ORSAY
n° d'ordre: 5288

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D' ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir

Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Philippe BRUEL

Recherche d'interactions au-delà du Modèle Standard à HERA

soutenue le 25 mai 1998 devant la commission d'examen

MM.	Pierre	BINETRUY	Président
	Philippe	BLOCH	Rapporteur
	Ralph	EICHLER	Rapporteur
	Louis	FAYARD	
	Yves	SIROIS	
	Peter	ZERWAS	

Remerciements

J'ai pu effectuer cette thèse dans les meilleures conditions possibles au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique. J'ai profité des discussions très intéressantes que j'ai eu avec bon nombre des chercheurs. Je remercie par conséquent tous les membres du laboratoire et en particulier son directeur, François Jacquet.

J'ai fait partie pendant ces trois années de thèse de la collaboration H1. Je remercie tous les membres de la collaboration avec qui j'ai travaillé, pour la qualité de leur travail et leur expérience qui m'ont été indispensable, et pour m'avoir fait confiance dès le début de mes travaux. Je remercie ainsi les personnes du groupe SpaCal, du groupe de travail consacré à la physique à petit x et celui consacré à la physique au-delà du Modèle Standard, et en particulier (par ordre alphabétique des prénoms pour changer un peu) Andrew Mehta, Beate Heinemann, Christophe Royon, Dirk Hoffmann, Eckhard Elsen, Ekaterini Tzamariudaki, Eram Rizvi, Etienne Barrelet, Fabian Zomer, Georges Cozzika, Gregorio Bernardi, Joerg Gayler, Julian Phillips, Laurent Favart, Martin Erdmann, Michel Jaffre, Mieczyslaw Krasny, Pascal Zini, Peter Schleper, Serguei Levonian, Tancredi Carli, Thorsten Wengler, Ursula Bassler et Vincent Lemaitre. J'exprime enfin toute ma gratitude aux deux responsables successifs de l'expérience H1, Ralph Eichler et John Dainton, pour leur confiance et leur soutien.

Je remercie mon directeur de thèse Yves Sirois pour m'avoir impliqué dans les travaux de son groupe de recherche de H1, et pour avoir su, avec son enthousiasme et son dynamisme, m'encourager tout en respectant ma manière de travailler.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans l'aide et les conseils avisés des autres membres du groupe H1 du LPNHE. J'ai apprécié au plus haut point l'excellente ambiance qui y règne. J'adresse donc tous mes remerciements à Andrea Migliori, Bernard Andrieu, Christophe Thiébaux, Francois Moreau, Ursula Berthon, et tout particulièrement à Arnd Specka, Denis Bernard (bien que n'étant pas dans le groupe H1) et Vincent Boudry, dont j'ai partagé le bureau.

Je remercie Emmanuelle Perez, qui est, avec mon directeur de thèse, la personne avec laquelle j'ai le plus collaboré, pour son aide précieuse et sa sérénité.

En étant bien conscient que je n'ai pas toujours ménagé leurs emplois du temps, je remercie tous les membres du jury: Pierre Binétruy, Philippe Bloch, Ralph Eichler, Louis Fayard et Peter Zerwas.

Enfin, parce que trois années de thèse ne peuvent passer inaperçu aux yeux des proches, je remercie chaleureusement ma famille, mes amis, et en particulier Fabien Dorchies, pour m'avoir soutenu.

Je remercie enfin Johann Sebastian Bach pour son soutien constant, sans oublier le Comte Hermann Carl von Keyserlingk et son claveciniste Johann Gottlieb Goldberg.

Table des matières

Introduction

Le Modèle Standard est la théorie actuelle décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Bien qu'il n'ait pas été mis en défaut expérimentalement, la présence de nombreux paramètres libres, la réplication des familles de fermions ou l'absence d'unification des forces fondamentales suggèrent qu'il est la version effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ainsi, plusieurs théories au-delà du Modèle Standard ont été proposées, mais, jusqu'à aujourd'hui, aucune d'entre elles n'a été validée par l'expérience.

Certaines de ces théories prédisent l'existence de nouvelles particules se couplant à des paires lepton-quark, comme les leptoquarks dans des théories de grande unification ou inspirées des supercordes, ou les squarks en supersymétrie avec violation de la R-parité. Le collisionneur ep HERA est un outil unique pour la recherche directe de telles particules, qui pourraient être produites lors de la fusion d'un lepton et d'un quark, puisqu'il permet d'explorer un domaine de masse s'étendant en principe jusqu'à la limite cinématique $\sqrt{s} = 300$ GeV.

Cette thèse est consacrée à la recherche de la production de telles particules en voie s à HERA via leurs canaux de désintégration en paire lepton-quark (e^+q ou νq) dans le domaine encore inexploré des grands Q^2. Ceci implique une comparaison détaillée des observations dans ce nouveau domaine cinématique avec la prédiction du Modèle Standard pour la diffusion inélastique profonde en courants neutre et chargé qui constitue un bruit de fond irréductible.

Le chapitre 1 est une introduction à la physique à HERA. Il permettra de situer le sujet de cette thèse dans le cadre plus général de la physique étudiée auprès de ce collisionneur.

La diffusion inélastique profonde sera présentée dans le chapitre 2. Nous verrons en particulier comment il est possible de prédire la section efficace de ce processus à grand Q^2 et avec quelle précision. Il s'agit là d'une étape essentielle puisque la mise en évidence d'une nouvelle physique consiste à rechercher expérimentalement une déviation par rapport à la prédiction du modèle standard des diffusions inélastiques profondes.

Je présenterai ensuite dans le chapitre 3 les motivations pour les théories au-delà du Modèle Standard qui prédisent l'existence de leptoquarks ou de squarks, ainsi que la phénoménologie correspondante à HERA. Je pourrai alors définir plus en détail la stratégie de l'analyse.

Le chapitre 4 est consacré à la description de l'expérience H1 dans laquelle j'ai effectué mes recherches pour ce travail de thèse, et en particulier des sous-détecteurs et des étapes expérimentales indispensables à mon analyse.

Puisqu'un des états finals possibles comprend un positron, son identification dans le détecteur et la mesure de son impulsion sont des étapes essentielles. Je me suis donc tout particulièrement consacré à ces aspects de l'analyse. J'ai ainsi développé un outil d'identification du positron diffusé et réalisé une calibration *in situ* en énergie de ces positrons dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience. Ceci a été fait en particulier dans la région avant du calorimètre où pour la première fois des positrons ont été observés. Ces travaux, ainsi que la reconstruction des variables cinématiques décrivant les processus étudiés, font l'objet du chapitre 5.

La sélection des événements que j'ai étudiés est décrite dans le chapitre 6. La comparaison de ces événements avec la prédiction du modèle standard des diffusions inélastiques profondes, en courant neutre et courant chargé, est présentée dans le chapitre 7. L'analyse des données prises entre 1994 et 1996 a mis en évidence un excès d'événements à très grand Q^2 caractérisé par une accumulation autour d'une masse invariante lepton-quark d'environ 200 GeV. Ces résultats ont donné lieu à une publication de H1 et je les compléterai par l'analyse des données prises en 1997.

Je discuterai au chapitre 8 des diverses interprétations possibles pour un tel excès et plus particulièrement des couplages de Yukawa admissibles pour la production d'une résonance lepto-quark. Je montrerai finalement les domaines d'exclusion obtenus à partir des données 1994-1997 pour les paramètres des théories au-delà du Modèle Standard présentées au chapitre 3.

