011}_{-0.012}$	$-0.022 \pm 0.028\ ^{+0.011}_{-0.012}$
r^{1}_{1-1}	$0.102 \pm 0.012\ ^{+0.003}_{-0.009}$	$0.068 \pm 0.016\ ^{+0.003}_{-0.006}$	$0.067 \pm 0.027\ ^{+0.002}_{-0.004}$
Im r^{2}_{10}	$0.014 \pm 0.011\ ^{+0.013}_{-0.011}$	$0.019 \pm 0.016\ ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.019 \pm 0.028\ ^{+0.011}_{-0.010}$
Im r^{2}_{1-1}	$-0.091 \pm 0.012\ ^{+0.009}_{-0.003}$	$-0.074 \pm 0.016\ ^{+0.006}_{-0.002}$	$-0.060 \pm 0.027\ ^{+0.004}_{-0.003}$
r^{5}_{00}	$0.068 \pm 0.018\ ^{+0.042}_{-0.037}$	$0.080 \pm 0.026\ ^{+0.045}_{-0.040}$	$0.082 \pm 0.045\ ^{+0.048}_{-0.042}$
r^{5}_{11}	$0.013 \pm 0.012\ ^{+0.003}_{-0.005}$	$0.010 \pm 0.017\ ^{+0.005}_{-0.005}$	$0.013 \pm 0.030\ ^{+0.004}_{-0.004}$
Re r^{5}_{10}	$0.125 \pm 0.005\ ^{+0.004}_{-0.011}$	$0.109 \pm 0.008\ ^{+0.006}_{-0.007}$	$0.102 \pm 0.014\ ^{+0.010}_{-0.002}$
r^{5}_{1-1}	$-0.002 \pm 0.006\ ^{+0.003}_{-0.003}$	$0.001 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.005 \pm 0.013\ ^{+0.002}_{-0.002}$
r^{6}_{10}	$-0.119 \pm 0.005\ ^{+0.010}_{-0.004}$	$-0.109 \pm 0.008\ ^{+0.007}_{-0.006}$	$-0.097 \pm 0.013\ ^{+0.002}_{-0.010}$
r^{6}_{1-1}	$-0.001 \pm 0.006\ ^{+0.003}_{-0.002}$	$0.005 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.001 \pm 0.013\ ^{+0.002}_{-0.002}$

TAB. 5.7 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin, obtenues par la méthode des moments, pour trois intervalles en Q^2. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

Les résultats obtenus par la méthode des moments pour les éléments de matrice r^{04}_{00} et r^{04}_{1-1} et pour les combinaisons $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ sont compatibles dans les limites d'erreur avec les mesures effectuées à partir des distributions angulaires. A nouveau nous pouvons extraire le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse sous l'approximation SCHC suivant l'équation (5.8). Les résultats obtenus en fonction de Q^2 sont repris à la table 5.11 et sont en accord dans les limites d'erreur avec ceux de la table 5.3.

Nous observons que les éléments de matrice Re r^{04}_{10}, Re r^1_{10}, Im r^2_{10}, r^5_{00}, r^5_{11} sont différents de la valeur nulle attendue sous l'hypothèse SCHC, l'effet le plus significatif étant obtenu pour l'élément de matrice r^5_{00}, qui rappelons-le est proportionnel au produit des amplitudes d'hélicité dominantes sans changement d'hélicité T_{00} et avec simple changement d'hélicité T_{01}.

Sous l'hypothèse NPE, en négligeant la contribution des amplitudes d'hélicité T_{10} et T_{1-1} et en supposant que les amplitudes soient purement imaginaires (ou, plus exactement en phase), le rapport de l'amplitude avec simple changement d'hélicité T_{01} aux amplitudes sans changement d'hélicité peut être estimé à partir des éléments de matrice r^{04}_{00} et r^5_{00} de la manière suivante :

$$\frac{|T_{01}|}{\sqrt{|T_{11}|^2 + |T_{00}|^2}} \simeq \frac{|T_{01}|}{|T_{11}|\sqrt{1+R}} \simeq \frac{r^5_{00}}{\sqrt{2r^{04}_{00}}}, \tag{5.14}$$

avec $\varepsilon \simeq 1$. La table 5.12 présente les résultats obtenus en fonction de $|t|$. Ce rapport à été mesuré antérieurement par l'expérience H1 [33], dans le domaine $|t| < 0.5$ GeV^2, comme étant égal à $(8 \pm 3)\%$ et par l'expérience ZEUS [47], dans le domaine $|t| < 0.6$ GeV^2, comme étant égal à $(7.9 \pm 1.9$ (stat.) ± 3.1 (syst.)$)\%$.

Elément	$50 < W < 80$ GeV $\langle W \rangle = 67.7$ GeV	$80 < W < 110$ GeV $\langle W \rangle = 97.4$ GeV	$110 < W < 150$ GeV $\langle W \rangle = 132.5$ GeV
r^{04}_{00}	$0.791 \pm 0.018 ^{+0.015}_{-0.021}$	$0.793 \pm 0.017 ^{+0.016}_{-0.015}$	$0.787 \pm 0.015 ^{+0.029}_{-0.022}$
Re r^{04}_{10}	$0.027 \pm 0.012 ^{+0.013}_{-0.012}$	$0.022 \pm 0.011 ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.008 \pm 0.010 ^{+0.012}_{-0.010}$
r^{04}_{1-1}	$-0.007 \pm 0.012 ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.002 \pm 0.011 ^{+0.002}_{-0.001}$	$0.005 \pm 0.010 ^{+0.001}_{-0.002}$
r^1_{00}	$-0.061 \pm 0.104 ^{+0.012}_{-0.007}$	$-0.033 \pm 0.058 ^{+0.005}_{-0.009}$	$-0.032 \pm 0.060 ^{+0.010}_{-0.004}$
r^1_{11}	$-0.006 \pm 0.073 ^{+0.002}_{-0.003}$	$-0.004 \pm 0.041 ^{+0.003}_{-0.002}$	$-0.007 \pm 0.044 ^{+0.001}_{-0.002}$
Re r^1_{10}	$-0.027 \pm 0.018 ^{+0.013}_{-0.015}$	$-0.020 \pm 0.016 ^{+0.012}_{-0.013}$	$-0.007 \pm 0.014 ^{+0.011}_{-0.012}$
r^1_{1-1}	$0.099 \pm 0.017 ^{+0.003}_{-0.005}$	$0.088 \pm 0.016 ^{+0.003}_{-0.006}$	$0.086 \pm 0.015 ^{+0.004}_{-0.010}$
r^2_{10}	$0.028 \pm 0.018 ^{+0.013}_{-0.013}$	$0.017 \pm 0.016 ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.002 \pm 0.014 ^{+0.011}_{-0.010}$
r^2_{1-1}	$-0.092 \pm 0.017 ^{+0.005}_{-0.003}$	$-0.092 \pm 0.016 ^{+0.006}_{-0.003}$	$-0.066 \pm 0.014 ^{+0.010}_{-0.004}$
r^5_{00}	$0.081 \pm 0.028 ^{+0.043}_{-0.040}$	$0.079 \pm 0.025 ^{+0.043}_{-0.038}$	$0.056 \pm 0.023 ^{+0.042}_{-0.038}$
r^5_{11}	$0.015 \pm 0.019 ^{+0.006}_{-0.005}$	$0.013 \pm 0.017 ^{+0.006}_{-0.005}$	$0.008 \pm 0.015 ^{+0.006}_{-0.005}$
Re r^5_{10}	$0.130 \pm 0.009 ^{+0.005}_{-0.009}$	$0.117 \pm 0.008 ^{+0.005}_{-0.009}$	$0.108 \pm 0.007 ^{+0.005}_{-0.009}$
r^5_{1-1}	$-0.002 \pm 0.009 ^{+0.003}_{-0.003}$	$-0.001 \pm 0.008 ^{+0.002}_{-0.003}$	$0.002 \pm 0.007 ^{+0.002}_{-0.002}$
r^6_{10}	$-0.120 \pm 0.008 ^{+0.008}_{-0.005}$	$-0.117 \pm 0.008 ^{+0.009}_{-0.005}$	$-0.106 \pm 0.007 ^{+0.008}_{-0.005}$
r^6_{1-1}	$0.005 \pm 0.009 ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.003 \pm 0.008 ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.007 \pm 0.007 ^{+0.002}_{-0.002}$

TAB. 5.8 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin, obtenues par la méthode des moments, pour trois intervalles en W. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

L'hypothèse de l'échange de parité naturelle (NPE) implique la relation suivante entre les éléments de matrice :

$$1 - r^{04}_{00} + 2r^{04}_{1-1} - 2r^1_{11} - 2r^1_{1-1} = 0. \tag{5.15}$$

Dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2, $50 < W < 150$ GeV et $|t| < 0.5$ GeV^2. Nous obtenons pour le membre de gauche de l'équation (5.15) :

$$0.04 \pm 0.11 \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.)}, \tag{5.16}$$

c'est-à-dire une valeur compatible avec zéro comme attendu pour l'hypothèse NPE.

Elément	$0.0 < \lvert t\rvert < 0.06$ GeV^2 $\langle\lvert t\rvert\rangle = 0.028$ GeV^2	$0.06 < \lvert t\rvert < 0.2$ GeV^2 $\langle\lvert t\rvert\rangle = 0.105$ GeV^2	$0.2 < \lvert t\rvert < 0.5$ GeV^2 $\langle\lvert t\rvert\rangle = 0.280$ GeV^2	$0.5 < \lvert t\rvert < 1$ GeV^2 $\langle\lvert t\rvert\rangle = 0.700$ GeV^2
r^{04}_{00}	$0.789 \pm 0.018\ ^{+0.019}_{-0.021}$	$0.788 \pm 0.017\ ^{+0.018}_{-0.023}$	$0.793 \pm 0.015\ ^{+0.019}_{-0.023}$	$0.776 \pm 0.024\ ^{+0.020}_{-0.027}$
Re r^{04}_{10}	$0.013 \pm 0.012\ ^{+0.006}_{-0.005}$	$0.016 \pm 0.011\ ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.026 \pm 0.010\ ^{+0.018}_{-0.016}$	$0.028 \pm 0.016\ ^{+0.032}_{-0.028}$
r^{04}_{1-1}	$-0.001 \pm 0.012\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.008 \pm 0.011\ ^{+0.002}_{-0.001}$	$0.003 \pm 0.010\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$-0.016 \pm 0.016\ ^{+0.002}_{-0.004}$
r^{1}_{00}	$-0.019 \pm 0.044\ ^{+0.004}_{-0.002}$	$-0.040 \pm 0.073\ ^{+0.009}_{-0.003}$	$-0.061 \pm 0.099\ ^{+0.012}_{-0.012}$	$-0.076 \pm 0.152\ ^{+0.024}_{-0.029}$
r^{1}_{11}	$-0.010 \pm 0.036\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.007 \pm 0.053\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.002 \pm 0.068\ ^{+0.002}_{-0.004}$	$-0.025 \pm 0.117\ ^{+0.007}_{-0.009}$
Re r^{1}_{10}	$-0.010 \pm 0.018\ ^{+0.006}_{-0.006}$	$-0.019 \pm 0.016\ ^{+0.012}_{-0.013}$	$-0.024 \pm 0.014\ ^{+0.017}_{-0.019}$	$-0.048 \pm 0.023\ ^{+0.031}_{-0.036}$
r^{1}_{1-1}	$0.101 \pm 0.017\ ^{+0.003}_{-0.008}$	$0.084 \pm 0.016\ ^{+0.003}_{-0.006}$	$0.089 \pm 0.014\ ^{+0.003}_{-0.007}$	$0.098 \pm 0.023\ ^{+0.007}_{-0.007}$
Im r^{2}_{10}	$0.002 \pm 0.017\ ^{+0.006}_{-0.006}$	$0.016 \pm 0.016\ ^{+0.011}_{-0.009}$	$0.017 \pm 0.014\ ^{+0.019}_{-0.017}$	$0.068 \pm 0.023\ ^{+0.030}_{-0.030}$
Im r^{2}_{1-1}	$-0.092 \pm 0.017\ ^{+0.007}_{-0.002}$	$-0.078 \pm 0.016\ ^{+0.007}_{-0.002}$	$-0.081 \pm 0.014\ ^{+0.007}_{-0.003}$	$-0.079 \pm 0.023\ ^{+0.007}_{-0.007}$
r^{5}_{00}	$0.024 \pm 0.027\ ^{+0.019}_{-0.017}$	$0.069 \pm 0.026\ ^{+0.039}_{-0.035}$	$0.111 \pm 0.023\ ^{+0.064}_{-0.057}$	$0.171 \pm 0.036\ ^{+0.096}_{-0.085}$
r^{5}_{11}	$0.007 \pm 0.018\ ^{+0.003}_{-0.002}$	$0.011 \pm 0.017\ ^{+0.006}_{-0.005}$	$0.017 \pm 0.015\ ^{+0.008}_{-0.007}$	$0.034 \pm 0.024\ ^{+0.014}_{-0.012}$
Re r^{5}_{10}	$0.119 \pm 0.008\ ^{+0.005}_{-0.009}$	$0.123 \pm 0.008\ ^{+0.005}_{-0.009}$	$0.116 \pm 0.007\ ^{+0.005}_{-0.008}$	$0.126 \pm 0.012\ ^{+0.007}_{-0.010}$
r^{5}_{1-1}	$0.001 \pm 0.009\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$-0.002 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.003}$	$-0.001 \pm 0.007\ ^{+0.003}_{-0.003}$	$-0.005 \pm 0.012\ ^{+0.008}_{-0.009}$
Im r^{6}_{10}	$-0.118 \pm 0.008\ ^{+0.009}_{-0.005}$	$-0.108 \pm 0.008\ ^{+0.008}_{-0.005}$	$-0.116 \pm 0.007\ ^{+0.008}_{-0.005}$	$-0.112 \pm 0.011\ ^{+0.008}_{-0.005}$
Im r^{6}_{1-1}	$0.000 \pm 0.009\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.001 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.002 \pm 0.007\ ^{+0.003}_{-0.003}$	$0.010 \pm 0.011\ ^{+0.005}_{-0.004}$

TAB. 5.9 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin, obtenues par la méthode des moments, pour quatre intervalles en $|t|$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

Elément	$0.6 < M_{\pi\pi} < 0.73$ GeV $\langle M_{\pi\pi}\rangle = 0.68$ GeV	$0.73 < M_{\pi\pi} < 0.8$ GeV $\langle M_{\pi\pi}\rangle = 0.77$ GeV	$0.8 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV $\langle M_{\pi\pi}\rangle = 0.83$ GeV
r^{04}_{00}	$0.800 \pm 0.018\ ^{+0.019}_{-0.022}$	$0.795 \pm 0.018\ ^{+0.019}_{-0.024}$	$0.772 \pm 0.017\ ^{+0.019}_{-0.026}$
Re r^{04}_{10}	$0.019 \pm 0.012\ ^{+0.013}_{-0.011}$	$0.023 \pm 0.012\ ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.013 \pm 0.011\ ^{+0.012}_{-0.011}$
r^{04}_{1-1}	$-0.002 \pm 0.012\ ^{+0.002}_{-0.003}$	$0.005 \pm 0.012\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$-0.001 \pm 0.011\ ^{+0.002}_{-0.002}$
r^{1}_{00}	$-0.055 \pm 0.093\ ^{+0.008}_{-0.005}$	$-0.050 \pm 0.081\ ^{+0.006}_{-0.004}$	$-0.036 \pm 0.073\ ^{+0.010}_{-0.006}$
r^{1}_{11}	$-0.005 \pm 0.065\ ^{+0.002}_{-0.003}$	$-0.002 \pm 0.055\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.012 \pm 0.056\ ^{+0.001}_{-0.002}$
Re r^{1}_{10}	$-0.011 \pm 0.018\ ^{+0.013}_{-0.014}$	$-0.017 \pm 0.017\ ^{+0.012}_{-0.013}$	$-0.027 \pm 0.016\ ^{+0.011}_{-0.012}$
r^{1}_{1-1}	$0.103 \pm 0.018\ ^{+0.004}_{-0.007}$	$0.093 \pm 0.017\ ^{+0.003}_{-0.007}$	$0.078 \pm 0.016\ ^{+0.003}_{-0.007}$
Im r^{2}_{10}	$0.014 \pm 0.018\ ^{+0.013}_{-0.011}$	$0.022 \pm 0.017\ ^{+0.012}_{-0.011}$	$0.015 \pm 0.016\ ^{+0.012}_{-0.011}$
Im r^{2}_{1-1}	$-0.087 \pm 0.017\ ^{+0.007}_{-0.003}$	$-0.073 \pm 0.017\ ^{+0.007}_{-0.003}$	$-0.089 \pm 0.016\ ^{+0.007}_{-0.003}$
r^{5}_{11}	$0.070 \pm 0.028\ ^{+0.045}_{-0.039}$	$0.081 \pm 0.027\ ^{+0.043}_{-0.038}$	$0.065 \pm 0.025\ ^{+0.041}_{-0.036}$
r^{5}_{11}	$0.013 \pm 0.019\ ^{+0.006}_{-0.005}$	$0.011 \pm 0.018\ ^{+0.005}_{-0.005}$	$0.015 \pm 0.017\ ^{+0.006}_{-0.005}$
Re r^{5}_{10}	$0.115 \pm 0.009\ ^{+0.006}_{-0.010}$	$0.118 \pm 0.008\ ^{+0.005}_{-0.009}$	$0.119 \pm 0.008\ ^{+0.006}_{-0.008}$
r^{5}_{1-1}	$0.003 \pm 0.009\ ^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.002 \pm 0.009\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.000 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.002}$
Im r^{6}_{10}	$-0.114 \pm 0.008\ ^{+0.009}_{-0.005}$	$-0.116 \pm 0.008\ ^{+0.008}_{-0.005}$	$-0.110 \pm 0.008\ ^{+0.008}_{-0.005}$
Im r^{6}_{1-1}	$0.003 \pm 0.009\ ^{+0.003}_{-0.002}$	$-0.002 \pm 0.009\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.001 \pm 0.008\ ^{+0.002}_{-0.002}$