Chapitre 1

Une introduction à la physique à HERA

Dans ce chapitre, il s'agit dans un premier temps de présenter le cadre général de physique dans lequel s'inscrit le sujet de cette thèse. Je décrirai d'abord l'accélérateur HERA qui produit des collisions positron-proton. Je présenterai ensuite les sujets de physique (processus et mesures) étudiés auprès de cette machine et montrerai en particulier l'intérêt de la recherche de nouvelles particules dans des collisions inélastiques profondes à grand Q^2 qui constitue la motivation essentielle de cette thèse.

1.1 Le collisionneur HERA

Dans le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte, les fermions (quarks et leptons) interagissent entre eux via l'échange de bosons de jauge ($\gamma, Z^0, W^\pm$ ou gluons). Les quarks et les gluons sont "colorés", c'est-à-dire qu'ils véhiculent les charges fondamentales ("couleurs") de l'interaction forte. Les quarks n'apparaissent dans la nature que combinés et confinés dans des hadrons neutres de couleur. C'est dans une expérience de Diffusion Inélastique Profonde (DIP) à SLAC [1] que fut mise en évidence l'existence d'une structure ponctuelle à l'intérieur du proton.

Dans une telle expérience, l'électron incident, considéré comme une particule élémentaire, échange un photon avec le proton cible. Le photon "sonde", de virtualité[1] $\sqrt{Q^2}$, est sensible à la distribution de charge électromagnétique dans le proton sur une taille caractéristique proportionnelle à $1/\sqrt{Q^2}$. La valeur maximale de $\sqrt{Q^2}$ est donnée par l'énergie $\sqrt{s}$ disponible dans le centre de masse de la collision électron-proton.

C'est en augmentant progressivement le Q^2 maximal disponible et en variant la nature du faisceau (électron, muon ou neutrino) et de la cible (hydrogène, deutérium...) que fut progressivement établie la structure du proton en trois quarks de valence (uud) et une "mer" de quarks, d'antiquarks et de gluons. De façon à sonder plus profondément la matière nucléaire, et atteindre des valeurs de Q^2 comparables ou supérieures à la masse

---

[1] La virtualité $\sqrt{Q^2}$ désigne la norme de la quadri-impulsion du photon.

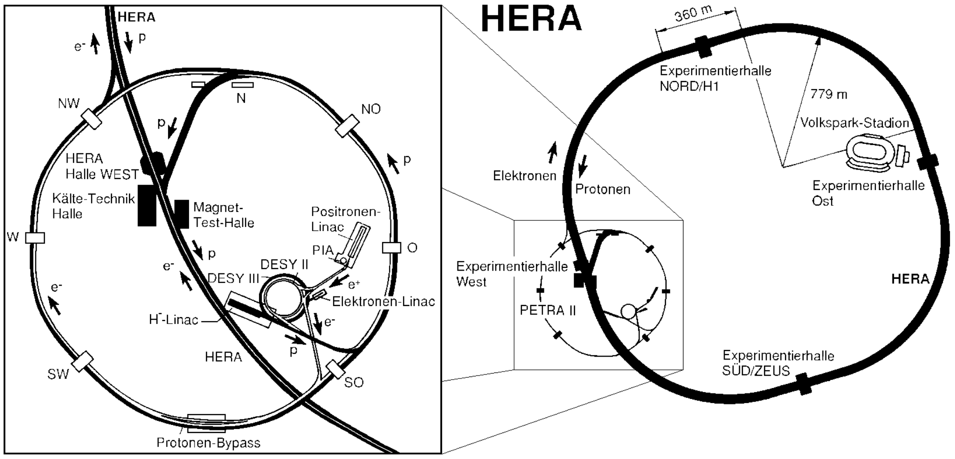

FIG. 1.1 – *Ensemble du système d'accélération et de stockage de HERA.*

des bosons électrofaibles Z^0 ou $W^\pm$ (i.e. $Q^2 > 10000$ GeV^2), le projet de collisionneur HERA fut mis en chantier il y a une quinzaine d'années.

1.1.1 Description

HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) est installé sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg en Allemagne. Il produit des collisions entre des positrons (ou électrons) de 27.55 GeV et des protons de 820 GeV. Ces paramètres ont été choisis en tenant compte des contraintes technologiques existantes et du programme de physique envisagé. L'énergie disponible dans le centre de masse est donc $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV ce qui permet d'atteindre des impulsions transférées au carré de l'ordre de 10^5 GeV^2, correspondant[2] à une résolution $1/\sqrt{Q^2}$ de l'ordre de 10^{-18} m.

La figure 1.1 montre l'ensemble du système d'accélération et de stockage des particules. Les positrons (ou électrons) et les protons sont injectés dans HERA par PETRA à des énergies de 14 et 40 GeV respectivement dans deux accélérateurs différents qui permettent d'obtenir les énergies finales de 27.55 et 820 GeV. Ces accélérateurs se trouvent dans un tunnel de 6.3 km de circonférence.

1.1.2 Caractéristiques des collisions

Les faisceaux sont constitués de paquets de $\sim 10^{10}$ particules qui circulent en permanence dans le tube à vide. Les faisceaux se croisent à quatre endroits appellés zone d'interaction où sont placées les expériences étudiant les collisions. L'intervalle de temps entre deux paquets est de 96 ns. De part la circonférence et la fréquence de HERA, il pourrait y avoir 210 paquets. La majorité sont effectivement remplis, mais certains sont laissés vides. Les

---

[2] Les unités utilisées dans ce mémoire sont définies avec $\hbar = c = 1$, ce qui implique que les énergies, les impulsions et les masses sont exprimées en GeV et que 1 GeV^{-1} = 0.1973 fm.

paquets (de positrons ou de protons) qui ne rencontrent pas d'autres paquets dans les zones de croisement permettent ainsi de contrôler le bruit de fond dû aux collisions des particules avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide. Il y a environ 10 paquets pilotes de chaque sorte.

HERA peut accélérer des positrons ou des électrons, mais sans obtenir jusqu'à aujourd'hui les mêmes performances. En effet, des molécules du gaz résiduel en excès au niveau des pompes à vide sont ionisées par les faisceaux et diffusent dans le tube à vide. Lorsque ce sont des électrons qui sont accélérés, ils vont, en passant au centre du tube à vide, attirer ces molécules ionisées et chargées positivement vers le centre, alors que s'il s'agit de positrons elles vont être repoussées. Par conséquent la durée de vie d'un faisceau d'électrons est inférieure à celui d'un faisceau de positrons (qui est d'environ 10 heures). C'est pourquoi depuis 1994 HERA produit des collisions e^+p. L'amélioration des pompes à vide est actuellement en cours et HERA devrait être en mesure, à partir de la prise de données de 1998, d'obtenir avec un faisceau d'électrons sensiblement les mêmes performances qu'avec un faisceau de positrons.

La taille transverse $\sigma_x \times \sigma_y$ des paquets aux points d'interaction est de l'ordre de 0.3×0.06 mm^2 pour les protons et 0.25×0.02 mm^2 pour les positrons. La taille longitudinale est $\sim$ 110 mm pour les protons et $\sim$ 20 mm pour les positrons. Autant la forme longitudinale des paquets de positrons est gaussienne, autant celle des paquets de protons est plus complexe avec un pic central de grande intensité et plusieurs satellites à ± 4.8 ns et ± 19.2 ns comme le montre la figure 1.2. Ces satellites sont formés au cours du transfert de PETRA à HERA (rotation dans l'espace de phase longitudinal des paquets), et lors de la compression des paquets dans HERA (mise en route progressive des cavités 208 MHz en plus des cavités 52 MHz). Cette structure n'est pas constante puisque les intensités des satellites changent à chaque fois que l'on remplace le faisceau de proton. A part des problèmes de déclenchement, cette structure n'induit aucun problème pour l'analyse. En revanche elle intervient dans la mesure de la luminosité qui doit être corrigée pour cet effet, ce qui sera expliqué dans la section 4.6.2.