TAB. 5.10 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin, obtenues par la méthode des moments, pour trois intervalles en $M_{\pi\pi}$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

$\langle Q^2\rangle$ (GeV^2)	$R = \sigma_L/\sigma_T$
9.6	$3.16\ ^{+0.22}_{-0.20}\ ^{+0.33}_{-0.46}$
15.1	$4.36\ ^{+0.53}_{-0.44}\ ^{+0.78}_{-0.51}$
30.8	$5.75\ ^{+2.55}_{-1.06}\ ^{+1.48}_{-0.50}$

TAB. 5.11 – Mesures du rapport R des sections efficaces longitudinale σ_L et transverse σ_T pour la production diffractive de mésons ρ longitudinale σ_L et transverse σ_T, obtenues à partir de la méthode des moments, pour différentes valeurs de Q^2, dans l'approximation SCHC. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

$\langle\lvert t\rvert\rangle$ (GeV^2)	$\lvert T_{01}\rvert/\sqrt{\lvert T_{11}\rvert^2 + \lvert T_{00}\rvert^2}$
0.028	(1.9 ± 2.1 ± 1.4)%
0.105	(5.5 ± 2.1 ± 2.9)%
0.280	(8.8 ± 1.8 ± 4.8)%
0.700	(13.7 ± 2.9 ± 7.2)%

TAB. 5.12 – Estimation du rapport de l'amplitude avec simple changement d'hélicité T_{01} aux amplitudes sans changement d'hélicité T_{11} et T_{00}, en fonction de $|t|$. La première erreur est l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

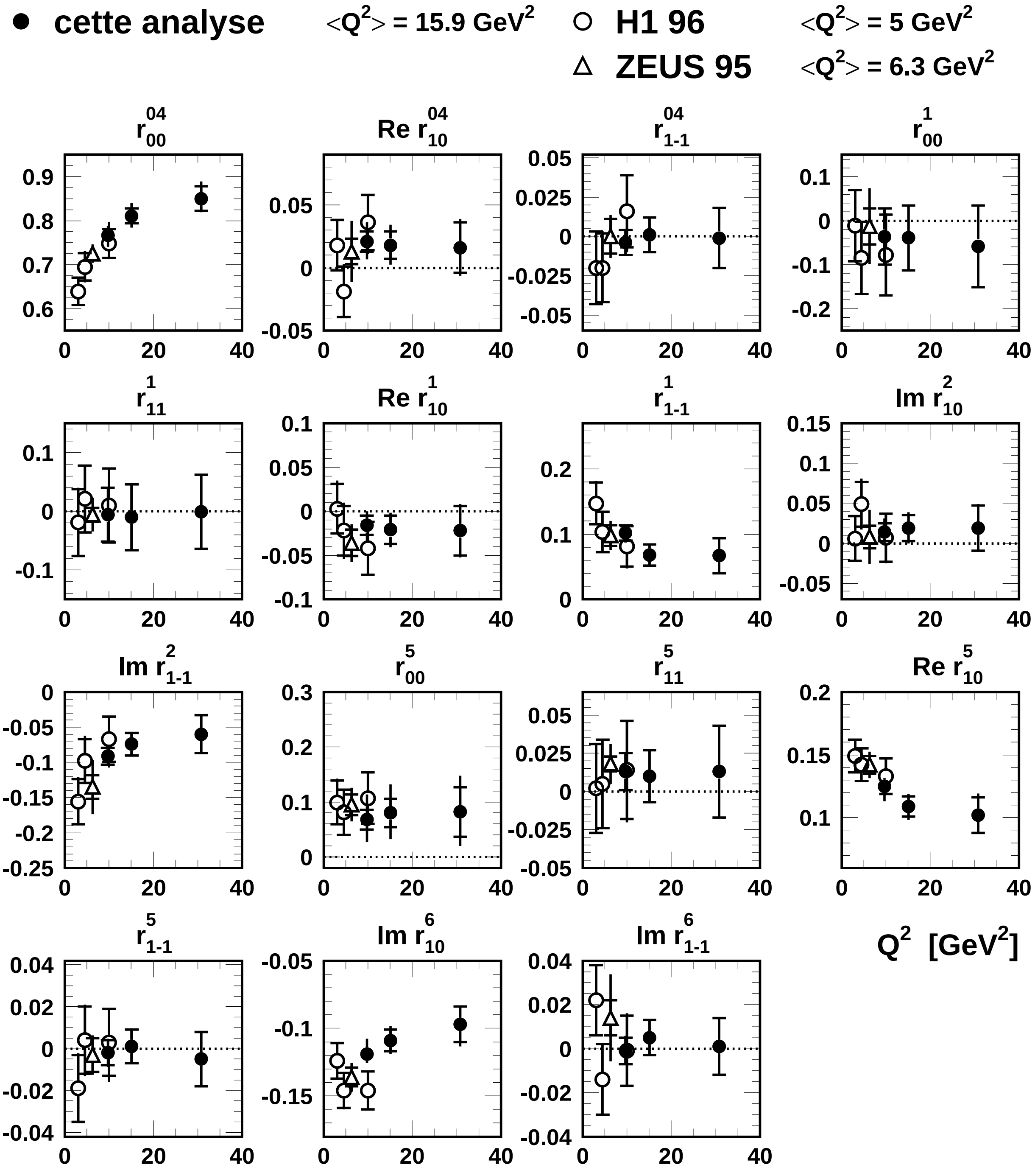


FIG. 5.16 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin par la méthode des moments en fonction de Q^2 pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [47] (triangles ouverts) sont également montrés. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approcimation SCHC.

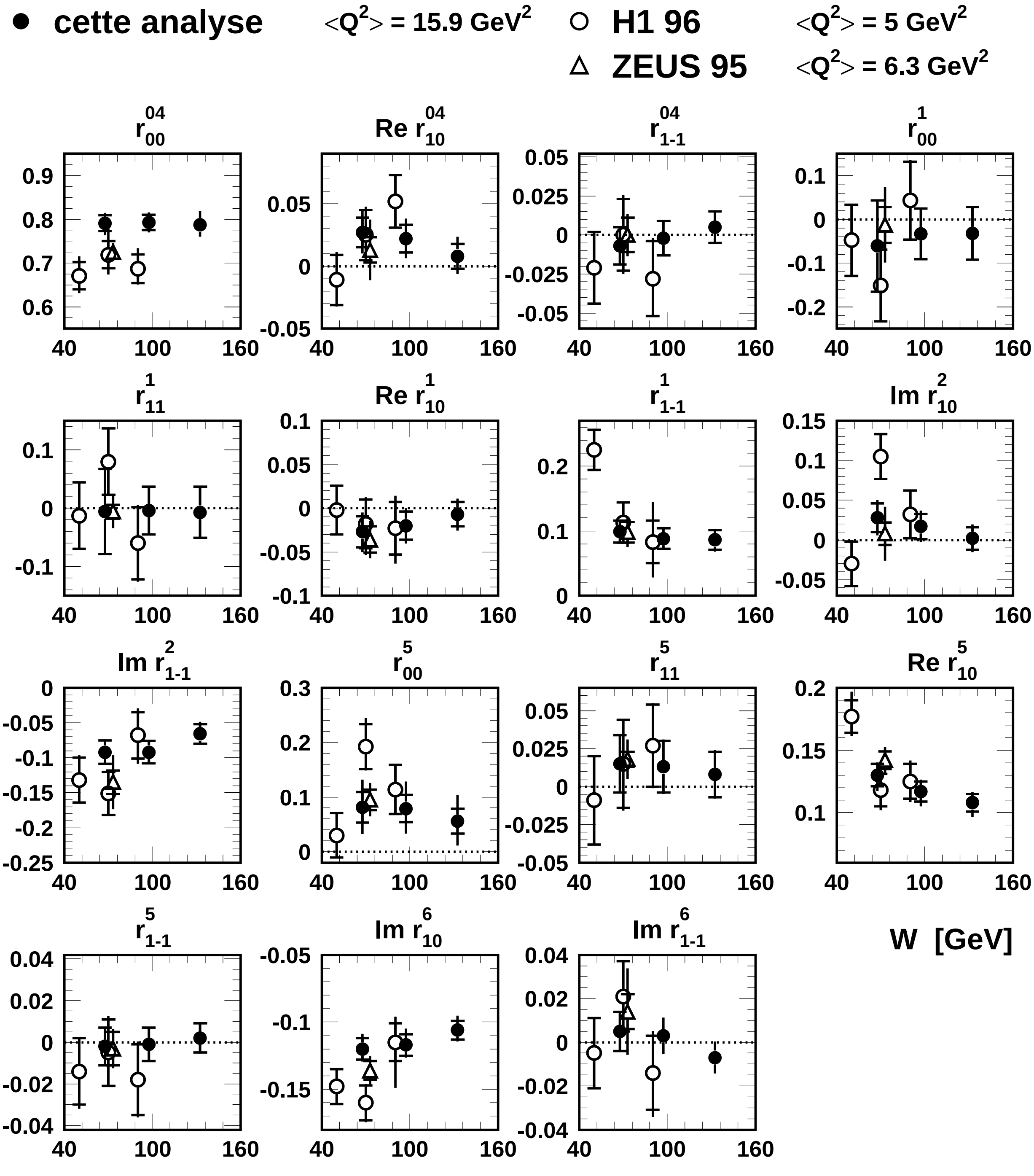


FIG. 5.17 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin par la méthode des moments en fonction de W pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [47] (triangles ouverts) sont également montrés. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

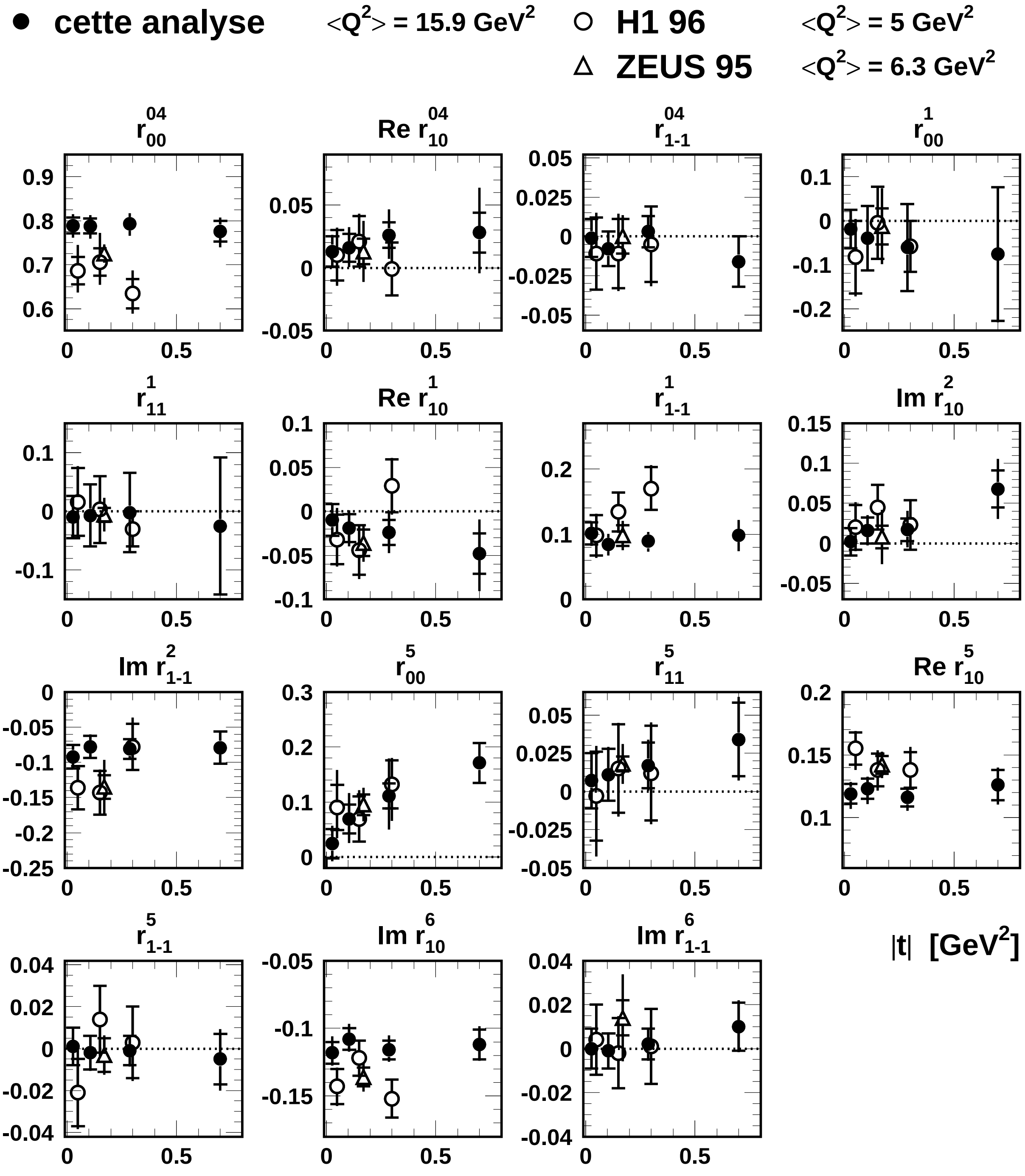


FIG. 5.18 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin par la méthode des moments en fonction de $|t|$ pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [47] (triangles ouverts) sont également montrés. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

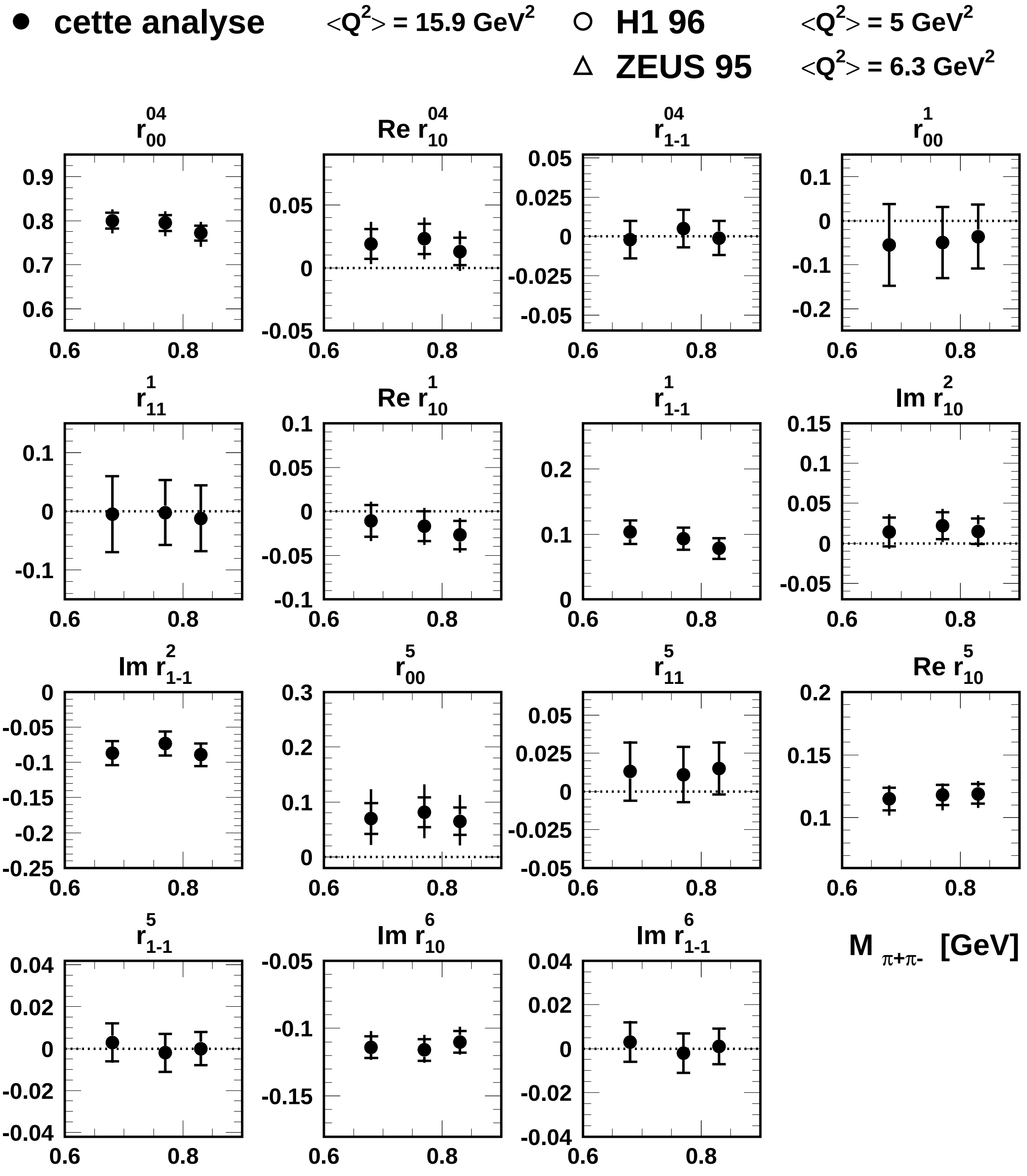


FIG. 5.19 – Mesures des éléments de la matrice densité de spin par la méthode des moments en fonction de la masse invariante pour cette analyse (cercles fermés). Les mesures antérieures effectuées par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [47] (triangles ouverts) sont également montrés. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

Chapitre 6

Sections efficaces de production diffractive de mésons ρ

Dans ce chapitre, nous présentons d'une part les dépendances en Q^2 et W de la section efficace élastique $\gamma^* p \to \rho p$ dans le domaine cinématique

$$\begin{aligned} 8 < \; & Q^2 \; < 60 \text{ GeV}^2, \\ 40 < \; & W \; < 180 \text{ GeV}, \end{aligned} \tag{6.1}$$

et d'autre part le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton dans les domaines cinématiques

$$\begin{aligned} 0.2 < \; & Q^2 \; < 0.4 \text{ GeV}^2, \\ 50 < \; & W \; < 70 \text{ GeV}, \end{aligned} \tag{6.2}$$

pour les échantillons sélectionnés à l'aide du VLQ, et

$$\begin{aligned} 5 < \; & Q^2 \; < 60 \text{ GeV}^2, \\ 50 < \; & W \; < 70 \text{ GeV}, \end{aligned} \tag{6.3}$$

pour les échantillons sélectionnés à l'aide du SpaCal. Dans un premier temps, la procédure utilisée afin de mesurer la section efficace est décrite.

6.1 Mesure de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$

La section efficace $ep \to e\rho p$ intégrée sur un intervalle en les variables cinématique Q^2 et W (ou y), $\sigma_\Box$, est calculée à partir du nombre d'événements observés dans cet intervalle pour l'échantillon NOTAG, $N_\Box$, suivant la formule :

$$\begin{aligned} \sigma_\Box \left[ep \to e\rho p\right] &= \iint_\Box \frac{\mathrm{d}^2\sigma \left[ep \to e\rho p\right]}{\mathrm{d}Q^2 \; \mathrm{d}W} \, \mathrm{d}Q^2 \; \mathrm{d}W \\ &= \frac{N_\Box}{\mathcal{L}\text{umi}} \, \frac{1 - F_{pdiss}}{1 + R_{\rho'} + R_\omega + R_\phi} \, C_{MC} \, C_{skewing} \, C_{masse} \, C_t, \end{aligned} \tag{6.4}$$

où $\mathcal{L}umi$ est la luminosité intégrée (voir section 3.1), F_{pdiss} est la fraction d'événements avec dissociation du proton dans l'échantillon NOTAG (voir section 3.5.4), $R_{\rho'}$, R_ω et R_ϕ sont les rapports des nombres d'événements de mésons ρ', ω et ϕ par rapport au nombre d'événements de mésons ρ passant nos coupures (voir section 3.6) (les contaminations en événements avec dissociation du proton et les bruits de fond dus aux mésons ω et ϕ sont supposées indépendantes de Q^2, mais la dépendance en Q^2 de la contamination de mésons ρ' due aux effets des coupures expérimentales est prise en compte). Le facteur C_{MC}, obtenu à partir de la simulation par Monte-Carlo, comprend les corrections pour les efficacités de sélection, l'acceptance du détecteur, les migrations entre intervalles cinématiques et les effets radiatifs (voir section 3.8). Finalement $C_{skewing}$, C_{masse} et C_t sont les corrections permettant respectivement de corriger la mesure pour la contribution non-résonante (table 4.4), d'extrapoler la section efficace à l'intervalle de masse invariante $2m_\pi < M_{\pi\pi} < m_\rho + 5\Gamma_\rho$ (table 4.5) et de prendre en compte les pertes aux grandes valeurs de $|t|$ (voir table 4.7). Cette procédure est utilisée pour chacun des intervalles en Q^2 et W considérés.

La section efficace ep est ensuite convertie en une section efficace γ^*p à partir de la relation suivante (rappelons que, dans le domaine cinématique de cette analyse, les variables y et W sont reliées par la relation $W^2 \simeq ys$) :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma\,[ep \to e\rho p]}{\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}y}\,(Q^2, y) \;=\; \Gamma(Q^2, y)\;\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]\,(Q^2, y), \tag{6.5}$$

où Γ est le flux de photons virtuels donné par :

$$\Gamma(Q^2, y) \;=\; \frac{\alpha_{em}\;(1 - y + y^2/2)}{\pi\;y\;Q^2}, \tag{6.6}$$

où α_{em} est la constante de couplage électromagnétique. Le facteur différentiel étant contenu dans la définition du flux de photons virtuels, la section efficace γ^*p a un caractère fini en un point (Q^2, y) alors que la section efficace ep a un caractère différentiel en Q^2 et y. La section efficace du premier membre de l'équation (6.4) peut se réécrire à partir de l'équation (6.5) comme :

$$\sigma_\Box\,[ep \to e\rho p] \;=\; \iint_\Box \Gamma(Q^2, y)\;\;\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]\,(Q^2, y)\;\;\mathrm{d}Q^2\;\mathrm{d}y. \tag{6.7}$$

Afin d'effectuer cette intégrale, nous paramétrisons la section efficace γ^*p de la manière suivante :

$$\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]\,(Q^2, y) \;=\; A\;y^a\;\left(\frac{1}{Q^2 + m_\rho^2}\right)^n, \tag{6.8}$$

où les paramètres a et n sont obtenus ci-dessous à partir des données par une procédure d'ajustement itérative (voir équation 6.13 et table 6.3), la convergence étant obtenue après quelque itérations. La section efficace γ^*p peut dès lors être calculée au point (Q_0^2, y_0) comme :

$$\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]\,(Q_0^2, y_0) \;=\; \sigma_\Box\,[ep \to e\rho p]\;\frac{1}{B}\;y_0^a\;\left(\frac{1}{Q_0^2 + m_\rho^2}\right)^n, \tag{6.9}$$

$$B \;=\; \frac{\alpha_{em}}{\pi}\int_{y_{min}}^{y_{max}} \mathrm{d}y\;y^a\;\frac{1 - y + y^2/2}{y}\;\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \mathrm{d}Q^2\;\frac{1}{Q^2}\;\left(\frac{1}{Q^2 + m_\rho^2}\right)^n, \tag{6.10}$$

où y_{min}, y_{max}, Q^2_{min} et Q^2_{max} sont les bornes de l'intervalle en Q^2 et y considéré. L'intégrale sur la variable y est analytique tandis que l'intégrale sur la variable Q^2 doit être calculée à l'aide d'un programme d'intégration numérique.

La paramétrisation en y de la section efficace $\gamma^* p$ ci-dessus peut se réécrire comme :

$$\sigma \left[\gamma^* p \to \rho p\right] \;\propto\; y^a \;\propto\; W^{2a}; \tag{6.11}$$

dans la suite nous utilisons la notation $\delta = 2a$ comme à la section 1.4.1. Rappelons que dans le cadre de la théorie de Regge, δ est lié à la trajectoire du Pomeron par la relation $\delta/4 = \langle \alpha_{I\!P}(t) \rangle - 1$, où la moyenne porte sur l'intervalle en t considéré (voir équation 1.84).

6.2 Dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$

Afin d'étudier la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$, les événements de l'échantillon NOTAG pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal ont été répartis en 12 intervalles en Q^2. Pour chacun de ces intervalles, le domaine en W a été choisi afin de prendre en compte l'évolution de l'acceptance en W en fonction de Q^2 (voir section 3.8). La table 6.1 reprend les choix effectués ainsi que les corrections d'efficacité C_{MC} correspondantes, obtenues à partir de l'équation (3.34) ; l'erreur indiquée provient de la statistique disponible dans la simulation par Monte-Carlo et est utilisée pour le calcul de l'erreur sur la section efficace. Pour les premiers intervalles en Q^2, les corrections d'efficacité sont plus élevées en raison des coupures fiduciaires appliquées sur la position en (x,y) du dépôt d'énergie dans le SpaCal, qui limitent l'acceptance géométrique.

Dans chacun des 12 intervalles, la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ est calculée en utilisant les équations (6.4), (6.5) et (6.10) en un point (Q^2_0, W_0). Les valeurs de Q^2_0 sont choisies proche de la valeur moyenne de Q^2 dans l'intervalle considéré, et une valeur commune, fixée à 95 GeV, est utilisée pour W_0.

La table 6.1 et la figure 6.1 présentent les valeurs mesurées pour la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ pour chacun des intervalles en Q^2 et pour $W = 95$ GeV. Nous avons également repris sur cette figure les mesures antérieures effectuées par les collaborations H1 [33] et ZEUS [46]. Pour ces deux analyses, les valeurs originales ont été obtenues pour $W = 75$ GeV. Afin de pouvoir les comparer avec nos résultats, ces mesures ont été extrapolées à $W = 95$ GeV en utilisant les dépendances en W déterminées lors de ces deux études antérieures pour $Q^2 < 8$ GeV^2, et celles déterminées dans ce travail pour $Q^2 > 8$ GeV^2. Dans le domaine en Q^2 de notre travail, l'ensemble de ces résultats est en accord.

Une paramétrisation empirique de la forme :

$$\sigma \left[\gamma^* p \to \rho p\right] (Q^2) \;\;\propto\;\; \left(\frac{1}{Q^2 + m^2_\rho} \right)^n \tag{6.12}$$

est ajustée aux données obtenues dans ce travail. La courbe sur la figure 6.1 représente le résultat de l'ajustement pour lequel nous obtenons :

$$n \;=\; 2.61 \pm 0.04, \tag{6.13}$$

avec un χ^2 par degré de liberté de $\chi^2/ndl = 4.4/10$. L'erreur sur ce résultat est obtenue en ne prenant en compte lors de l'ajustement que les erreurs statistiques et les erreurs systématiques

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	Intervalle en W (GeV)	C_{MC}	Q_0^2 (GeV^2)	$\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]$ (nb)
8.00 - 8.80	40 - 120	2.18 ± 0.02	8.31	$67.8 \pm 7.3\ ^{+7.9}_{-8.4}$
8.80 - 9.85	40 - 120	1.89 ± 0.02	9.31	$53.5 \pm 6.7\ ^{+5.5}_{-3.4}$
9.85 - 11.02	50 - 140	1.65 ± 0.02	10.42	$38.6 \pm 3.8\ ^{+3.4}_{-3.4}$
11.02 - 12.34	50 - 140	1.49 ± 0.02	11.66	$34.3 \pm 2.9\ ^{+3.0}_{-2.4}$
12.34 - 13.82	50 - 140	1.47 ± 0.02	13.06	$22.7 \pm 1.8\ ^{+3.2}_{-2.6}$
13.82 - 15.47	50 - 160	1.42 ± 0.02	14.62	$17.3 \pm 1.4\ ^{+1.4}_{-1.4}$
15.47 - 17.32	50 - 160	1.53 ± 0.03	13.37	$14.1 \pm 1.1\ ^{+1.3}_{-0.9}$
17.32 - 19.40	50 - 160	1.41 ± 0.03	18.33	$9.38 \pm 0.85\ ^{+1.04}_{-0.53}$
19.40 - 24.32	60 - 170	1.46 ± 0.02	21.72	$6.98 \pm 0.51\ ^{+0.56}_{-0.70}$
24.32 - 30.48	70 - 180	1.48 ± 0.03	27.22	$3.69 \pm 0.38\ ^{+0.37}_{-0.28}$
30.48 - 38.20	70 - 180	1.51 ± 0.05	34.12	$2.30 \pm 0.30\ ^{+0.24}_{-0.18}$
38.20 - 60.00	70 - 180	1.43 ± 0.05	47.87	$0.74 \pm 0.11\ ^{+0.08}_{-0.06}$

TAB. 6.1 – Intervalles en Q^2 et W utilisés pour la mesure de la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$, facteurs de correction C_{MC} correspondants et leurs erreurs statistiques, valeurs choisies pour Q_0^2 et sections efficaces $\gamma^* p \to \rho p$ obtenues pour la valeur correspondante de Q_0^2 et $W_0 = 95$ GeV. La première erreur sur les sections efficaces représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

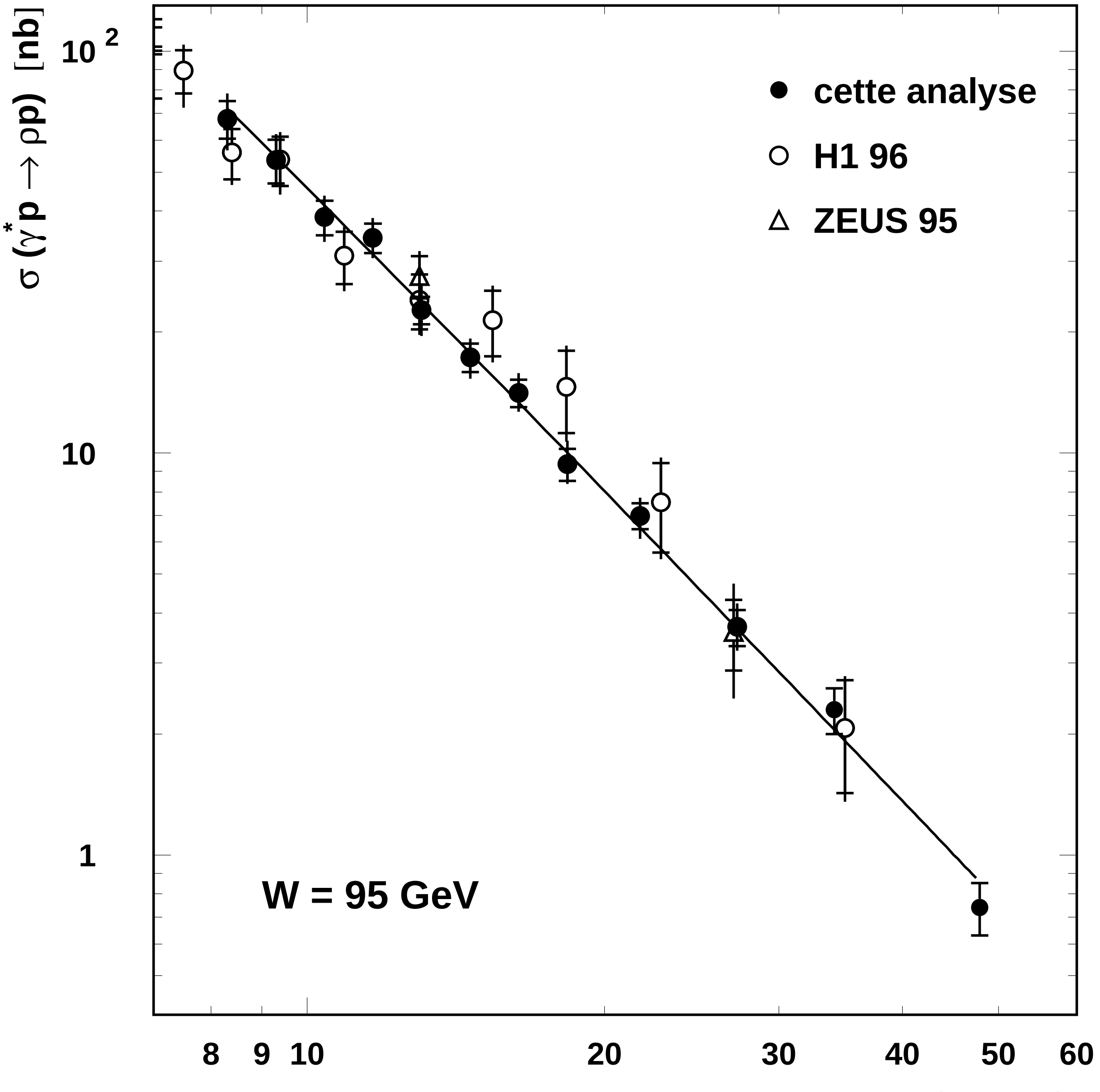


FIG. 6.1 – Mesures de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de Q^2 pour $W = 95$ GeV, obtenues dans ce travail (cercles fermés), et mesures antérieures par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [46] (triangles ouverts), extrapolées à $W = 95$ GeV. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. La courbe superposée représente le résultat d'un ajustement de la forme $\sigma \propto 1/(Q^2 + m_\rho)^n$ aux résultats de ce travail, avec $n = 2.61 \pm 0.04$.