La table 1.1 donne quelques caractéristiques de la machine HERA, telles que prévues initialement [3] et telles qu'obtenues durant la prise de données 1997 [4].

Paramètre	nominal	1997
Energie des protons (GeV)	820	820
Energie des positrons (GeV)	30	27.55
Nombre de paquets	210	180/189
Courant moyen (protons) (mA)	160	105
Courant moyen (leptons) (mA)	58	43
Luminosité (cm^{-2} s^{-1})	1.5×10^{31}	1.4×10^{31}

TAB. 1.1 – *Comparaison des valeurs nominales de quelques paramètres de HERA avec celles obtenues en 1997.*

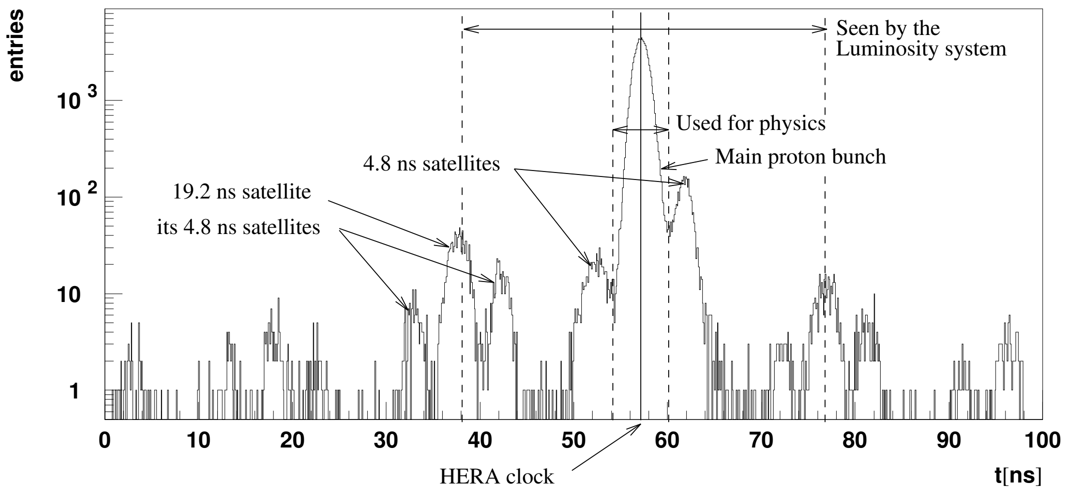

FIG. 1.2 – *Profil longitudinal du faisceau de proton observé par le scintillateur Temps de vol à l'avant FToF. La position du pic central et celles des différents satellites sont indiquées, ainsi que la partie correspondante aux collisions étudiée par les analyses de physique et celle participant aux collisions mesurées par le système de luminosité. Cette figure provient de la référence [2].*

1.1.3 Expériences

Les zones d'interaction sont occupées par les expériences suivantes:

Nom	H1	ZEUS	HERMES	HERA-B
Démarrage	1992	1992	1995	1998
Collaborateurs	~ 400	~ 450	~ 180	~ 280
Taille $(x \times y \times z)$ m^3	$12 \times 10 \times 15$	$12 \times 11 \times 20$	$3.5 \times 8 \times 5$	$8 \times 20 \times 9$
Poids	2800 tonnes	3600 tonnes	400 tonnes	1000 tonnes
Collisions	$e^+ \rightarrow\leftarrow p$	$e^+ \rightarrow\leftarrow p$	$e^+_{L,R} \rightarrow$ cible fixe [a]	$p \rightarrow$ cible fixe [b]
Programme	Contenu en quark et gluons du proton; Tests de QCD; Physique exotique...		Origine du spin des nucléons	Etude de la violation de CP dans les systèmes de mésons B

[a] Gaz polarisé (^{3}He) ou non polarisé (H,D).
[b] 8 fils: 500×50 μm^2 (Al, Cu, C).

L'expérience H1 dans laquelle j'ai effectué mon travail de thèse sera décrite plus en détail dans le chapitre 4. Les deux expériences H1 et ZEUS ont des programmes de physique similaires. Leurs résultats peuvent être ainsi comparés et éventuellement combinés. La section suivante décrit les grandes lignes de ce programme.

1.2 La physique des collisions ep à HERA

Une des insuffisances du Modèle Standard des particules et de leurs interactions, reposant sur le groupe de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, est qu'il ne prédit pas certains paramètres qu'il faut par conséquent mesurer. D'autre part il demeure imparfait du point de vue de plusieurs autres problèmes plus "théoriques", qui seront présentés dans la section 3.1.1. Il existe donc de nombreuses théories "au-delà du Modèle Standard" qui répondent chacune à certains de ces problèmes. Ainsi on peut classifier artificiellement les sujets de physique en trois catégories:

- mesurer ce qui n'est pas prédit par le Modèle Standard;
- tester les prédictions du Modèle Standard;
- rechercher la présence de processus au-delà du Modèle Standard.

Ces trois catégories interagissent bien évidemment entre elle: la connaissance des paramètres libres permet par exemple de tester la théorie, et c'est la comparaison des données avec la prédiction du Modèle Standard qui met en évidence ou non les signes de nouvelle physique. C'est dans cet esprit que je vais présenter brièvement les sujets de physique traités à HERA en tenant compte des processus sous-jacents.

1.2.1 Généralités sur les processus ep

Le positron et le proton interagissent via l'échange d'un boson. On peut s'intéresser en particulier aux collisions inélastiques qui permettent de sonder l'intérieur du proton. Comme l'illustre le diagramme de la figure 1.3, le proton est brisé au cours de la collision et la nature du lepton sortant dépend du boson échangé. On parle de courant neutre lorsque ce boson est un photon ou un Z^0 (et le lepton sortant un positron), et de courant chargé lorsqu'un boson $W^\pm$ est échangé (le lepton sortant est alors un $\bar{\nu}_e$).

Lorsqu'on s'intéresse au processus inclusif (c'est-à-dire que l'on mesure le lepton sortant et que l'on intègre sur l'état final hadronique) deux variables suffisent à décrire le processus au premier ordre. En effet il s'agit ici d'un processus à deux corps (ex. positron et quark) dont on ne connaît pas l'énergie dans le centre de masse puisqu'elle dépend de la fraction d'impulsion du proton portée par le quark qui interagit.

Ces deux variables sont choisies parmi les invariants de Lorentz à notre disposition (et qui seront explicités plus en détail dans la section 2.1.1): Q^2, x et y qui vérifient $Q^2 = sxy$ et où x et y sont compris entre 0 et 1. D'une façon simpliste, Q^2 donne le pouvoir de résolution et x représente la fraction d'impulsion du proton emportée par le quark qui interagit. Lorsque Q^2 est suffisamment grand ($\gtrsim 1$ GeV^2) on se trouve dans le régime perturbatif des DIP. Il est à noter que l'échange de Z^0 ou $W^\pm$, de par leur masse élevée, n'intervient qu'à grand Q^2.