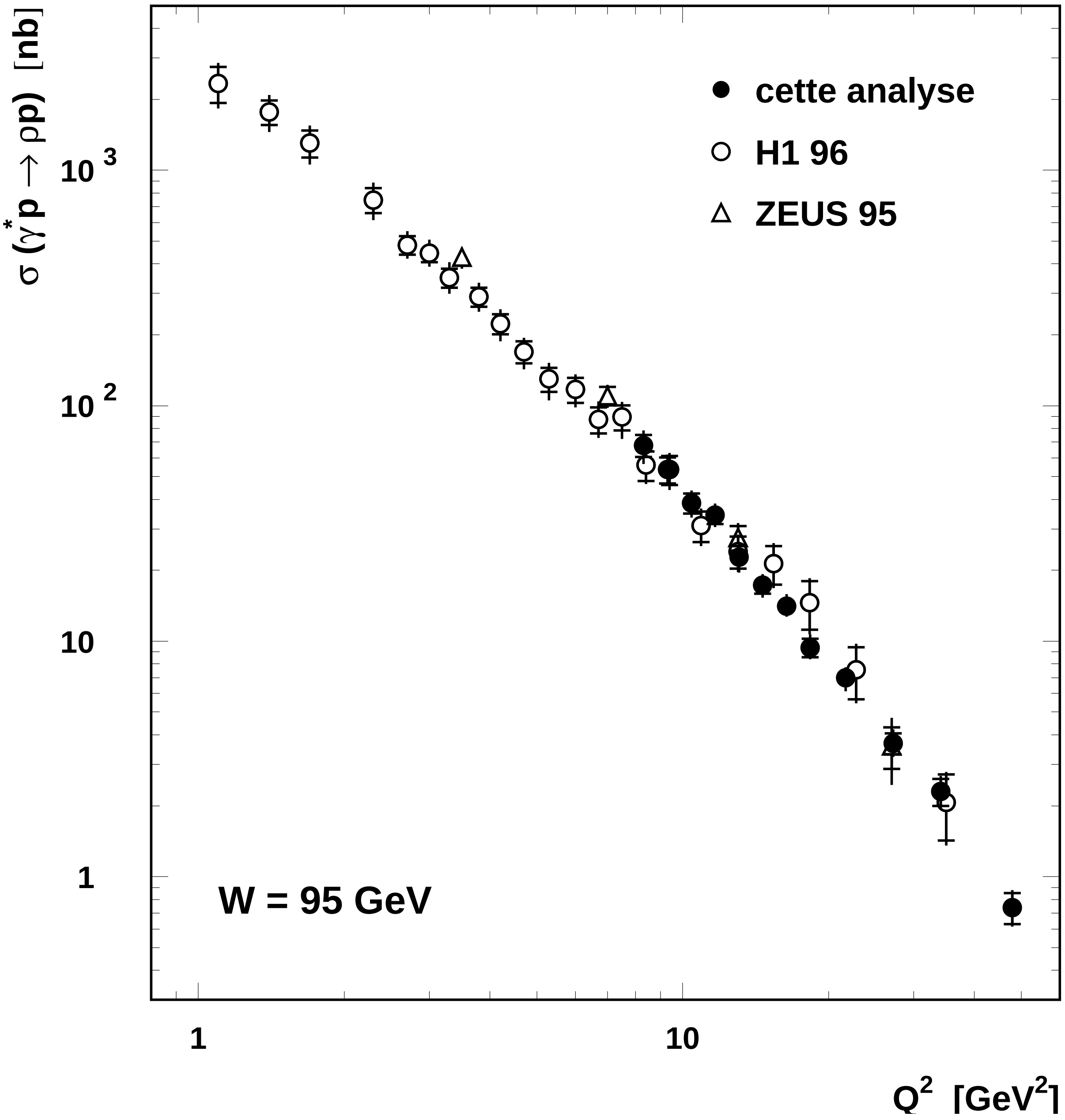


FIG. 6.2 – Mesures de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de Q^2 pour $W = 95$ GeV, obtenues dans ce travail (cercles fermés), et mesures antérieures par les expériences H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [46] (triangles ouverts), extrapolées à $W = 95$ GeV. Les erreurs comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux.

non-corrélées. Un ajustement de la paramétrisation (6.12) réalisé antérieurement par l'expérience H1 dans le domaine $1 \leq Q^2 \leq 60$ GeV^2 donne $n = 2.24 \pm 0.09$ [33]. La différence provient du domaine cinématique différent couvert dans cette analyse. L'expérience ZEUS a également présenté lors d'une étude préliminaire l'évolution de la valeur de n obtenue en fonction de la borne inférieure en Q^2 choisie lors de l'ajustement, et observe une augmentation de la valeur de n obtenue lorsque cette borne en Q^2 augmente [48].

La figure 6.2 reprend l'ensemble des résultats obtenus dans ce travail et les analyses antérieures dans le domaine cinématique $1.5 < Q^2 < 60$ GeV^2.

6.3 Dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ en fonction de Q^2

Dans cette section, nous étudions la dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ pour quatre valeurs de Q^2. Pour ce faire, les événements de l'échantillon NOTAG pour lesquels l'électron est identifié dans le SpaCal ont été répartis en 16 intervalles en Q^2 et W. Pour chacun de ces 16 intervalles, la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ est calculée suivant la procédure décrite à la section 6.1 en un point (Q_0^2, W_0) choisi proches des valeurs moyennes de Q^2 et W dans l'intervalle considéré. La définition des intervalles, les facteurs de correction d'efficacité C_{MC} correspondants et les valeurs choisies pour Q_0^2 et W_0 sont donnés à la table 6.2 Les résultats obtenus pour la section efficace sont présentés à la table 6.2 et à la figure 6.3.

On observe que l'augmentation de la section efficace avec W devient de plus plus rapide lorsque Q^2 augmente. Pour chacune des quatre valeurs de Q^2, un ajustement de la forme :

$$\sigma\left[\gamma^* p \rightarrow \rho p\right](W) \quad \propto \quad W^{\delta} \tag{6.14}$$

est réalisé. Les valeurs obtenues pour le paramètre δ sont reprises à la table 6.3. Les erreurs sur ces résultats sont obtenues en ne prenant en compte lors des ajustement que les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non-corrélées. Ces résultats sont comparés à la figure 6.4 avec les valeurs obtenues antérieurement par les collaborations H1 [33] et ZEUS [48] en fonction de Q^2. Les résultats des différentes expériences sont compatibles dans les limites d'erreur. La ligne indique la valeur $\delta \simeq 0.22$ attendue en photoproduction pour l'échange d'un Pomeron "soft" (voir section 1.4.2). On observe que le paramètre δ augmente et s'écarte de cette valeur lorsque Q^2 augmente, pour se rapprocher, à grand Q^2, de la valeur observée pour la photoproduction de mésons J/ψ [41].

Dans le cadre de la théorie de Regge, le paramètre δ est lié à la trajectoire du Pomeron par la relation :

$$\alpha_{I\!P}(0) - 1 = \frac{\delta}{4} + \alpha_{I\!P}^{'} \langle |t| \rangle, \tag{6.15}$$

où la moyenne porte sur l'intervalle en t considéré, c'est-à-dire $|t| < 0.5$ GeV^2 dans notre cas. La table 6.3 donne les valeurs de $\alpha_{I\!P}(0)$ obtenues pour quatre valeurs de Q^2. En l'absence de mesure précise de $\alpha_{I\!P}^{'}$ pour la production diffractive de mésons ρ, la valeur $\alpha_{I\!P}^{'} = 0.25$ GeV^{-2} provenant de l'étude des interactions hadron-hadron est utilisée (voir section 1.1.3). L'erreur sur les valeurs de $\alpha_{I\!P}(0)$ est donnée par la somme quadratique de l'erreur provenant des erreurs de mesure sur le paramètre δ et de l'erreur systématique obtenue en supposant que $\alpha_{I\!P}^{'} = 0$ GeV^{-2}.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	Intervalle en W (GeV)	C_{MC}	Q_0^2 (GeV^2)	W_0 (GeV)	$\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p]$ (nb)
8 - 12	45 - 68	1.92 ± 0.02	9.5	57	$42.8 \pm 5.4\ ^{+3.7}_{-3.4}$
	68 - 92	1.73 ± 0.02		80	$44.4 \pm 4.4\ ^{+3.7}_{-2.7}$
	92 - 116	1.76 ± 0.02		104	$52.9 \pm 4.9\ ^{+5.2}_{-3.4}$
	116 - 140	2.12 ± 0.03		127	$56.5 \pm 5.1\ ^{+4.5}_{-8.4}$
12 - 18	50 - 78	1.49 ± 0.02	14.5	64	$14.1 \pm 1.2\ ^{+1.4}_{-1.4}$
	78 - 105	1.40 ± 0.02		92	$17.4 \pm 1.4\ ^{+2.1}_{-1.8}$
	105 - 132	1.37 ± 0.02		119	$22.6 \pm 1.8\ ^{+2.2}_{-1.3}$
	132 - 160	1.97 ± 0.04		145	$25.9 \pm 2.3\ ^{+2.2}_{-2.7}$
18 - 26	60 - 88	1.35 ± 0.03	22.0	74	$4.74 \pm 0.53\ ^{+0.49}_{-0.31}$
	88 - 115	1.39 ± 0.04		102	$5.99 \pm 0.69\ ^{+0.50}_{-0.45}$
	115 - 142	1.61 ± 0.05		129	$9.60 \pm 1.10\ ^{+0.79}_{-0.62}$
	142 - 170	1.61 ± 0.04		155	$9.78 \pm 1.25\ ^{+0.84}_{-0.65}$
26 - 60	70 - 98	1.43 ± 0.05	35.0	84	$1.55 \pm 0.24\ ^{+0.17}_{-0.13}$
	98 - 125	1.42 ± 0.05		112	$2.79 \pm 0.40\ ^{+0.27}_{-0.24}$
	125 - 152	1.45 ± 0.05		139	$2.79 \pm 0.44\ ^{+0.38}_{-0.22}$
	152 - 180	1.52 ± 0.06		165	$3.39 \pm 0.54\ ^{+0.34}_{-0.26}$

TAB. 6.2 – Intervalles en Q^2 et W utilisés lors de la mesure de la dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$, facteurs de correction C_{MC} correspondants et leurs erreurs statistiques, valeurs choisies pour Q_0^2 et W_0 et sections efficaces $\gamma^* p \to \rho p$ obtenues. La première erreur sur les sections efficaces représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

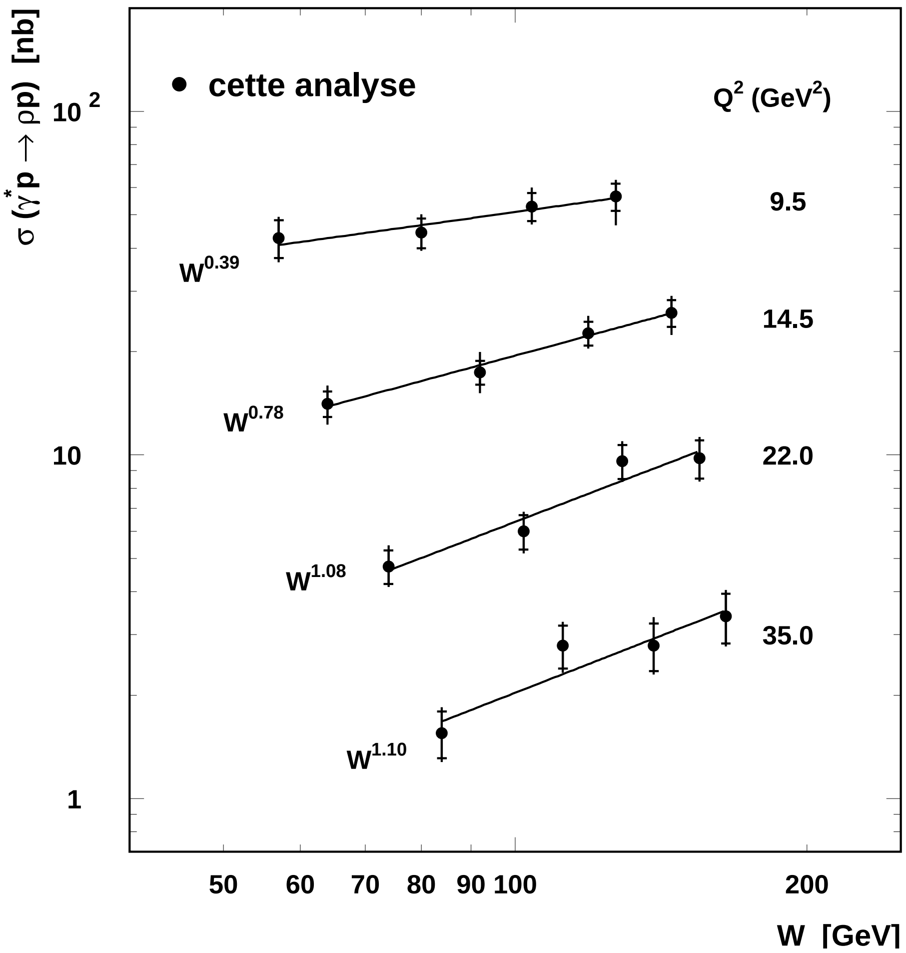


FIG. 6.3 – Mesures de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de W pour quatre valeurs de Q^2. Les erreurs indiquées comprennent l'erreur statistique et l'erreur systématique ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de la forme $\sigma \propto W^\delta$.

Q^2 (GeV^2)	δ	χ^2/ndl	$\alpha_{I\!P}(0)$
9.5	0.39 ± 0.22	$0.4/2$	$1.13 \pm 0.05\ ^{+0.00}_{-0.03}$
14.5	0.76 ± 0.18	$0.2/2$	$1.22 \pm 0.04\ ^{+0.00}_{-0.03}$
22.0	1.08 ± 0.23	$1.8/2$	$1.30 \pm 0.06\ ^{+0.00}_{-0.03}$
35.0	1.10 ± 0.31	$1.7/2$	$1.31 \pm 0.08\ ^{+0.00}_{-0.03}$

TAB. 6.3 – Valeurs du paramètre δ obtenues à partir d'ajustements de la forme $\sigma \propto W^\delta$ aux mesures de la section efficace élastique, χ^2/ndl correspondants, ainsi que les valeurs du paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ extraites de ces résultats en utilisant la relation 6.15. Pour le paramètre δ, l'erreur provient de l'erreur statistique et des erreurs systématiques non-corrélées sur la section efficace. Pour le paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$, la première erreur est dues aux erreurs sur le paramètre δ et la seconde erreur provient de l'erreur systématique obtenue en prenant $\alpha'_{I\!P} = 0$ GeV^{-2}.

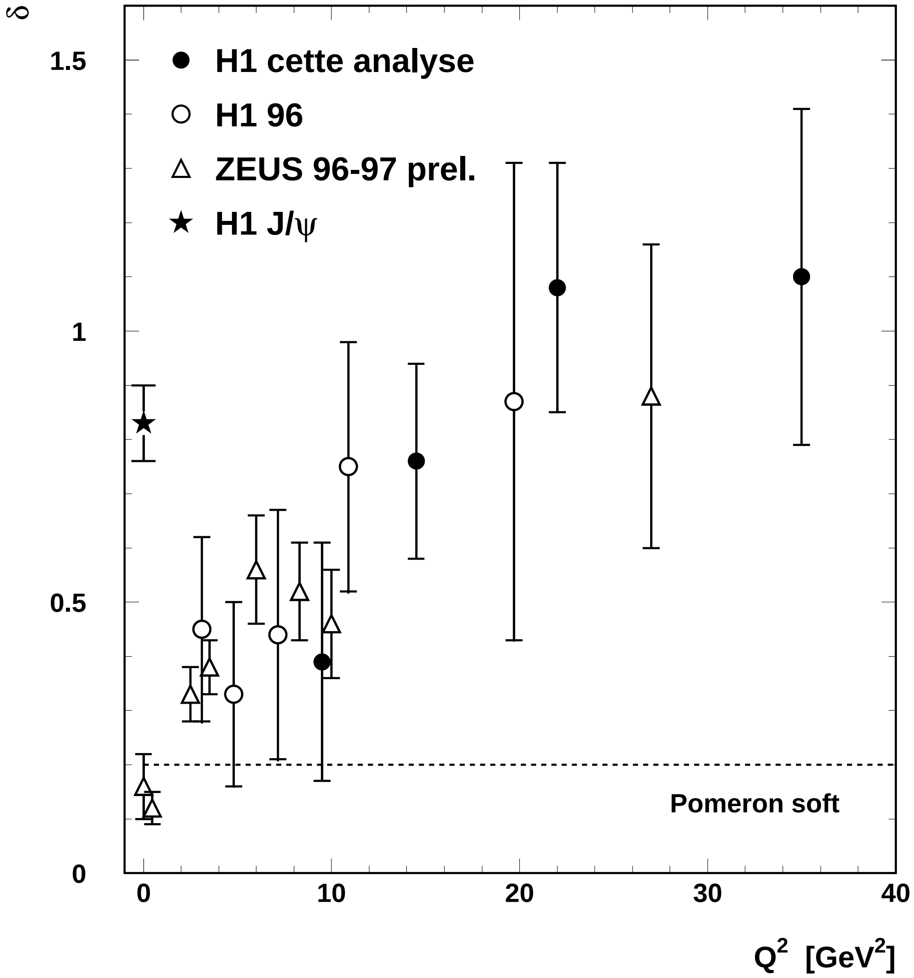


FIG. 6.4 – Valeurs du paramètre δ en fonction de Q^2 obtenues dans ce travail (cercles fermés) et dans des études antérieures de la production diffractive élastique de mésons ρ par les collaborations H1 [33] (cercles ouverts) et ZEUS [48] (triangles) ainsi que pour la photoproduction diffractive de mésons J/ψ par la collaboration H1 [41] (étoile). Pour la collaboration H1, les erreurs indiquent les erreurs totales provenant des erreurs statistiques et des erreurs systématiques non-corrélées sur la section efficace tandis que pour la collaboration ZEUS seules les erreurs statistiques sont incluses. La ligne indique la valeur $\delta \simeq 0.22$ attendue en photoproduction pour la production de mésons vecteurs légers via l'échange d'un Pomeron "soft".

Les valeurs de $\alpha_{I\!P}(0)$ sont également présentées à la figure 6.5 en fonction de Q^2 et comparées aux résultats obtenus dans des analyses antérieures de la production diffractive de mésons ρ réalisées par les collaborations H1 [33] et ZEUS [48]. Nous reprenons également les valeurs obtenues par l'expérience H1 pour la photoproduction de mésons ρ [106] et de mésons J/ψ [41]. Le paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ augmente significativement avec Q^2 et est incompatible à grand Q^2 avec la valeur $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ indiquée par la ligne correspondant à l'échange d'un Pomeron "soft".

L'augmentation de $\alpha_{I\!P}(0)$ (ou de manière équivalente de δ) avec Q^2 est compatible avec la dépendance des sections efficaces de production de mésons vecteurs attendue en présence d'une échelle dure dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD (voir section 1.4.3).