Lorsque Q^2 est en revanche très petit ($Q^2 \sim 0$) on parle de photoproduction: le photon quasi-réel ne sonde plus le proton mais interagit avec lui de façon principalement ha-

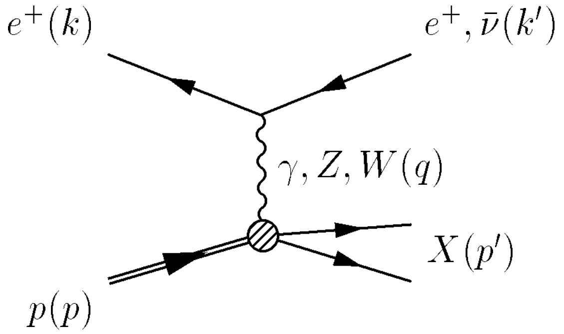

FIG. 1.3 – *Diagramme de Feynman de la diffusion inélastique profonde à l'ordre* 0 *en* α_s.

dronique. La section efficace totale est dominée par des processus "mous" où le photon fluctue en un méson vecteur de mêmes nombres quantiques $(\rho, \omega, a, \ldots)$ et qui sont modélisés par l'échange d'un pomeron "mou" (modèle de Regge). Comme dans la physique hadron-hadron, il existe aussi des processus "durs" dont l'échelle est donnée, non pas par Q^2 puisqu'il est quasi-nul, mais par le carré de l'énergie transverse $P_\perp^2$. La présence d'une échelle dure permet dans ce cas un calcul QCD perturbatif et une interprétation partonique du contenu du photon.

1.2.2 Phénoménologie et tests du Modèle Standard à HERA

Structure du proton et tests de QCD

Comme on le verra en détails dans le chapitre 2, on mesure le contenu du proton en quarks et gluons via la mesure des fonctions de structure du proton. La chromodynamique quantique perturbative (pQCD) ne peut que prédire l'évolution de cette structure en fonction de Q^2, via les équations de Dokhshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP [9]), ou en fonction de x, via les équations de Balitsky-Fadin-Kuruaev-Lipatov (BFKL [10]). Puisqu'à HERA l'énergie disponible dans le centre de masse est plus élevée que dans les expériences de DIP antérieures, on peut mesurer ces fonctions de structure dans un nouveau domaine. La figure 1.4 montre que le domaine du plan $(x - Q^2)$ spécifiquement couvert par HERA s'étend très au-delà des domaines accessibles antérieurement dans les expériences en cible fixe (SLAC, NMC, CCFR, BCDMS, E665): vers les grand Q^2 ($\sim 10^4$ GeV^2) [5] et vers les petits x ($\sim 10^{-5}$) [6]. HERA permet ainsi de tester sur un grand domaine cinématique les équations d'évolution DGLAP.

Si l'on regarde le contenu du proton à très petit x, on s'attend à ce que les équations DGLAP ne soient plus valables puisqu'elles ne tiennent pas compte de l'évolution en x dans ce domaine à haute densité de gluons où les équations BFKL devraient prendre le relais. Même si la remontée spectaculaire de la densité de gluons à petit x a bien été observée [6], la précision obtenue ne permet pas de distinguer entre les comportements DGLAP et BFKL. Pour ce faire il faut entreprendre des mesures plus exclusives [11] [12]. Ces études sont en cours à HERA.

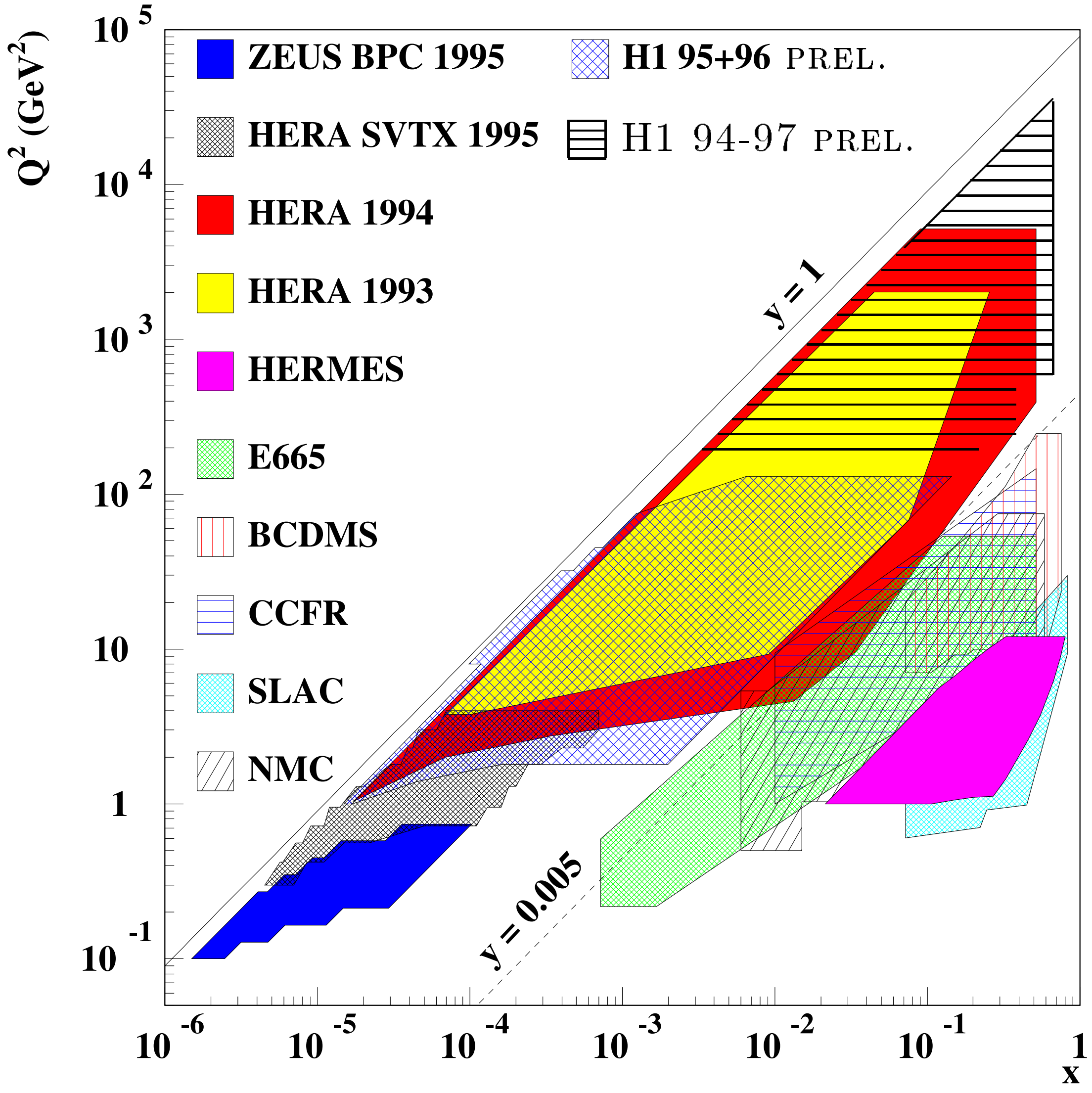

FIG. 1.4 – *Régions couvertes du plan (x, Q^2) par les expériences de DIP pour la mesure des fonctions de structure.*

L'analyse des événements de DIP en courant neutre a montré [13] que dans environ 5% de ces événements aucun dépôt d'énergie n'est détecté dans la partie avant du détecteur, c'est-à-dire entre le jet de courant et la direction incidente des protons. Ces événements, appellés événements diffractifs, sont expliqués par l'interaction du positron avec un objet neutre de couleur, le pomeron (que l'on appelle "dur" pour le différencier du pomeron "mou" de photoproduction), dont on peut mesurer le contenu partonique. Des mesures plus récentes [14] montrent qu'il faut tenir compte non seulement de l'échange d'un tel objet, mais aussi de celui d'un méson (ayant les nombres quantiques du photon).

Un autre sujet qui peut être abordé à HERA est le régime de transition entre photoproduction et DIP [15] [16].

Mesure de α_S

Dans un cadre plus exclusif, on peut s'intéresser à l'état final hadronique. Celui-ci comprend le plus souvent les débris du proton et un jet provenant du quark qui a été expulsé du proton, mais il peut aussi comprendre plusieurs jets en plus des débris du proton. Ceux-ci proviennent du rayonnement de gluons ou de la création d'une paire $q\bar{q}$ par un gluon. Les diagrammes correspondants font intervenir la constante de couplage forte α_S qui peut donc être mesurée à HERA [7] via le rapport des sections efficaces $R(Q^2) = \sigma_{2+1}(Q^2)/(\sigma_{1+1}(Q^2) + \sigma_{2+1}(Q^2))$, où $\sigma_{i+1}(Q^2)$ est la section efficace des événements comprenant i jets en plus des débris du proton.

Structure du photon

Comme je l'ai mentionné précédemment, une partie de la section efficace de photoproduction consiste en des processus durs, pour lesquels un calcul perturbatif est possible. Pour ces événements, on considère que le photon fluctue en une paire $q\bar{q}$ et que la collision dure a lieu entre un parton du photon et un parton du proton. Ainsi, à partir de la mesure de la section efficace de la production de jets en photoproduction, on peut remonter à la structure partonique du photon [8].

Tests de la théorie électrofaible

En courant chargé, les expériences de DIP sur cible fixe n'ont pas atteint des Q^2 suffisants pour mettre en évidence la forme du propagateur du $W^\pm$ en fonction de Q^2 ($1/(1+Q^2/M_W^2)^2$). Cela est possible à HERA [17] où l'on a pu ainsi faire une mesure de la masse du $W^\pm$ ($M_W = 84^{+10}_{-7}$ GeV) avec cependant une erreur beaucoup plus grande que celles obtenues au LEP ou au TeVatron. Le programme de haute luminosité (en l'an 2000) permettra certes de réduire cette erreur, mais c'est surtout le gain en précision sur la mesure de la section efficace de DIP en courant chargé en fonction de Q^2 qui sera intéressant.

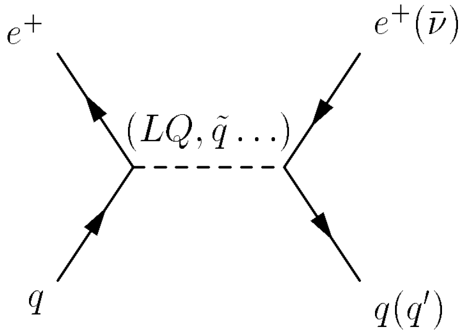

FIG. 1.5 – *Diagramme de Feynman de la production d'une particule se couplant à une paire positron-quark et se désintégrant dans le même état.*

1.2.3 Recherche au-delà du Modèle Standard

Si l'on recherche la production d'une nouvelle particule à HERA et que l'on veut profiter au maximum de l'énergie disponible dans le centre de masse pour effectuer cette recherche dans un domaine encore inexploré, il faut que cette énergie soit entièrement utilisée pour atteindre la masse de cette nouvelle particule. C'est ce qui se passe dans le diagramme représenté par la figure 1.5 où est produit en résonance une particule se couplant à une paire positron-quark et dont la masse est inférieure à $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV. Ce genre de particule (leptoquark, squark) est prédit dans de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard et fera l'objet du chapitre 3. Suivant le type de particule, elle peut se désintégrer dans plusieurs états finals comme par exemple (positron-quark) ou (antineutrino-quark). Cette recherche étant le sujet de cette thèse, j'y reviendrai plus en détail à la fin de ce chapitre.

La recherche de particules se couplant à des paires positron-quark et dont la masse est supérieure à $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV est aussi possible mais de façon indirecte. En effet, l'existence d'objets massifs de ce type engendrerait à l'échelle d'énergie de HERA une interaction de contact à 4 fermions qui conduirait à une interférence avec le processus de DIP, ce qui modifierait principalement la dépendance de la section efficace inclusive en fonction de Q^2 [18].

Dans le Modèle Standard, les fermions sont regroupés en familles dont la structure se "répète" à des échelles de masse de plus en plus élevées. Ce comportement suggère que les fermions ne sont pas élémentaires, ce qui impliquerait l'existence de fermions excités. Il est possible de rechercher de tels états de la matière (e^*, ν^* ou q^*) à HERA [19].

1.3 Potentiel de découverte à grand Q^2

Je me suis intéressé à la recherche directe de particules (qui ont donc une masse inférieure à $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV) se couplant à des paires positron-quark, qui pourraient être produites via le diagramme représenté sur la figure 1.5. J'ai effectué cette recherche dans les cas où ces particules se désintègrent en un état final (positron-quark) ou (antineutrino-quark), indistinguable de celui des événements de DIP.

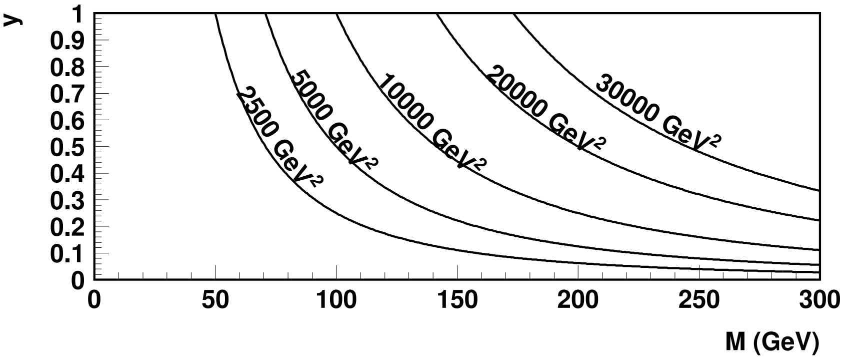

FIG. 1.6 – *Contours à Q^2 constant dans le plan M, y.*

Pour pouvoir être capable de mettre en évidence la production de ce type de particules, il faut par conséquent utiliser la dépendance de la section efficace en fonction des deux variables cinématiques qui servent à caractériser le processus inclusif. En effet, ces dépendances sont différentes pour la DIP et la production en voie s d'une particule. Puisque l'on est davantage intéressé par la paire lepton-quark, les deux variables canoniques sont la masse de ce système ($M = \sqrt{sx}$) et y qui est directement relié à l'angle du lepton final dans le centre de masse du système lepton-quark (ceci sera précisé dans la section 3.2.2). La dépendance en masse est simple: pour la production en voie s d'une particule, on a affaire à un phénomène de résonance, et la section efficace présente un pic à la masse de la particule. A cette masse, la dépendance de la section efficace en fonction de y va dépendre du spin de la particule (ex. constante pour un scalaire) alors qu'elle est en $\sim 1/y^2$ pour la DIP.