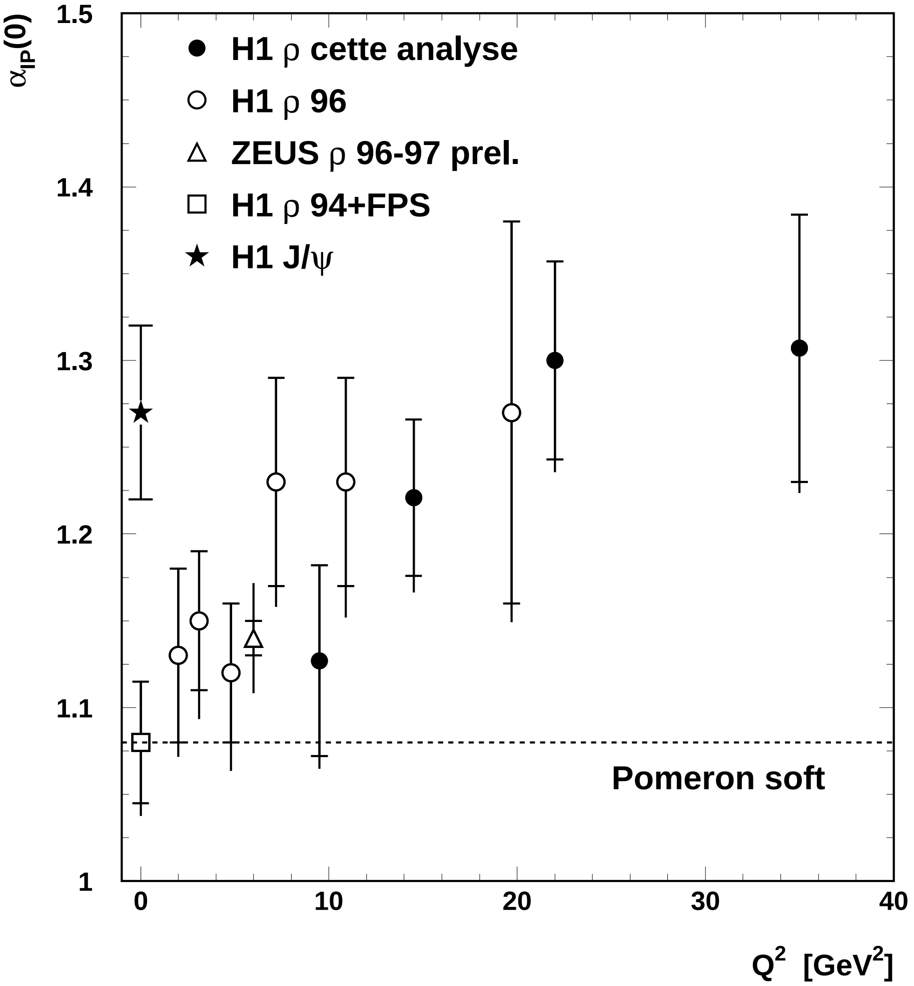


FIG. 6.5 – Valeurs du paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ en fonction de Q^2 obtenues dans cette analyse (cercles fermés) ainsi que lors d'études antérieures de la production diffractive élastique de mésons ρ par l'expérience H1 en photoproduction [106] (carré) et en électroproduction [33] (cercles ouverts) et par l'expérience ZEUS en électroproduction [48], ainsi que pour la photoproduction de mésons J/ψ [41]. Pour la production de mésons ρ, les erreurs indiquées représentent l'erreur totale y compris l'erreur systématique sur $\alpha'_{I\!P}$, la contribution due à l'erreur sur le paramètre δ étant indiquée par des traits horizontaux. Dans le cas de la collaboration ZEUS et de la production de mésons J/ψ, l'erreur indiquée est l'erreur totale. La ligne correspond à la valeur $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ attendue pour l'échange d'un Pomeron "soft" [5].

Rappelons qu'un tel comportement "dur" est également observé dans le cas de la production de mésons de J/ψ en photoproduction ainsi qu'en électroproduction, la masse des quarks charmés contribuant ici à l'échelle dure.

En considérant que l'échelle dure de la production diffractive de mésons vecteurs peut-être approchée au premier ordre de la théorie QCD par la variable $1/4(Q^2 + M_V^2)$, la figure 6.6 présente une comparaison en fonction de $(Q^2+M_V^2)$ des valeurs de δ obtenues dans ce travail avec les résultats obtenus lors d'études antérieures des productions diffractives de mésons ρ, J/ψ et $\psi(2S)$ par la collaboration H1 [33,39,41] et de mésons ρ par la collaboration ZEUS [48]. Malgré

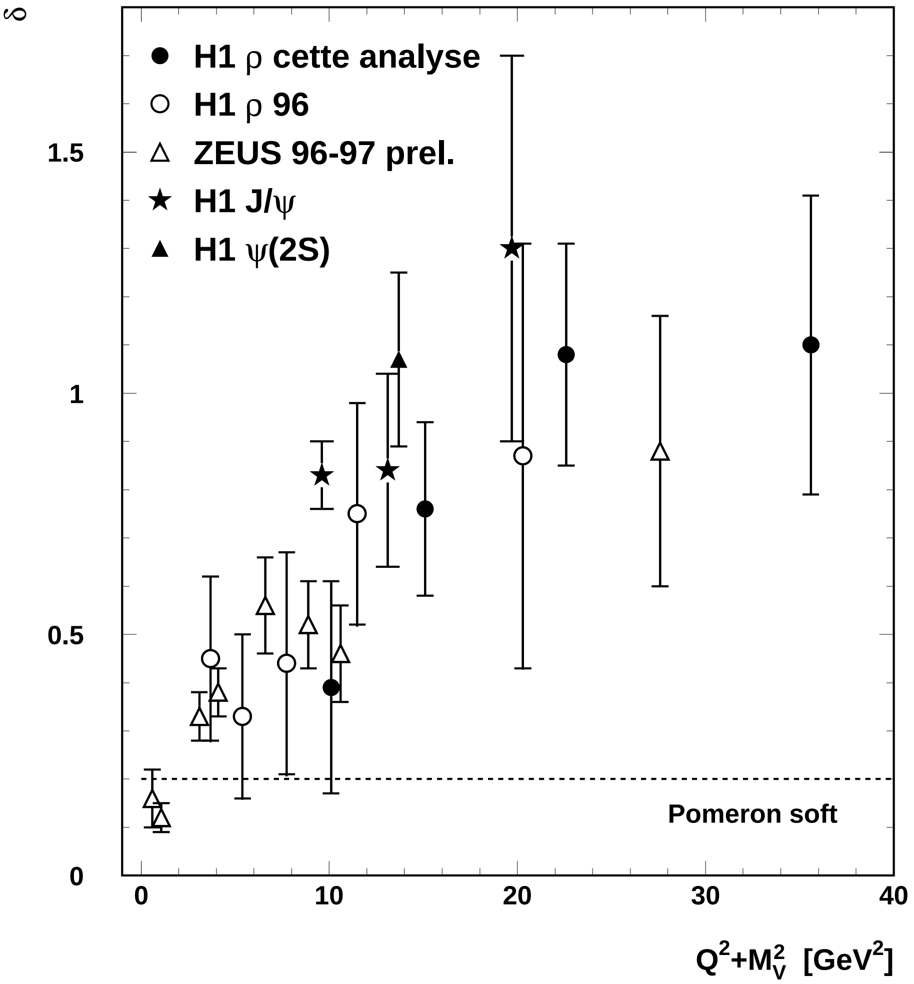


FIG. 6.6 – Valeurs du paramètre δ en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ obtenues dans ce travail et dans des études antérieures de la production diffractive élastique de mésons ρ , J/ψ et $\psi(2S)$ par les collaborations H1 [33, 39, 41] et ZEUS [48]. La ligne indique la valeur $\delta \simeq 0.22$ attendue en photoproduction pour la production de mésons vecteurs légers via l'échange d'un Pomeron "soft".

les grandes erreurs expérimentales, les données semblent indiquer une dépendance universelle en $(Q^2 + M_V^2)$ du paramètre δ, c'est-à-dire de la dépendance en W de la section efficace.

Les valeurs du paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ obtenues pour la production diffractive de mésons ρ peuvent également être comparées aux valeurs du paramètre λ décrivant la dépendance en x des interactions profondément inélastiques totales (voir section 1.2.2). Rappelons que ce paramètre est défini en paramétrisant la fonction de structure F_2 suivant la formule :

$$F_2(x, Q^2) \;=\; c(Q^2)\; x^{-\lambda(Q^2)}, \qquad (6.16)$$

et que, dans le cadre de la théorie de Regge, il est lié à la trajectoire du Pomeron par la relation $\lambda = \alpha_{I\!P}(0) - 1$. Pour les interactions profondément inélastiques totales, l'échelle dure du processus est Q^2 tandis que, pour la production diffractive de mésons vecteurs, nous avons choisi l'approximation du premier ordre $1/4(Q^2 + M_V^2)$. La figure 6.7 compare les valeurs de λ

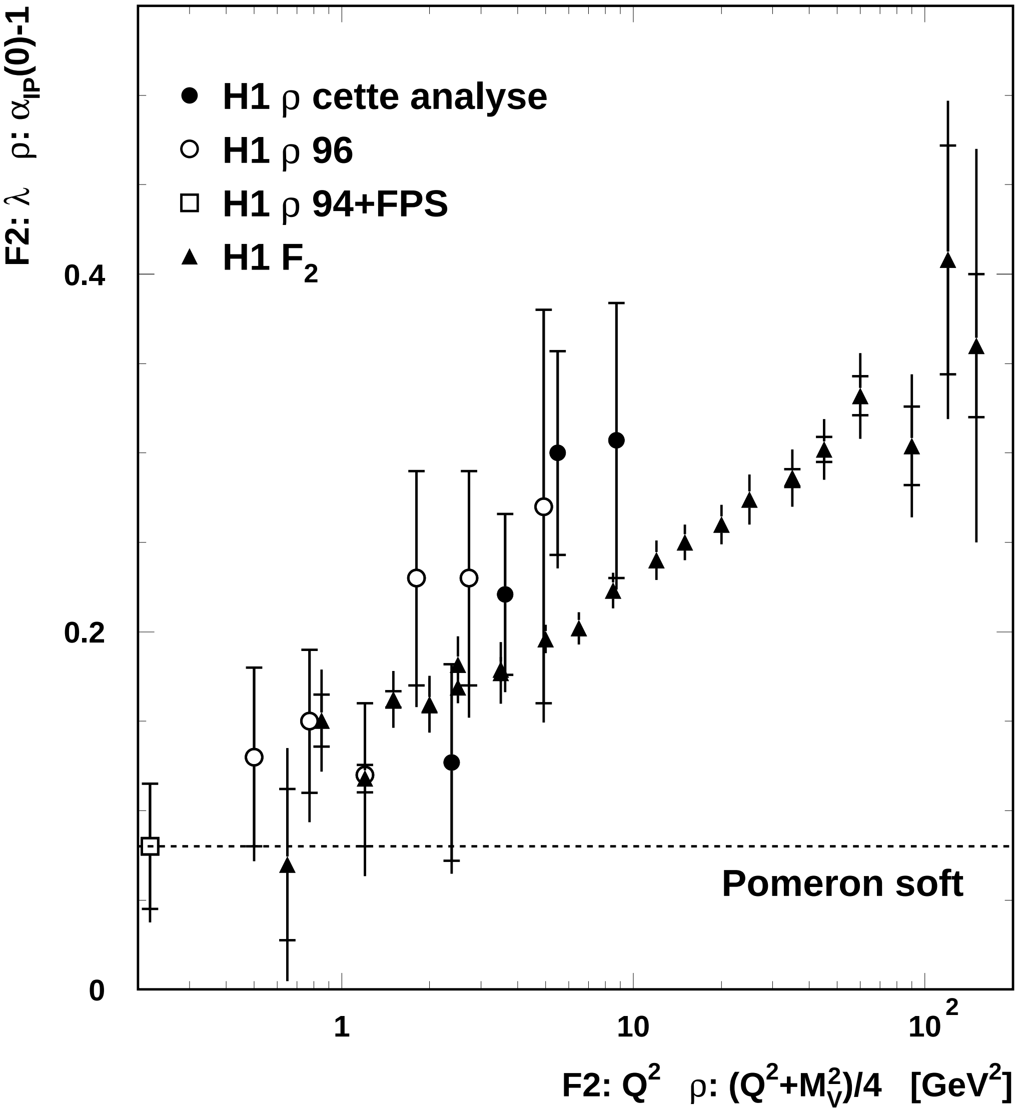


FIG. 6.7 – Comparaisons des valeurs du paramètre $\alpha_{I\!P}(0) - 1$ en fonction de $(Q^2 + M^2)/4$ obtenues dans cette analyse (cercles fermés) ainsi que lors d'études antérieures de la production diffractive de mésons ρ par l'expérience H1 en photoproduction [106] (carré) et en électroproduction [33] (cercles ouverts) et des valeurs de l'exposant λ (triangles) en fonction de Q^2 pour la paramétrisation $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)\, x^{-\lambda(Q^2)}$ de la fonction de structure F_2 pour $x \leq 0.01$ [23]. La ligne correspond à la valeur $\alpha_{I\!P}(0) - 1 = 0.08$ attendue pour l'échange d'un Pomeron "soft" [5].

obtenues par la collaboration H1 [23] en fonction de Q^2 et les valeurs de $\alpha_{I\!P}(0) - 1$ obtenues pour la production diffractive de mésons ρ dans cette analyse ainsi que lors d'études antérieures de la production diffractive de mésons ρ par l'expérience H1 en photoproduction [106] et en électroproduction [33] en fonction de $1/4(Q^2 + M_V^2)$. Malgré l'incertitude sur le choix de l'échelle et les grandes erreurs dans le cas de la production diffractive de mésons ρ, cette comparaison indique que les paramètres λ et $\alpha_{I\!P}(0)$ peuvent être interprétées comme représentant la même grandeur physique, bien qu'obtenus pour des processus différents.

6.4 Rapport des sections efficaces dissociative et élastique

Dans le cadre de la théorie de Regge, en supposant l'échange d'un seul Pomeron, il y a factorisation entre les vertex $p\mathbb{P}p$ ($p\mathbb{P}Y$ respectivement pour le canal dissociatif) et $\gamma^*\mathbb{P}\rho$, c'est-à-dire que l'amplitude de transition est proportionnelle au produit des couplages à chaque vertex. Le rapport des sections efficaces différentielles de production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton s'exprime alors comme :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma\left[ep \to e\rho Y\right]/\mathrm{d}t\mathrm{d}M_Y^2}{\mathrm{d}\sigma\left[ep \to e\rho p\right]/\mathrm{d}t} \propto \left[\frac{g_{\gamma^*\mathbb{P}\rho}(t,Q^2)\ G_{p\mathbb{P}Y}(t,M_Y)}{g_{\gamma^*\mathbb{P}\rho}(t,Q^2)\ g_{p\mathbb{P}p}(t)}\frac{(W^2/M_Y^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}{(W^2/W_0^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}\right]^2, \tag{6.17}$$

où $g_{\gamma^*\mathbb{P}p}$, $g_{p\mathbb{P}p}$ et $G_{p\mathbb{P}Y}$ sont les couplages correspondant aux différents vertex. Dans cette formule le couplage $g_{\gamma^*\mathbb{P}\rho}$ et la dépendance en W s'annulent. Le rapport des sections efficaces dissociative et élastique est donc indépendant de Q^2 à t et M_Y fixés. Comme le rapport des pentes exponentielles décrivant les dépendances en t pour les canaux dissociatif et élastique évolue avec Q^2, nous nous plaçons en $t = 0$ afin d'étudier l'hypothèse de factorisation de Regge.

Dans cette section, nous mesurons le rapport des sections efficaces diffractives de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton dans les domaines cinématiques suivants en Q^2 :

$$0.2 < Q^2 < 0.4\ \mathrm{GeV}^2, \tag{6.18}$$

pour les événements sélectionnés à l'aide du VLQ, et :

$$5 < Q^2 < 60\ \mathrm{GeV}^2, \tag{6.19}$$

pour les événements sélectionnés à l'aide du SpaCal. La limite inférieure du domaine en W utilisé est déterminée de telle sorte que la condition $M_Y^2/W^2 > 0.05$ qui définit le domaine diffractif (voir équation 1.11) soit satisfaite. D'autre part, la limite supérieure en W est choisie afin de couvrir le même domaine en W pour les échantillons sélectionnés à partir du VLQ et du SpaCal. Nous nous limitons donc dans cette section au domaine cinématique en W :

$$50 < W < 70\ \mathrm{GeV}. \tag{6.20}$$

Remarquons que ce domaine cinématique en W ne correspond pas aux mêmes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ dans les deux domaines en Q^2 considérés. Il faudrait pour ce placer dans les mêmes domaines en $x_{\mathbb{P}}$ sélectionner dans le domaine $5 < Q^2 < 60\ \mathrm{GeV}^2$, des événements à de plus grandes valeurs de W, ce qui est impossible en raison de la statistique disponible. Cependant on s'attend à des dépendances en W, c'est-à-dire en $x_{\mathbb{P}}$, identiques pour les canaux élastique et dissociatif et le choix de travailler à W fixé ne doit pas influencer nos résultats. Rappelons également, que pour les événements avec dissociation du proton, le domaine en M_Y est limité à $M_Y < 5$ GeV suite aux coupures sur les traces et les dépôts d'énergie non-associés aux deux pions de désintégration (voir figure 3.3).

Afin de limiter les effets liés à la dépendance en t de l'efficacité de l'élément de déclenchement DCRPh_Ta lors de la sélection des événements à l'aide du VLQ, nous n'utilisons pour mesurer le rapport à petit Q^2 que les événements avec $|t| < 0.5\ \mathrm{GeV}^2$, aussi bien pour les échantillons NOTAG que TAG. Par contre, pour les échantillons sélectionnés à l'aide du SpaCal, ce problème ne se pose pas, et nous utilisons tour les événements de l'échantillon TAG avec $|t| < 1\ \mathrm{GeV}^2$, les événements de l'échantillon NOTAG étant sélectionnés pour $|t| < 0.5$ GeV^2. Nous corrigeons ensuite la mesure du rapport pour les effets de ces coupures en $|t|$.