Par conséquent le domaine cinématique qui nous intéresse est celui des grandes masses et des grands y. Comme le montre la figure 1.6, ce domaine correspond à des grandes valeurs de Q^2, où l'on doit faire face à une problématique technique nouvelle faisant appel à des mesures à grande énergie transverse dans la partie avant du détecteur (cf. chapitre 5). Mon travail a consisté à analyser les événements de DIP en courant neutre et chargé dans ce domaine encore inexploré des grands Q^2 et à comparer les résultats obtenus avec la prédiction du Modèle Standard.

Afin d'être en mesure de définir plus précisément en quoi consiste l'analyse, je vais dans le chapitre 2 montrer comment prédire la section efficace de DIP à grand Q^2, et présenter dans le chapitre 3 la phénoménologie des modèles théoriques prédisant l'existence des particules qui ont fait l'objet de ma recherche. A la fin du chapitre 3, nous serons en mesure de définir la stratégie de l'analyse, dont je présenterai les étapes à la section 3.4.

Bibliographie

[1] W. Panofsky, Proceedings of the 14^{th} Conference on HEP, Vienne (1968);
E.D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930.

[2] A. Panitch, Thèse de l'Université Libre de Bruxelles (1996), 160 pages.

[3] B. H. Wiik, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", DESY-Hamburg (1991) Vol. 1 p. 1.

[4] U. Schneekloth, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

[5] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, Nucl. Phys. B439 (1995) 471.

[6] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Nucl. Phys. B497 (1997) 3.

[7] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, Phys. Lett. B346 (1995) 415.

[8] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. C1 (1998) 97.

[9] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 78;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298;
Y.L. Dokshitzer, JETP 46 (1977) 641.

[10] E.A. Kuruaev, L.N. Lipatov et V.S. Fadin, Phys. Lett. B60 (1975) 50;
Y.Y. Balitsky et L.N. Lipatov, Sov. Jour. Nucl. Phys. 28 (1978) 822.

[11] A.H. Mueller, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 18C (1990) 125.

[12] J. Kwiecinski, A.D. Martin et P.J. Sutton, Phys. Rev. D46 (1992) 921.

[13] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, Nucl. Phys. B429 (1994) 477.

[14] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Z. Phys. C76 (1997) 613.

[15] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. B358 (1995) 412.

[16] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Z. Phys. C76 (1997) 213.

[17] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. B379 (1996) 319.

[18] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. B353 (1995) 578.

[19] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Nucl. Phys. B483 (1997) 44.

Chapitre 2

Section efficace de DIP à grand $\mathbf{Q}^2$

Nous avons vu au chapitre 1 que les événements de DIP à grand Q^2 constituent un bruit de fond indistinguable événement par événement pour la recherche de nouvelles particules se couplant à des paires positron-quark et se désintégrant en paire e^+q ou $\bar{\nu}q$. Notre habileté à mettre en évidence la production d'une telle particule va donc dépendre fortement de la précision avec laquelle on connaît la section efficace de DIP dans ce domaine cinématique jusque là inexploré. Je vais tout d'abord montrer comment il est possible de prédire la section efficace de DIP dans ce domaine cinématique. J'en déduirai ensuite la précision avec laquelle cette prédiction est obtenue. Je compléterai ce chapitre en présentant les outils Monte-Carlo que j'ai utilisés pour mener à bien mon analyse.

2.1 Section efficace de DIP

2.1.1 La cinématique

Nous sommes intéressés par la section efficace du processus inclusif

$$e^+ + p \to l' + X$$

où l' est le lepton sortant et X est le système hadronique que l'on ne cherche pas à expliciter. Ce processus est représenté par le diagramme de la figure 2.1 où le positron et le proton interagissent via l'échange d'un boson de quadrivecteur q.

Ce processus est décrit par deux variables que l'on choisit parmi les invariants de Lorentz disponibles:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 = -(k-k')^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2p.q} \\ y &= \frac{p.q}{p.k} \\ \nu &= \frac{p.q}{m_p} \\ W^2 &= (p')^2 \quad . \end{aligned}$$

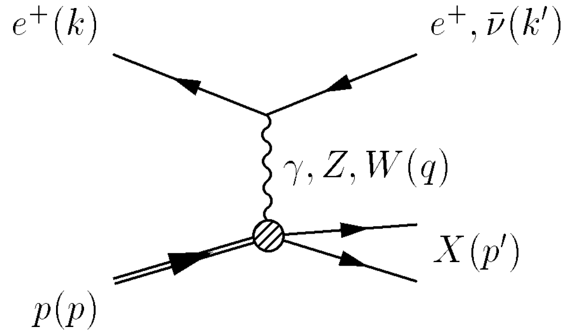

FIG. 2.1 – *Diagramme de la réaction inclusive $e^+p \to l'X$, où l' peut être un positron ou un antineutrino suivant la nature du boson échangé. Les quadri-impulsions sont indiquées entre parenthèses.*

Parmi ces variables, certaines ont une signification simple et directe. Ainsi Q^2 représente la virtualité du boson échangé et W^2 est la masse au carré du système hadronique X. Dans le référentiel où le proton est au repos, ν (resp. y) correspond à l'énergie (resp. fraction d'énergie) cédée par le positron au système hadronique. La variable x correspond à la fraction d'impulsion du proton portée par le quark qui interagit avec le positron, comme cela sera montré dans la section 2.1.3. Les variables x et y sont sans dimension et comprises dans l'intervalle $]0,1[$.

En négligeant la masse du proton et celle du positron, l'énergie dans le centre de masse est $s = (p+k)^2$. On en déduit la relation suivante:

$$Q^2 = sxy \quad .$$

2.1.2 Introduction des fonctions de structure

La section efficace s'écrit en fonction de l'élément de matrice $\mathcal{M}$ qui rend compte de la dynamique de l'interaction:

$$\mathcal{M} = J_\mu^{(e^+l')} \frac{1}{D} \mathcal{J}^\mu_{(pX)} \quad .$$

Le terme $1/D$ représente le propagateur du boson B échangé ($D = q^2 - M_B^2 + iM_B\Gamma_B$). $J_\mu^{(e^+l')}$ et $\mathcal{J}_\mu^{(pX)}$ sont les courants associés respectivement au vertex leptonique et au vertex hadronique. Le premier est connu dans le Modèle Standard alors que le second ne l'est pas. C'est ce qui constitue l'unique mais importante difficulté.

En portant cette amplitude au carré et en intégrant sur l'espace de phase du système X, la section efficace ne dépend de cette partie hadronique que par un tenseur $\mathcal{W}_{\mu\nu}$ que l'on écrit de la façon la plus générale à partir des tenseurs $g_{\mu\nu}, p_\mu, q_\mu$ et $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$. En ne conservant que les termes qui ne disparaissent pas après la contraction avec le tenseur $\mathcal{L}^{\mu\nu}$ correspondant à la partie leptonique et en utilisant la conservation du courant ($q^\mu \mathcal{W}_{\mu\nu} = q^\nu \mathcal{W}_{\mu\nu} = 0$), le tenseur hadronique intégré fait intervenir trois fonctions de structure F_i non dimensionnées qui ne dépendent que de deux variables (on choisit usuellement x et Q^2). La section efficace différentielle recherchée s'écrit alors:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(y^2 2xF_1(x,Q^2) + 2(1-y)F_2(x,Q^2) - y(2-y)xF_3(x,Q^2) \right)$$

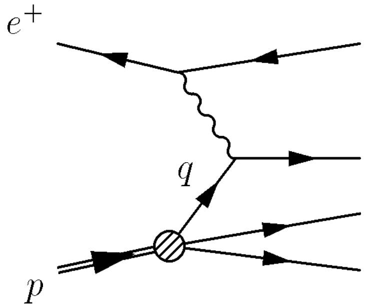

FIG. 2.2 – *Diagramme de la réaction $e^+p \to l'X$ où le positron interagit avec un des quarks du proton.*

où α est la constante de structure fine et les F_i dépendent du processus étudié (courant neutre ou chargé). Il est à noter qu'en courant neutre le terme xF_3 est uniquement dû au Z^0. Par conséquent, à petit Q^2 où l'échange du Z^0 peut être négligé, seules les fonctions de structure F_1 et F_2 apparaissent dans l'expression de la section efficace différentielle.

2.1.3 Le modèle des partons

Il est pour l'instant difficile de donner un sens physique simple à ces fonctions de structure. Le modèle des partons va permettre de leur donner une signification claire.

Historiquement ce modèle a été motivé par les résultats obtenus à SLAC à la fin des années 1960 [1], qui vérifiaient l'invariance d'échelle des fonctions de structure énoncée par Bjorken [2]: les F_i ne dépendent pas de Q^2. Cette invariance traduit l'existence d'objets ponctuels à l'intérieur du proton, puisque leur taille ne dépend pas de la résolution $(1/Q^2)$ avec laquelle on les regarde.

Le modèle des partons consiste donc à supposer que, pendant l'interaction, le proton est consistué d'objets ponctuels (les partons) n'interagissant pas entre eux. La diffusion du positron sur le proton est alors la somme incohérente des diffusions élastiques du positron sur les partons chargés. Comme il s'agit de diffusions élastiques entre objets ponctuels, on peut en calculer la section efficace à la condition de connaître le spin des partons chargés.

On introduit le rapport $R = (F_2 - 2xF_1)/2xF_1$. On peut montrer que $R = \sigma_L^{\gamma^*}/\sigma_\perp^{\gamma^*}$ où $\sigma_L^{\gamma^*}$ et $\sigma_\perp^{\gamma^*}$ sont les sections efficaces correspondant respectivement à l'échange d'un photon longitudinal et transverse. Supposons que les partons chargés sont de spin $\frac{1}{2}$. Alors, en se plaçant dans le référentiel de Breit (où le parton "rebondit" sur le photon en l'absorbant) et par conservation de l'hélicité au vertex, on montre que le photon est nécessairement transverse. On obtient ainsi la relation de Callan-Gross [3]: $2xF_1 = F_2$, vérifiée expérimentalement. On en déduit que les partons chargés sont de spin $\frac{1}{2}$ et on les identifie aux quarks. Le diagramme de DIP devient alors celui de la figure 2.2.

La section efficace de DIP est dans ce cas complètement calculable. Il faut pour cela introduire, pour chaque saveur de quark q, la probabilité $q(x)$ ($\bar{q}(x)$ pour les anti-quarks) qu'un quark porte la fraction x d'impulsion du proton. En écrivant que les masses des partons entrant et sortant sont négligeables, on a:

$$(xp+q)^2 \sim 0 \Rightarrow x = \frac{Q^2}{2p.q}$$

qui donne la signification physique de la variable x introduite à la section 2.1.1. Les fonctions de structure s'écrivent d'une façon simple en fonction des $q(x)$ et des $\bar{q}(x)$, comme par exemple F_2 en courant neutre qui, en négligeant la contribution du Z^0, devient:

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2 x(q(x) + \bar{q}(x))$$

où les e_q désignent les charges des quarks.

Ce modèle a permis de comprendre d'une façon simple les réactions de DIP, mais il n'est pas le fin mot de l'histoire. En effet la relation de Callan-Gross n'est pas exactement vérifiée, et les fonctions de structure dépendent de Q^2 (ce qui a été mis en évidence à SLAC dans les années 1970 [4]).

En tenant compte de l'impulsion transverse intrinsèque $\hat{p}_\perp$ des partons et de leurs masses effectives $\hat{m}$, R n'est pas strictement nul. L'impulsion transverse peut être engendrée par le rayonnement de gluons. En chromodynamique quantique, R est nul à l'ordre dominant, mais pas à l'ordre supérieur où il est proportionnel à α_S. Dans le domaine des grands Q^2 et grand x accessible à HERA, R peut être considéré comme nul, approximation que j'ai faite dans mon analyse.

La violation de l'invariance d'échelle des fonctions de structure (ou des densités de quarks) est l'objet de la section suivante, mais on peut dès maintenant écrire les sections efficaces en courant neutre et en courant chargé en remettant la dépendance en fonction de Q^2. On ne tient compte que des quarks u, d, s et c.

Section efficace de DIP courant neutre

En négligeant R, la section efficace différentielle s'écrit uniquement en fonction de F_2 et F_3:

$$\frac{d^2\sigma(e^+p \to e^+X)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2(Q^2)}{xQ^4}\left((1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2) - (1-(1-y)^2)xF_3(x,Q^2)\right) \tag{2.1}$$

où

$$\begin{aligned} F_2(x,Q^2) &= x\sum_q \left(C_2^q(Q^2)(q(x,Q^2)+\bar{q}(x,Q^2))\right) \\ F_3(x,Q^2) &= \sum_q \left(C_3^q(Q^2)(q(x,Q^2)-\bar{q}(x,Q^2))\right) \end{aligned}$$

Les fonctions de structure s'écrivent en fonction des densités de quarks dans le proton $q(x,Q^2)$ et celles des antiquarks $\bar{q}(x,Q^2)$, et des coefficients C_2^q et C_3^q qui dépendent de paramètres électrofaibles associés aux contributions de l'échange de γ, de l'interférence

$\gamma - Z^0$ et de l'échange de Z^0:

$$\begin{aligned} C_2^q(Q^2) &= e_q^2 \quad -2e_q v_q v_e \chi_Z + (v_q^2 + a_q^2)(v_e^2 + a_e^2)\chi_Z^2 \\ C_3^q(Q^2) &= \qquad\quad -2e_q v_q v_e \chi_Z + (2v_q a_q)(2v_e a_e)\chi_Z^2 \end{aligned}$$

avec

$$\chi_Z = \frac{1}{4\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad .$$

Les quantités introduites sont M_Z, la masse du Z^0, e_q, la charge des quarks, $v_q = T_{3q} - 2e_q \sin^2\theta_w$ et $a_q = T_{3q}$ sont les couplages vecteurs et axiaux des quarks au Z^0, v_e et a_e sont les couplages correspondants pour l'électron et θ_w est l'angle de mélange faible. Tous ces paramètres ont été mesurés avec une grande précision [5].

Section efficace de DIP courant chargé

On l'écrit directement en fonction des densités de quarks:

$$\frac{d^2\sigma(e^+p \to \bar{\nu}X)}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\left(\frac{1}{1 + Q^2/M_W^2}\right)^2 (\bar{u} + \bar{c} + (1-y)^2(d+s)) \qquad (2.2)$$

où G_F est la constante de Fermi et M_W est la masse du boson W.

A partir du moment où les densités de quarks dépendent effectivement de x et de Q^2, il faut les connaître en tous points du plan $(x - Q^2)$ pour pouvoir prédire la section efficace, ce qui n'est pas notre cas puisque l'on veut analyser la DIP dans un domaine inexploré. Il n'y a en fait pas d'impasse car, comme nous allons le voir, la chromodynamique quantique est capable de prédire l'évolution de ces densités en fonction de Q^2.