Nous commençons par comparer à la figure 6.8 les signaux observés dans le FMD et dans le PRT pour les échantillons TAG sélectionnés à l'aide du VLQ et du SpaCal. On n'observe pas de différence significative entre les deux échantillons, ce qui indique que la dépendance en M_Y et les effets liés aux efficacités des détecteurs avant sont les mêmes, dans les limites d'erreur, pour les deux domaines en Q^2. Nous pouvons donc utiliser les mêmes pondérations pour les détecteurs avant et la même dépendance en M_Y dans la simulation par Monte-Carlo pour corriger les données sélectionnées à l'aide du VLQ et du SpaCal.

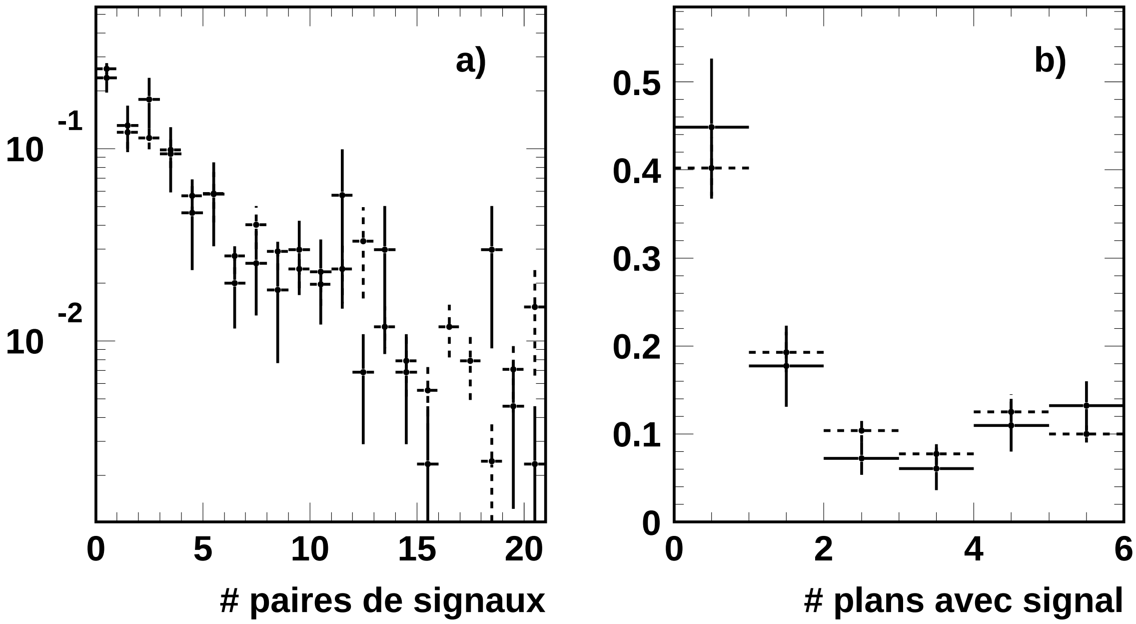


FIG. 6.8 – Distributions (a) du nombre de paires de signaux observés dans les trois premiers plans du FMD et (b) du nombre de plans du PRT pour lequel un signal est observé, pour les échantillons TAG sélectionnés à l'aide du SpaCal (traits pleins) et à l'aide de VLQ (traits discontinus), les distributions étant normalisées à l'unité.

Afin de mesurer le rapport des sections efficaces de production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, nous corrigeons les données des échantillons TAG et NOTAG pour les contaminations croisées entre les deux canaux, les bruits de fond de mésons ρ', ω et ϕ, les efficacités, les acceptances et les migrations, ainsi que pour les pertes induites par nos sélections en $|t|$. Les corrections d'efficacité, d'acceptance et les effets liés aux migrations s'annulent en grande partie dans le rapport et seules diffèrent les dépendances en t et les contaminations croisées entre les canaux élastique et dissociatif. Pour les échantillons sélectionnés à l'aide du VLQ, nous ne devons par appliquer de correction pour le phénomène de déformation de la distribution de la masse invariante, des résultats identiques étant obtenus pour le "skewing" pour les canaux élastique et dissociatif (voir section 4.1.2). La différence observée pour le "skewing" dans le cas des échantillons sélectionnés à l'aide du SpaCal (voir section 4.1.3) est traitée comme une erreur systématique dans la suite.

Le rapport intégré en t est donc donné par :

$$\frac{\sigma\,[ep \to e\rho Y]}{\sigma\,[ep \to e\rho p]} = \frac{N_{TAG}}{N_{NOTAG}} \frac{(1-F_{pdiss})/(1+R_{\rho'}^{pdiss}+R_{\omega}^{pdiss}+R_{\phi}^{pdiss})}{(1-F_{elas})/(1+R_{\rho'}^{elas}+R_{\omega}^{elas}+R_{\phi}^{elas})} \frac{C_{MC}^{pdiss}\;C_{t}^{pdiss}}{C_{MC}^{elas}\;C_{t}^{elas}}, \quad (6.21)$$

où N_{TAG} et N_{NOTAG} sont les nombres d'événements observés respectivement dans les échantillons TAG et NOTAG, F_{elas} et F_{pdiss} sont les fractions d'événements respectivement sans et avec dissociation du proton dans les échantillons respectivement TAG et NOTAG (voir section 3.5.4), $R_{\rho'}^{pdiss}$, R_{ω}^{pdiss}, R_{ϕ}^{pdiss}, $R_{\rho'}^{elas}$, R_{ω}^{elas} et R_{ϕ}^{elas} sont les rapports des nombres de mésons ρ', ω et ϕ par rapport au nombre d'événements de mésons ρ passant nos coupures, respectivement pour les canaux dissociatif et élastique (voir section 3.6), C_{MC}^{pdiss} et C_{MC}^{elas} sont les corrections pour les efficacités, les acceptances et les migrations obtenues à partir de la simulation par Monte-Carlo, respectivement pour les canaux dissociatif et élastique, et finalement C_{t}^{pdiss} et C_{t}^{elas} sont les corrections permettant de prendre en compte les pertes aux grandes valeurs de $|t|$ respectivement pour les canaux dissociatif et élastique (voir table 4.8).

La plupart des incertitudes systématiques s'annulent dans le rapport et seules les sources d'erreur suivantes doivent être prises en compte :

- l'incertitude de ±4% sur la fraction F_{pdiss} d'événements avec dissociation du proton dans l'échantillon NOTAG, qui provient principalement des incertitudes sur les efficacités des détecteurs avant. Cette incertitude est la même pour les échantillons VLQ et SpaCal. Cette incertitude influence la pente b_{elas}, puisque la fraction F_{pdiss} est utilisée pour la soustraction de la contamination en événements avec dissociation du proton lors de la mesure de la dépendance en t de la section efficace élastique. Afin de prendre en compte cette corrélation, la pente b_{elas} est recalculée en faisant varier la fraction F_{pdiss} dans les limites d'erreur ;
- l'incertitude de ±10% sur la fraction F_{elas} d'événements élastique dans l'échantillon TAG, cette contamination provenant de la présence de bruit de fond dans les détecteurs avant. Cette incertitude est la même pour les échantillons VLQ et SpaCal. A nouveau, la pente b_{pdiss} dépend de la fraction F_{elas} et cette corrélation est prise en compte comme ci-dessus ;
- l'erreur sur la correction d'efficacité C_{MC}^{pdiss} due à l'incertitude sur la paramétrisation en M_Y dans la simulation par Monte-Carlo de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton ;
- les erreurs non-corrélées aux fractions F_{pdiss} et F_{elas} sur les pentes b_{elas} et b_{pdiss} qui influencent les facteurs de correction C_{t}^{elas} et C_{t}^{pdiss} permettant de prendre en compte les pertes aux grandes valeurs de $|t|$. Ces erreurs sur les pentes b_{elas} et b_{pdiss} sont considérées comme non-corrélées et variées séparément ;
- la différence entre les effets de "skewing" pour les canaux élastique et dissociatif (échantillons Spacal).

Les erreurs liées aux fractions F_{pdiss} et F_{elas} et à la dépendance en M_Y doivent être considérées comme corrélées lors de la comparaison entre les deux domaines en Q^2 et nous les rassemblons en une erreur de normalisation globale.

Les résultats obtenus à partir de l'équation (6.21) pour le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton intégré en t sont présentés à la troisième colonne de la table 6.4 et à la figure 6.9a en fonction de Q^2. Dans le domaine cinématique correspondant au SpaCal, les erreurs systématiques liées aux dépendances en t sont plus grandes que pour le VLQ car les pentes b_{elas} et b_{pdiss} sont plus faibles qu'à petit Q^2, ce qui conduit à de plus grandes incertitudes sur les facteurs de correction C_{t}^{elas} et C_{t}^{pdiss}. Nous

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	$\frac{\sigma[ep\to e\rho Y]}{\sigma[ep\to e\rho p]}$	$\frac{(\mathrm{d}\sigma[ep\to e\rho Y]/\mathrm{d}t)\vert_{t=0}}{(\mathrm{d}\sigma[ep\to e\rho p]/\mathrm{d}t)\vert_{t=0}}$
0.2 - 0.4	0.3	$0.32 \pm 0.01\ ^{+0.01}_{-0.01}\ ^{+0.07}_{-0.08}$	$0.18 \pm 0.01\ ^{+0.003}_{-0.003}\ ^{+0.05}_{-0.05}$
5 - 60	9.3	$0.51 \pm 0.05\ ^{+0.11}_{-0.05}\ ^{+0.10}_{-0.09}$	$0.11 \pm 0.01\ ^{+0.02}_{-0.02}\ ^{+0.03}_{-0.02}$

TAB. 6.4 – Rapport des sections efficaces intégrées sur t et pour $t = 0$, pour la production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, pour deux intervalles en Q^2. La première erreur est l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique dues aux incertitudes sur les pentes b_{elas} et b_{pdiss} et la troisième l'erreur de normalisation globale.

avons également repris sur la figure 6.9a le résultat obtenu antérieurement par l'expérience H1 dans le domaine cinématique $7 < Q^2 < 35$ GeV^2, $60 < W < 180$ GeV [32]. On observe que le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton intégré en t augmente significativement avec Q^2. Remarquons cependant que ce rapport ne correspond pas à une valeur fixée de t.

Afin de nous affranchir des effets liés aux dépendance en t des sections efficaces et nous placer à une valeur de t fixée, nous mesurons le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton en $t = 0$ suivant la formule :

$$\frac{\left(\mathrm{d}\sigma\left[ep \to e\rho Y\right]/\mathrm{d}t\right)\big|_{t=0}}{\left(\mathrm{d}\sigma\left[ep \to e\rho p\right]/\mathrm{d}t\right)\big|_{t=0}} = \frac{\sigma\left[ep \to e\rho Y\right]}{\sigma\left[ep \to e\rho p\right]}\,\frac{b_{pdiss}}{b_{elas}}, \tag{6.22}$$

où le premier facteur du membre de droite est calculé suivant l'équation (6.21) et où b_{elas} et b_{pdiss} sont les paramètres de pente obtenus par des ajustements de la forme $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t| \propto \exp(-b|t|)$, respectivement pour les canaux élastique et dissociatif (voir section 4.2). Les erreurs systématiques sont les mêmes que pour le rapport intégré en t.

Les mesures du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton en $t = 0$ obtenues à partir de l'équation (6.22) sont présentées à la quatrième colonne de la table 6.4 et à la figure 6.9b en fonction de Q^2. A nouveau, on observe une évolution significative avec Q^2, celle-ci est cependant de sens contraire par rapport au rapport intégré en t. Ce renversement est dû au rapport des pentes avec et sans dissociation du proton pour les échantillons VLQ et SpaCal, respectivement $4.8/8.2 = 0.59$ et $1.5/6.7 = 0.22$.

Le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton en $t = 0$ peut également être estimé directement à partir du rapport des normalisations des ajustements aux dépendances en $|t|$. Dans ce cas, seule l'erreur provenant des ajustements aux dépendances en t doit être considérée en plus de l'erreur de normalisation globale. La table 6.5 reprend les normalisations des ajustements aux dépendances en $|t|$ réalisés à la section 4.2 ainsi que le rapport en $t = 0$ obtenu par cette méthode. Ce dernier est également présenté à la figure 6.9b en fonction de Q^2. La différence observée pour les échantillons VLQ par rapport au résultat de la table 6.4 est due aux excès d'événements à petit t ; rappelons à ce propos que la qualité des ajustements en t pour le VLQ est médiocre. Ces résultats confirment donc l'évolution en Q^2 du rapport.

La diminution avec Q^2 du rapport en $t = 0$ des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton implique la brisure de la factorisation de Regge entre les vertex $p\mathbb{P}p$ ($p\mathbb{P}Y$ pour la dissociation du proton) et $\gamma^*\mathbb{P}\rho$.

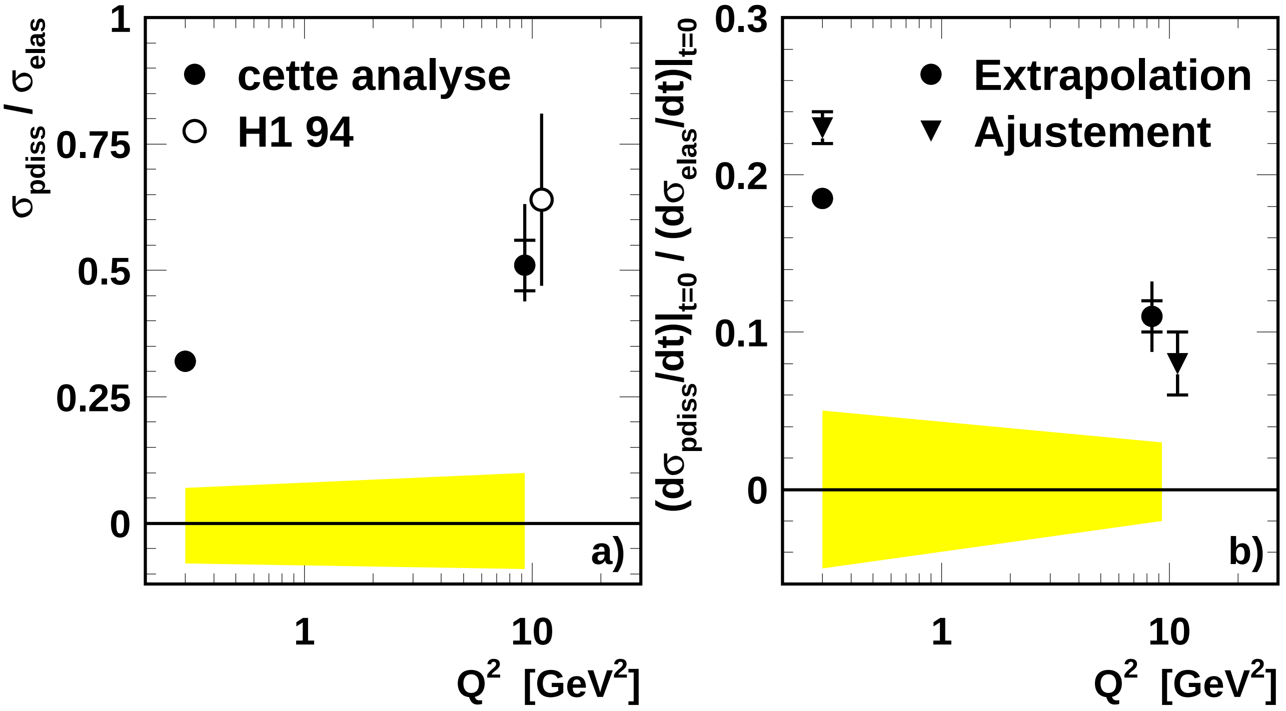


Fig. 6.9 – Evolution en Q^2 du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton (a) intégré en t pour cette analyse (cercles fermés) et lors d'une analyse antérieure de la collaboration H1 [32] (cercle ouvert) ; (b) en $t = 0$ obtenu par extrapolation suivant la formule (6.22) (cercles) et obtenu à partir d'ajustements aux dépendances en t (triangles). Les erreurs comprennent l'erreur statistique et les erreurs systématique non-corrélées ajoutées quadratiquement, l'erreur statistique étant indiquée par des traits horizontaux. Les bandes en grisé correspondent, pour le rapport intégré en t et le rapport en $t = 0$ obtenu par extrapolation suivant la formule (6.22), à l'erreur de normalisation globale dues aux incertitudes sur les contaminations croisées entre les canaux élastique et dissociatif et sur la dépendance en M_Y dans la simulation.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	$(\mathrm{d}N_{elas}/\mathrm{d}t)\|_{t=0}$	$(\mathrm{d}N_{pdiss}/\mathrm{d}t)\|_{t=0}$	$\frac{(\mathrm{d}\sigma[ep\to e\rho Y]/\mathrm{d}t)\|_{t=0}}{(\mathrm{d}\sigma[ep\to e\rho p]/\mathrm{d}t)\|_{t=0}}$
0.2 - 0.4	20507 ± 1147	44755 ± 1069	$0.23 \pm 0.01\ ^{+0.01}_{-0.01}$
5 - 60	1139 ± 164	7080 ± 458	$0.08 \pm 0.02\ ^{+0.02}_{-0.01}$

Tab. 6.5 – Estimation du rapport des sections efficaces de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton en $t = 0$, à partir du rapport des normalisations des ajustements aux dépendances en $|t|$, pour deux intervalles en Q^2. La première erreur est l'erreur provenant des ajustements en t et la seconde l'erreur de normalisation globale.

Conclusions

Dans ce travail, nous avons étudié la production diffractive de mésons ρ dans les interactions électron-proton à haute énergie. On distingue d'une part le canal élastique : $e^+ + p \to e^+ + \rho + p$, et d'autre part le canal dissociatif : $e^+ + p \to e^+ + \rho + Y$, où Y représente le système hadronique issu de la dissociation du proton. Nous avons travaillé dans les deux domaines cinématiques $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, $30 < W < 70$ GeV et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV, où Q^2 est l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon échangé et W est l'énergie disponible dans le centre de masse photon-proton. D'autre part, nous nous limitons au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2 pour le canal élastique et au domaine $|t| < 1.0$ GeV^2 pour le canal dissociatif, où t est le carré de l'impulsion transférée au vertex du proton. Les données utilisées ont été accumulées auprès du collisionneur HERA par l'expérience H1 au cours de l'année 2000 et correspondent à une luminosité intégrée de 42.4 pb^{-1}.

Le contexte général de ce travail est l'étude des interactions diffractives à HERA qui s'interprètent, dans le cadre de la théorie de Regge, par l'interaction entre une fluctuation hadronique du photon intermédiaire et le proton, via l'échange d'un objet portant les nombres quantiques du vide, le Pomeron. La compréhension des interactions diffractives dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) et l'étude de la structure en quarks et gluons du Pomeron a un caractère essentiel en physique des particules élémentaires dans la mesure où la diffraction gouverne la limite à haute énergie des sections efficaces totales hadron-hadron. L'étude de la production diffractive de mésons ρ constitue un laboratoire précieux pour étudier la transition en fonction de Q^2 entre dépendance faible de la section efficace en l'énergie, typique des interactions hadron-hadron à petit Q^2, et l'augmentation plus rapide prédite à grand Q^2 par les modèles basés sur une approche perturbative de la théorie QCD.

Après la présentation du dispositif expérimental au deuxième chapitre, nous avons consacré le troisième chapitre de cette thèse à la présentation de la sélection des événements et des aspects techniques de l'analyse. Les détecteurs avant sur lesquels se fonde la séparation des canaux élastique et dissociatif de la production diffractive de mésons ρ ont été étudiés en détail. Les bruits de fond présents dans nos échantillons ont été estimés. Finalement nous avons déterminé les corrections à apporter aux données afin de prendre en compte les efficacités de sélection, les acceptances du détecteur, les migrations entre intervalles cinématiques et les effets des corrections radiatives.

Dans la première partie du quatrième chapitre, nous avons étudié la distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ des deux pions de désintégration du mésons ρ. Un signal clair de production diffractive de mésons ρ est observé dans les deux domaines en Q^2 aussi bien pour le canal élastique que pour le canal dissociatif, mais la distribution est décalée vers les petites masses par rapport à une distribution de Breit-Wigner relativiste (phénomène de "skewing"). Le "skewing" est prédit lorsque l'on prend en compte l'interférence entre les productions résonante d'un méson ρ et non-résonante d'une paire de pions. Nous avons utilisé les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding qui décrivent bien les données, afin de quantifier cet effet. Dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, des résultats identiques sont obtenus pour les canaux élastique et dissociatif et l'amplitude de la déformation du spectre de masse invariante diminue lorsque $|t|$ augmente. Une telle dépendance en t du "skewing" a également été observée pour la photoproduction diffractive de mésons ρ et est prédite sur base de paramétrisations phénoménologiques des productions résonante d'un méson ρ et non-résonante d'une paire de pions. Pour le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, un faible écart est observé entre les canaux élastique et dissociatif pour l'amplitude de la déformation du spectre de masse invariante et aucune dépendances en t n'a pu être mise en évidence dans les limites d'erreur. Par contre le "skewing" diminue avec Q^2 pour le canal élastique.

Nous avons consacré la seconde partie du quatrième chapitre à l'étude des dépendances en t des productions diffractives de mésons ρ avec et sans dissociation du proton. Les données ont été paramétrisées suivant une dépendance exponentielle décroissante de pente b. Dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, un terme quadratique est cependant nécessaire pour décrire les données. Dans le domaine cinématique $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2, nous obtenons pour b les valeurs 8.2 ± 0.1 (stat.)$^{+0.2}_{-0.2}$ (syst.) et 4.8 ± 0.2 (stat.)$^{+0.9}_{-0.6}$ (syst.), respectivement pour le canal élastique et le canal dissociatif, tandis que dans le domaine cinématique $5 < Q^2 < 60$ GeV^2, nous obtenons 6.7 ± 0.3 (stat.)$^{+0.4}_{-0.4}$ (syst.) et 1.5 ± 0.2 (stat.)$^{+0.4}_{-0.5}$ (syst.), respectivement pour le canal élastique et le canal dissociatif. Les pentes b sont plus petites pour le canal dissociatif que pour le canal élastique, reflétant le fait que dans le cas dissociatif l'interaction n'a pas lieu de manière cohérente sur l'ensemble du proton comme dans le cas élastique, mais sur un quark constituant. L'écart entre les pentes b élastique et dissociative est de l'ordre de 4 GeV^{-2}, en accord avec la contribution attendue pour le facteur de forme du proton. Une décroissance des pentes b est observée, aussi bien pour le canal élastique que pour le canal dissociatif, lorsque Q^2 augmente. Cette propriété peut s'interpréter comme provenant de la diminution de la taille transverse de l'objet entrant en interaction au vertex supérieur lorsque sa masse virtuelle Q^2 augmente. En d'autres termes, à grand Q^2 l'interaction a lieu à petite distance transverse, ce qui suggère la validité d'une approche perturbative de la théorie QCD dans ce domaine. Pour le canal élastique à $Q^2 \gtrsim 10$ GeV^2, les pentes b sont de l'ordre de $4 - 5$ GeV^{-2}, c'est-à-dire des valeurs compatibles avec celles observées pour la photoproduction de mésons J/ψ. En regroupant les résultats obtenus pour les productions diffractives élastiques de mésons ρ, ϕ, J/ψ et $\psi(2S)$ en fonction de $Q^2 + M_V^2$, où M_V est la masse du méson vecteur, un comportement universel des pentes b est observé dans les limites d'erreur, en accord avec ce qui est attendu dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD.

Afin d'étudier le phénomène de "shrinkage", attendu dans la théorie de Regge et observé pour les interactions hadron-hadron mais prédit comme très faible dans les approches perturbatives de la théorie QCD, nous avons étudié d'une part la dépendance en l'énergie W de la pente b pour le canal élastique et d'autre part la dépendance en énergie W de la section efficace en fonction de t. Les grandes erreurs statistiques ne nous ont pas permis de distinguer entre les valeurs $\alpha'_{I\!P} = 0.25$ GeV^{-2} et $\alpha'_{I\!P} = 0$ GeV^{-2}, et la présence ou non de "shrinkage" reste une question ouverte.

Nous avons présenté au cinquième chapitre la mesure des éléments de la matrice densité de spin du méson ρ dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2. Les éléments de matrice r^{04}_{00}, r^{04}_{1-1} et r^{1}_{1-1} ainsi que les combinaisons $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$ ont été extraits dans un premier temps à partir des distributions angulaires en $\cos\theta^*$, φ, Φ et ψ qui caractérisent la production et la désintégration du méson ρ dans le système d'hélicité. Dans un second temps, l'ensemble des 15 éléments de la matrice densité de spin ont été mesurés à l'aide de la méthode des moments, en prenant la moyenne des projections des distributions angulaires sur un ensemble de fonctions orthogonales. Dans les deux cas, nous avons étudié les dépendances des éléments de la matrice densité de spin en fonction des variables cinématiques Q^2, W, t et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ et, à l'exception de la dépendance en t, nous nous sommes restreint au domaine $|t| < 0.5$ GeV^2.

Nous obtenons des valeurs non nulles pour les combinaisons $r^5_{00}+2r^5_{11}$ et $r^1_{00}+2r^1_{11}$ à partir de l'étude de la distribution angulaire en Φ, ainsi que pour les éléments de matrice Re r^{04}_{10}, Re r^1_{10}, Im r^2_{10}, r^5_{00} et r^5_{11} à partir de la méthode des moments. Ces résultats impliquent la violation de l'hypothèse de la conservation de l'hélicité dans le canal s (SCHC) selon laquelle ces éléments de matrice devraient être nuls. Les effets les plus significatifs sont observés pour l'élément de matrice r^5_{00} ainsi que pour les combinaisons $r^5_{00} + 2r^5_{11}$ et $r^1_{00} + 2r^1_{11}$, et la violation de SCHC augmente avec $|t|$. Par contre dans les limites d'erreur, aucune dépendance de la violation de SCHC n'a été observée en fonction de Q^2, W et de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les mesures de r^5_{00} nous ont permis d'estimer que le rapport de l'amplitude dominante avec changement simple d'hélicité T_{01} aux amplitudes sans changement d'hélicité varie de (1.9 ±2.1 (stat.) ±1.4 (syst.))% pour $|t| = 0.03$ GeV^2 à (13.7±2.9 (stat.) ±7.2 (syst.))% pour $|t| = 0.7$ GeV^2. Les modèles basés sur un approche perturbative de la théorie QCD permettent, en prenant compte le mouvement de Fermi transverse des quarks, de prédire la violation de SCHC et la dépendance en $|t|$ de celle-ci, l'effet le plus significatif étant attendu pour l'élément de matrice r^5_{00}, qui est proportionnel au produit des amplitudes dominantes sans changement d'hélicité T_{00} et avec changement simple d'hélicité T_{01}.

Pour l'élément de matrice r^{04}_{00}, qui représente la probabilité pour que le méson ρ soit produit avec une polarisation longitudinale, on observe une forte augmentation avec Q^2. Par contre, dans les limites d'erreur, l'élément de matrice r^{04}_{00} apparaît indépendant de variables W, t et de la masse invariante dans le domaine cinématique étudié. Sous l'approximation SCHC, l'élément de matrice r^{04}_{00} permet de calculer le rapport R des sections efficaces longitudinale σ_L et transverse σ_T pour la production diffractive de mésons ρ. Nous avons extrait le rapport R en fonction de Q^2 pour $|t| < 0.5$ GeV^2 et observons une augmentation significative avec Q^2 : pour $Q^2 \gtrsim 2$ GeV^2, la section efficace longitudinale domine la section efficace transverse et des valeurs de l'ordre de $R \simeq 7$ sont atteintes pour $Q^2 \simeq 30$ GeV^2. L'indépendance de r^{04}_{00} en en t implique que les sections efficaces longitudinale et transverse ont des comportements similaires en t, ce qui contredit l'idée selon laquelle la section efficace transverse serait affectée d'importants effets non-perturbatifs. Finalement, l'approximation SCHC a été utilisée afin de mesurer la phase δ entre les amplitudes longitudinale et transverse pour $|t| < 0.5$ GeV^2 : nous obtenons $\cos\delta = 0.95 \pm 0.02$(stat.) $\pm$ 0.01(syst.), c'est-à-dire que ces deux amplitudes sont presque en phase.

La section efficace élastique $\gamma^* p \to \rho p$ a été mesurée dans le domaine cinématique $8 < Q^2 < 60$ GeV^2, $40 < W < 180$ GeV. La dépendance en Q^2 de celle-ci peut être décrite suivant la paramétrisation $\sigma\,[\gamma^* p \to \rho p] \propto 1/(Q^2 + m^2_\rho)^n$, avec $n = 2.61 \pm 0.04$. Remarquons cependant que cette paramétrisation ne permet pas de reproduire les données aux plus petites valeurs de Q^2, une valeur plus faible du paramètre n étant nécessaire. Dans le cadre d'une approche perturbative de la théorie QCD, on s'attend en première approximation à une dépendance en Q^{-6} pour la section efficace longitudinale. Il faut cependant prendre en compte les dépendances en Q^2 intervenant dans la constante de couplage forte et la densité de gluons, ainsi que la contribution provenant de la section efficace transverse.

Nous avons également mesuré la dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ pour quatre valeurs de Q^2. On observe que la section efficace augmente de plus en plus rapidement avec l'énergie W lorsque Q^2 augmente. L'intercept $\alpha_{I\!P}(0)$ de la trajectoire de Regge du Pomeron a été extraite à partir de ces mesures. Pour les modèles basés sur l'approche perturbative de la théorie QCD, la section efficace de production diffractive de mésons ρ est proportionnelle au carré de la densité de gluons dans le proton. La densité de gluons augmentant rapidement en fonction de Q^2 à petit x, c'est-à-dire à grand W ($x \propto 1/W^2$), une dépendance "dure" en l'énergie W de la section efficace est prédite par ces modèles. Nos résultats indiquent que le paramètre $\alpha_{I\!P}(0)$ augmente significativement avec Q^2 et révèle à grand Q^2 un comportement "dur" incompatible avec la valeur $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ caractéristique des interactions hadron-hadron "soft". Malgré les grandes erreurs expérimentales, les données indiquent une dépendance universelle de la section efficace en W pour les mésons vecteurs ρ, J/ψ et $\psi(2S)$ lorsque celle-ci est étudiée en fonction de $Q^2 + M_V^2$. De plus nos mesures de $\alpha_{I\!P}(0) - 1$ apparaissent également compatibles avec les paramètres λ extraits de la dépendance en x de la fonction de structure du proton F_2 suivant la paramétrisation $F_2 \propto x^{-\lambda}$.

Enfin, nous avons étudié le rapport des sections efficaces de production diffractive de mésons ρ avec et sans dissociation du proton, dans les domaines $0.2 < Q^2 < 0.4$ GeV^2 et $5 < Q^2 < 60$ GeV^2. Le rapport en $t = 0$ diminue avec Q^2, ce qui implique la brisure de la factorisation de Regge entre les vertex $pI\!Pp$ ($pI\!PY$ pour la dissociation du proton) et $\gamma^* I\!P\rho$.

Dans un avenir proche, nous envisageons d'étudier la structure en hélicité aux plus grandes valeurs de $|t|$, ce qui permettrait d'étudier plus avant la violation de SCHC et son interprétation dans des modèles basés sur l'approche perturbative de la théorie QCD. En particulier, un ajustement du modèle de Ivanov et Kirshner à la fois en les variables Q^2 et t pourra être réalisé. A plus long terme, l'installation d'un nouveau spectromètre à proton en avril 2003 dans l'expérience H1 permettra de collecter un large échantillon pour la production élastique de mésons ρ qui ne sera pas affecté d'une contamination en événements avec dissociation du proton.

Annexe A

Définition des éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité.

Dans cette annexe, nous donnons l'expression des 15 éléments de matrice de densité de spins en fonction des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$.

$$r^{04}_{00} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\left[\frac{1}{2N_T}\left(|T_{01}|^2 + |T_{0-1}|^2\right) + \frac{\varepsilon R}{N_L}|T_{00}|^2\right], \tag{A.1}$$

$$\mathrm{Re}\, r^{04}_{10} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\mathrm{Re}\left[\frac{1}{2N_T}\left(T_{11}T^\dagger_{01} + T_{1-1}T^\dagger_{0-1}\right) + \frac{\varepsilon R}{N_L}T_{10}T^\dagger_{00}\right], \tag{A.2}$$

$$r^{04}_{1-1} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\left[\frac{1}{2N_T}\left(T_{11}T^\dagger_{-11} + T_{1-1}T^\dagger_{-1-1}\right) + \frac{\varepsilon R}{N_L}T_{10}T^\dagger_{-10}\right], \tag{A.3}$$

$$r^{1}_{00} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\left(T_{0-1}T^\dagger_{01} + T_{01}T^\dagger_{0-1}\right), \tag{A.4}$$

$$r^{1}_{11} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\left(T_{1-1}T^\dagger_{11} + T_{11}T^\dagger_{1-1}\right), \tag{A.5}$$

$$\mathrm{Re}\, r^{1}_{10} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\,\mathrm{Re}\left(T_{1-1}T^\dagger_{01} + T_{11}T^\dagger_{0-1}\right), \tag{A.6}$$

$$r^{1}_{1-1} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\left(T_{1-1}T^\dagger_{-11} + T_{11}T^\dagger_{-1-1}\right), \tag{A.7}$$

$$\mathrm{Im}\, r^{2}_{10} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\,\mathrm{Im}\left[i\left(T_{1-1}T^\dagger_{01} - T_{11}T^\dagger_{0-1}\right)\right], \tag{A.8}$$

$$\mathrm{Im}\, r^{2}_{1-1} = \frac{1}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{2N_T}\,\mathrm{Im}\left[i\left(T_{1-1}T^\dagger_{-11} - T_{11}T^\dagger_{-1-1}\right)\right], \tag{A.9}$$

$$r^{5}_{00} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\left[\mathrm{Re}\left(T_{00}T^\dagger_{01}\right) - \mathrm{Re}\left(T_{00}T^\dagger_{0-1}\right)\right], \tag{A.10}$$

$$r^{5}_{11} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\left[\mathrm{Re}\left(T_{10}T^\dagger_{11}\right) - \mathrm{Re}\left(T_{10}T^\dagger_{1-1}\right)\right], \tag{A.11}$$

$$\mathrm{Re}\, r^{5}_{10} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\,\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(T_{10}T^\dagger_{01} + T_{11}T^\dagger_{00} - T_{10}T^\dagger_{0-1} - T_{1-1}T^\dagger_{00}\right), \tag{A.12}$$

$$r^{5}_{1-1} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\,\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\,\frac{1}{2}\left(T_{10}T^\dagger_{-11} + T_{11}T^\dagger_{-10} - T_{10}T^\dagger_{-1-1} - T_{1-1}T^\dagger_{-10}\right), \tag{A.13}$$

$$\mathrm{Im}\, r^6_{10} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(T_{10}T^\dagger_{01} - T_{11}T^\dagger_{00} + T_{10}T^\dagger_{0-1} - T_{1-1}T^\dagger_{00}\right), \tag{A.14}$$

$$\mathrm{Im}\, r^6_{1-1} = \frac{\sqrt{R}}{1+\varepsilon R}\frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}}\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(T_{10}T^\dagger_{-11} - T_{11}T^\dagger_{-10} + T_{10}T^\dagger_{-1-1} - T_{1-1}T^\dagger_{-10}\right), \tag{A.15}$$

où N_L et N_T sont les facteurs de normalisation longitudinale et transverse donnés par les relations suivantes :

$$N_L = |T_{00}|^2 + |T_{10}|^2 + |T_{-10}|^2 \tag{A.16}$$

$$N_T = \frac{1}{2}\left[|T_{11}|^2 + |T_{-1-1}|^2 + |T_{01}|^2 + |T_{0-1}|^2 + |T_{1-1}|^2 + |T_{-11}|^2\right]. \tag{A.17}$$

Le rapport des sections efficaces longitudinales et transverses R est donné par :

$$R = \frac{N_L}{N_T}, \tag{A.18}$$

et ε est le paramètre de polarisation donné par :

$$\varepsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}. \tag{A.19}$$

Bibliographie

[1] K. Goulianos, "Diffractive Interactions Of Hadrons At High-Energies", Phys. Rept. **101** (1983) 169.

[2] P. D. Collins, "An Introduction To Regge Theory And High-Energy Physics", Cambridge Univ. Pr., 1977.

[3] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group], Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.

[4] V. N. Bolotov *et al.*, "Negative Pion Charge Exchange Scattering On Protons In The Momentum Range 20-50 Gev/C", Nucl. Phys. B **73** (1974) 365.

[5] A. Donnachie and P. V. Landshoff, "Total cross-sections", Phys. Lett. B **296** (1992) 227.

[6] A. Donnachie and P. V. Landshoff, "Multi - Gluon Exchange In P P Elastic Scattering", Phys. Lett. B **123** (1983) 345 ;
A. Donnachie and P. V. Landshoff, "P P And Anti-P P Elastic Scattering", Nucl. Phys. B **231** (1984) 189 ;
A. Donnachie and P. V. Landshoff, "Elastic Scattering And Diffraction Dissociation", Nucl. Phys. B **244** (1984) 322.

[7] S. Abatzis *et al.* [WA91 Collaboration], "Observation of a narrow scalar meson at 1450-MeV in the reaction p p → p(f) (pi+ pi- pi+ pi-) p(s) at 450-GeV/c using the CERN Omega Spectrometer", Phys. Lett. B **324** (1994) 509.

[8] J. R. Cudell, K. Kang and S. K. Kim, "Simple Pole Fits to pp and pbar p Total Cross Sections and Real Parts", Phys. Lett. B **395** (1997) 311.

[9] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Deep-inelastic inclusive ep scattering at low x and a determination of α_s", Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33.

[10] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron proton collisions at large momentum transfer", Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609.

[11] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of the neutral current cross section and F_2 structure function for deep inelastic $e + p$ scattering at HERA," Eur. Phys. J. C **21** (2001) 443.

[12] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of high-Q^2 charged-current $e + p$ deep inelastic scattering cross sections at HERA", Eur. Phys. J. C **12** (2000) 411.

[13] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], "Measurement of the proton and deuteron structure functions, F2(p) and F2(d), and of the ratio sigma(L)/sigma(T)", Nucl. Phys. B **483** (1997) 3.

[14] A. C. Benvenuti *et al.* [BCDMS Collaboration], "A High Statistics Measurement Of The Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ And R From Deep Inelastic Muon Scattering At High Q^2", Phys. Lett. B **223** (1989) 485.

[15] M. R. Adams *et al.* [E665 Collaboration], "Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470-GeV", Phys. Rev. D **54** (1996) 3006.

[16] R. Wallny, "A Measurement of the Gluon Distribution in the Proton and of the Strong Coupling Constant alpha's from Inclusive Deep-Inelastic Scattering", Dissertation, Universität Zürich, 2001.

[17] E. D. Bloom *et al.*, "High-Energy Inelastic *ep* Scattering At 6-Degrees And 10-Degrees", Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.

[18] M. Breidenbach *et al.*, "Observed Behavior Of Highly Inelastic Electron - Proton Scattering", Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[19] J. D. Bjorken, "Asymptotic Sum Rules At Infinite Momentum", Phys. Rev. **179** (1969) 1547.

[20] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, "Inelastic Electron Proton And Gamma Proton Scattering, And The Structure Of The Nucleon", Phys. Rev. **185** (1969) 1975.

[21] R. P. Feynman, "Very High-Energy Collisions Of Hadrons", Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[22] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "On the rise of the proton structure function F2 towards low x", Phys. Lett. B **520** (2001) 183.

[23] H1 Collaboration, "Measurement of the Deep Inelastic Scattering Cross Section at $Q^2 \sim 1$ GeV^2 with the H1 Experiment", Contrib. pap. 975 to the 31st International Conference on High Energy Physics, Amsterdam 2002.

[24] T. Ahmed *et al.* [H1 Collaboration], "Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA", Nucl. Phys. B **429** (1994) 477.

[25] T. Ahmed *et al.* [H1 Collaboration], "Observation of hard processes in rapidity gap events in γp interactions at HERA", Nucl. Phys. B **435** (1995) 3.

[26] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Observation of hard scattering in photoproduction events with a large rapidity gap at HERA". Phys. Lett. B **346** (1995) 399.

[27] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA", Phys. Lett. B **315** (1993) 481.

[28] H1 Collaboration, "Measurement of the diffractive structure function $F_2^{D(3)}$", Contrib. pap. 808 to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Budapest 2001.

[29] K. Schilling and G. Wolf, "How to analyse vector meson production in inelastic lepton scattering", Nucl. Phys. **B61** (1973) 381.

[30] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic photoproduction of the ρ^0 mesons at HERA", Nucl. Phys. B **463** (1996) 3.

[31] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic Electroproduction of ρ^0 and J/Ψ Mesons at large Q 2 at HERA," Nucl. Phys. B **468** (1996) 3.

[32] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Proton dissociative rho and elastic Phi electroproduction at HERA", Z. Phys. C **75** (1997) 607.

[33] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic electroproduction of rho mesons at HERA," Eur. Phys. J. C **13** (2000) 371.

[34] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], " A measurement of the t dependence of the helicity structure of diffractive ρ meson electroproduction at HERA", Phys. Lett. B **539** (2002) 25.

[35] H1 Collaboration, "Photoproduction of ρ Mesons with a Leading Proton", Contrib. pap. 991 to the 31st International Conference on High Energy Physics, Amsterdam 2002.

[36] H1 Collaboration, "Investigation of Pomeron- and Odderon Induced Photoproduction of Mesons Decaying to Pure Multiphoton Final States at HERA", Contrib. pap. 997 to the 31st International Conference on High Energy Physics, Amsterdam 2002.

[37] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of elastic electroproduction of Phi mesons at HERA", Phys. Lett. B **483** (2000) 360.

[38] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA" Nucl. Phys. B **472** (1996) 3.

[39] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA", Eur. Phys. J. C **10** (1999) 373.

[40] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Photo-production of psi(2S) mesons at HERA", Phys. Lett. B **421** (1998) 385.

[41] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic photoproduction of J/ψ and Υ mesons at HERA", Phys. Lett. B **483** (2000) 23.

[42] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Diffractive Photoproduction of $\psi(2S)$ Mesons at HERA", Phys. Lett. B **541** (2002) 251.

[43] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of Elastic ρ^0 Photoproduction at HERA", Z. Phys. C **69** (1995) 39.

[44] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], "Elastic and proton-dissociative ρ^0 photoproduction at HERA," Eur. Phys. J. C **2** (1998) 247.

[45] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "The ZEUS leading proton spectrometer and its use in the measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA", Z. Phys. C **73** (1997) 253.

[46] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], "Exclusive electroproduction of ρ^0 and J/ψ mesons at HERA," Eur. Phys. J. C **6** (1999) 603.

[47] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaborations], "Measurement of the spin-density matrix elements in exclusive electroproduction of ρ^0 mesons at HERA," Eur. Phys. J. C **12** (2000) 393.

[48] ZEUS Collaboration, "Exclusive electroproduction of ρ^0 mesons at HERA", Contrib. pap. 594 to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Budapest 2001.

[49] ZEUS Collaboration, "Exclusive and proton-dissociative electroproduction of of ρ^0 mesons at HERA", Contrib. pap. 818 to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Amsterdam 2002.

[50] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of Elastic ϕ Photoproduction at HERA", Phys. Lett. B **377** (1996) 259.

[51] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of the Reaction $\gamma^* p \to \phi p$ in Deep Inelastic e^+p Scattering at HERA' Phys. Lett. B **380** (1996) 220.

[52] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA", Z. Phys. C **73** (1996) 73.

[53] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], " Measurement of the exclusive omega electroproduction at HERA", Phys. Lett. **B487** (2000) 273.

[54] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], "Measurement of diffractive photoproduction of vector mesons at large momentum transfer at HERA", Eur. Phys. J. C **14** (2000) 213.

[55] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], “Measurement of Elastic J/Ψ Photoproduction at HERA”, Z. Phys. C **75** (1997) 215.

[56] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], “Measurement of elastic Upsilon photoproduction at HERA”, Phys. Lett. B **437** (1998) 432.

[57] ZEUS Collaboration], “Energy dependence of exclusive vector-meson production in *ep* interactions at HERA”, Contrib. pap. 820 to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Amsterdam 2002.

[58] K. Ackerstaff et al [HERMES Collaboration], “Measurement of Angular Distributions and R=sigmaL/sigmaT in Diffractive Electroproduction of ρ^0 Mesons”, Eur. Phys. J. C **18** (2000) 303.

[59] W.D. Shambroom *et al.* [CHIO Collaboration], “Diffractive production of vector mesons in muon-proton scattering at 150 and 100 GeV”, Phys. Rev. D **26** (1982) 1.

[60] B. Clerbaux, “Elastic Electroproduction of Vector Mesons at HERA : Study of the scale of the interaction and measurment of the helicity amplitudes”, hep-ph/9908519.

[61] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin, “The Hadronic Properties Of The Photon In High-Energy Interactions”, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261 [Erratum-ibid. **51** (1979) 407].

[62] P. Marage, “La physique du neutrino à grand transfert de quadiimpulsion et à petit transfert d’énergie”, Thèse d’agrégation, Université Libre de Bruxelles, 1991.

[63] A. Donnachie and P. V. Landshoff, “Exclusive vector meson production at HERA”, Phys. Lett. B **348** (1995) 213.

[64] J. C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, “Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD”, Phys. Rev. D **56** (1997) 2982.

[65] A. D. Martin, M. G. Ryskin and T. Teubner, “The QCD description of diffractive rho meson electroproduction,” Phys. Rev. D **55** (1997) 4329.

[66] D. Y. Ivanov and R. Kirschner, “Polarization in diffractive electroproduction of light vector mesons”, Phys. Rev. D **58** (1998) 114026.

[67] I. P. Ivanov and N. N. Nikolaev, “Diffractive S and D wave vector mesons in deep inelastic scattering”, JETP Lett. **69** (1999) 294.

[68] M. G. Ryskin, “Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD”, Z. Phys. C **57** (1993) 89.

[69] S. J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller and M. Strikman, “Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD”, Phys. Rev. D **50** (1994) 3134.

[70] L. Frankfurt, W. Koepf and M. Strikman, “Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD”, Phys. Rev. D **54** (1996) 3194.

[71] I. Royen et J.R. Cudell, “Fermi Motion and Quark off-shellness in elastic vector meson production”, Nucl. Phys. B **545**, 505 (1999) ;
I. Royen, “Helicity in diffractive vector meson production” Phys. Lett. B **513** (2001) 337.

[72] E.V. Kuraev, N.N. Nikolaev et B.G. Zakharov, “Diffractive vector mesons beyond the s-channel helicity conservation”, JETP Lett. **68** (1998) 696.

[73] 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.

[74] A. Kwiatkowski, H.-J. Möhring and H. Spiesberger, "HERACLES : An Event Generator for ep Interactions at HERA energies including radiative processes : Version 1.0", Comput. Phys. Commun. **69** (1992), 155 and Proc. of the Workshop on Physics at HERA, W. Buchmüller and G. Ingelman ed., Hamburg (1992) 1294.

[75] B. List and A. Mastroberardino, in Proc. of the Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics, "DIFFVM : A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering", A.T. Doyle et al. ed., DESY-PROC-1999-02 (1999) 396.

[76] T. Sjostrand, "High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[77] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], "The H1 Detector At Hera", Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[78] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], "The H1 liquid argon calorimeter system", Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 460.

[79] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group], "The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter", Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.

[80] 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.

[81] H1 Collaboration, "Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers", http ://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/calo/vlq/TPVLQ.ps.Z.

[82] P. Biddulph *et al.*, "The H1 forward muon spectrometer", Nucl. Instrum. Meth. A **340** (1994) 304.

[83] B. List, "Diffraktive J/ψProduktion in Elektron-Proton-Stoessen am Speicherring HERA", Diplomarbeit, Technischen Universität Berlin, 1993.

[84] M. Dirkmann, "Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ des Protons bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor", Dissertation, Universität Dortmund, 1998.

[85] P. Van Esch *et al.*, "The H1 forward proton spectrometer at HERA", Nucl. Instrum. Meth. A **446** (2000) 409.

[86] J.C. Bizot et D. Hoffmann, "Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT)", note interne, H1-01/97-508.

[87] J. Fent *et al.*, "A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA", note interne, H1-10/95-457.

[88] V. Boudry *et al.*, " The inclusive Electron Trigger for SPACAL : Design and CERN-Test Results", note interne, H1-03/95-430.

[89] H. Beck, "Principles and operation of the z-vertex trigger", note interne, H1-05/96-479.

[90] U. Bassler et G. Bernardi, "Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for DIS Physics Analysis at Low x", note interne, H1-03/93-274.

[91] B. Clerbaux, "Electroproduction élastique de mésons ρ à HERA", Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 1998.

[92] S. Bentvelsen, J. Engelen and P. Kooijman, in Proc. of the Workshop on Physics at HERA, W. Buchmüller and G. Ingelman ed., Hamburg (1992) 23 ; K.C. Hoeger, ibid, p 43.

[93] F. Jacquet and A. Blondel, DESY 79-048 (1979) 377.

[94] T. Lastovicka, communication privée.

[95] S. Egli *et al.*, "Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels L1-4", note interne, H1-04/97-517.

[96] W. D. Shambroom *et al.*, "Diffractive Production Of Vector Mesons In Muon Proton Scattering At 150-Gev And 100-Gev", Phys. Rev. D **26** (1982) 1.

[97] T. J. Killian *et al.*, "Observation Of Meson Resonances In Electroproduction", Phys. Rev. D **21** (1980) 3005.

[98] M. Ross et L. Stodolsky, "Photon Dissociation Model for Vector-Meson Photoproduction", Phys. Rev. **149** (1966) 1172.

[99] P. Söding, "On The Apparent Shift Of The Rho Meson Mass In Photoproduction", Phys. Lett. **19** (1966) 702.

[100] T. Jackson, "Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances", Nuovo Cim. **34** (1964) 1644.

[101] G. Gladding *et al.*, "Measurment of Photoproduction of ρ^0 and ω^0 Mesons in Hydrogen", Phys. Rev. D **8** (1973) 3721.

[102] G. McClellon *et al.*, "High-Energy Photoproduction of ρ^0 Mesons from Hydrogen and Deuterium", Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 374.

[103] J. Ballam *et al.*, "Vector-Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV", Phys. Rev. D **7** (1973) 3150.

[104] M.G. Ryskin and Y.M. Shabelski, "Role of the non-resonant background in the ρ^0-meson diffractive electro- and photoproproduction", preprint hep-ph/9701407 (1997).

[105] M.R. Adams *et al.* [E665 Collaboration], "Diffractive production od $\rho^0(770)$ mesons in muon-proton interactions at 470 GeV", Zeit. Phys. C**74** (1997) 237.

[106] S. Levonian, communication privée.

[107] C. Collard, "Mesure de la structure en hélicité de la réaction $e+p \to e+\rho+Y$ en fonction de t à HERA", Thèse de Doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2002.

Remerciements

Je voudrais, en premier lieu, remercier mon directeur de thèse, Pierre Marage, pour avoir supervisé mon travail pendant ces quatre années. Les longues et nombreuses discussions, parfois tardives, que nous avons eues, son expérience, son regard critique et son soutien m'ont été d'une grande aide.

Je remercie également les Professeurs Jean Sacton et Daniel Bertrand de m'avoir accueilli dans le service de physique des particules élémentaires qu'ils ont successivement dirigé.

Je suis reconnaissant à Caroline Collard, Barbara Clerbaux, Laurent Favart, Roel Heremans et Rainer Stamen pour leur collaboration, leurs conseils et leur aide à divers niveaux lors de la réalisation de cette thèse.

J'aimerais ensuite remercier quelques membres de la collaboration H1. Paul Newman, Peter Schleper, Sergey Levonian et Frank-Peter Schilling et bien d'autres m'ont apporté leur soutien durant l'analyse. Vladimir Shekelyan et Thomas Lastovicka m'ont aidé pour la calibration en énergie du calorimètre SpaCal. Karin Daum m'a été d'une grande aide pour comprendre les détails de la simulation du trajectographe central. Enfin, Eddi De Wolf et Benno List ont contribué, en tant que rapporteurs internes de la collaboration, à la qualité des résultats et d'un article de conférence.

Je remercie vivement les membres du pool informatique pour leur aide et leur amabilité.

Je voudrais également remercier Monique Garnier, Rosine Alluyn, Danielle Peymans, Myriam Pins et Josée Liesen pour leur aide administrative et technique.

Je suis reconnaissant envers l'ensemble des membres du service des particules élémentaires pour leur accueil, leur soutien et leur amitié.

Finalement, j'aimerais terminer en remerciant ma famille, mes proches et mes amis qui m'ont apporté leur soutien moral et affectif.