2.2 Equations d'évolution

Le démonstration complète et détaillée des équations d'évolution des densités de quarks est disponible dans de nombreux ouvrages [6]. Je vais donc uniquement donner les éléments importants autour desquels cette démonstration s'articule afin d'introduire la terminologie utilisée. Nous allons voir comment ces densités évoluent et comment il est possible de les évaluer.

2.2.1 La chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui décrit les interactions entre quarks et gluons. Elle repose sur le groupe de jauge non abélien $SU(3)_C$.

La première caractéristique de cette théorie est que la constante de couplage associée α_S est relativement grande et dépend fortement de l'échelle d'énergie du processus considéré. Afin de quantifier ce comportement, je donne ici le résultat du calcul à une boucle:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_f/3)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

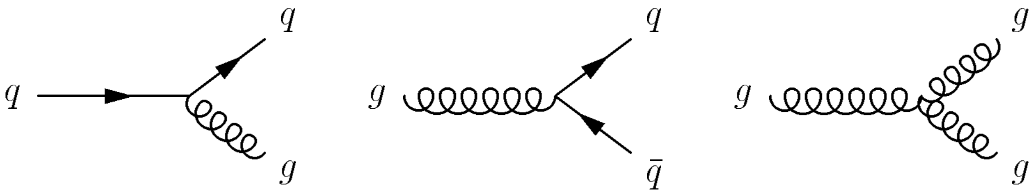

FIG. 2.3 – *Interaction entre quarks et gluons.*

où n_f est le nombre de saveurs de quarks intervenant à l'échelle Q^2, et le paramètre Λ_{QCD} est de l'ordre de 250 MeV. On voit que α_S diverge lorsque Q^2 se rapproche de Λ_{QCD}. Les calculs perturbatifs ne peuvent donc être menés que pour Q^2 suffisamment grand devant Λ_{QCD}. On donne généralement la valeur de α_S à la masse du Z^0: $\alpha_S(M_Z^2) = 0.1192 \pm 0.0020$ [7].

Dans le cadre de QCD, les quarks et gluons interagissent entre eux via les trois diagrammes représentés par la figure 2.3. Cela implique que le proton n'est pas un état figé de quarks et de gluons, mais qu'il doit être considéré comme un "magma" de quarks et de gluons en perpétuelle évolution. Par exemple, un quark peut fluctuer en une paire quark-gluon comme le montre le diagramme de gauche de la figure 2.3.

C'est ainsi que l'on comprend physiquement la dépendance en Q^2 des densités de partons: on ne voit pas les partons comme des objets ponctuels, mais plutôt enveloppés dans un manteau de gluons et de paires $q\bar{q}$. Plus on augmente Q^2, c'est-à-dire le pouvoir de résolution de notre sonde, plus on va mettre en évidence la structure de ce manteau. Or si on voit un quark et un gluon, et non plus un quark seul (cf. diagramme de gauche de la figure 2.3), cela implique que l'impulsion du quark seul a été partagée entre celle du quark et du gluon. Par conséquent, lorsqu'on augmente Q^2, on dépeuple la région des grands x au profit de celle des plus petits x.

Dès que l'on veut prendre en compte ces diagrammes d'interaction dans le calcul d'un processus faisant intervenir un hadron ou des hadrons dans l'état initial, on doit faire face à des divergences qui font apparaître des facteurs en $\ln(Q^2/\mu^2)$ où μ est une échelle de régularisation. Ces divergences proviennent du fait que les particules considérées sont de masse nulle et qu'elles sont émises de manière colinéaire[1]. Elles sont donc typiques de processus "longue distance". Il est alors possible de définir des densités de partons "universelles" en factorisant le processus que l'on cherche à calculer en deux parties: la première rend compte du processus dur (à courte distance) caractérisé par une échelle Q^2 grande, et la deuxième consiste en des densités de partons "habillés" qui absorbent les singularités colinéaires, comme illustré par la figure 2.4. Les équations d'évolution en fonction de Q^2 de ces densités de partons sont les équations de Dokhshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [8]. Elles consistent en un système d'équations intégro-

---

[1] Les divergences colinéaires correspondent aux intégrales $\int^{Q^2} dk_\perp^2/k_\perp^2$ qui font apparaître les termes en $\alpha_S \ln(Q^2/\mu^2)$. On les distingue des divergences infrarouges qui correspondent à la limite $E \to 0$ et donc aux intégrales $\int_x^1 dz/z$ qui font apparaître des termes en $\alpha_S \ln(1/x)$. Ces termes en $\alpha_S \ln(1/x)$ ne devenant importants qu'à très petit x, nous ne les considérerons pas ici. Ils sont en revanche pris en compte par les équations BFKL.

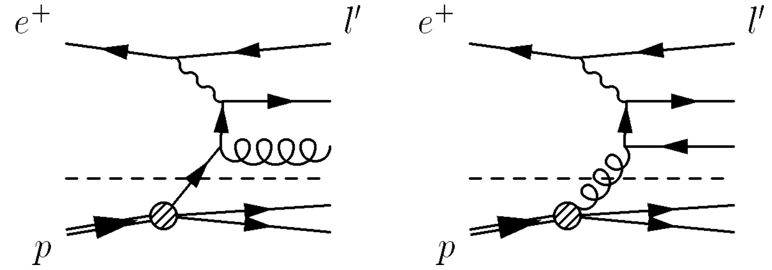

FIG. 2.4 – *Diagrammes de DIP dans lesquels on peut voir la partie correspondante au processus dur (au dessus des tirets) sur laquelle on "branche" la densité de parton.*

différentielles linéaires qui ont la forme suivante:

$$Q^2\frac{dp_i(x,Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\sum_j P_{ij}\left(\frac{x}{z},Q^2\right)p_j(z,Q^2)$$

Les P_{ij} sont les noyaux de branchement DGLAP. On interprète (bien que ce ne soit pas rigoureusement correct terme à terme) le produit $\alpha_S P_{ij}/2\pi$ comme la probabilité qu'un parton de type j ayant une fraction d'impulsion $z > x$ se transforme en un parton i de fraction d'impulsion x. Lorsqu'on calcule ces noyaux P_{ij}, on s'aperçoit que les termes dominants sont du type $(\alpha_S \ln(Q^2))^n$. On parle alors de logarithmes dominants (LL pour Leading Log.). Le calcul le plus précis à l'heure actuelle est celui au NLL (pour Next to Leading Log.) effectué en tenant compte des termes $\alpha_S\,(\alpha_S \ln(Q^2))^n$.

2.2.2 La paramétrisation des densités de partons

Les équations DGLAP ne donnent pas de prédiction absolue sur les densités de partons. Il faut donc se donner une condition initiale, c'est-à-dire les densités de partons à une échelle Q_0^2. On peut aussi se servir de certaines règles de somme qui contraignent la normalisation de ces densités de partons, comme la conservation de l'énergie-impulsion ou celle du nombre de quarks d'une saveur donnée. On voit d'autre part que, pour $Q^2 > Q_0^2$, les densités $p_i(x,Q^2)$ ne dépendent pas des $p_j(z,Q_0^2\ )$ tels que $z < x$. Ainsi nous ne sommes pas affectés par la région des petits Q^2 et très petits x qui commence à peine à être étudiée.

Afin de connaître le plus précisément possible les densités de quarks et de gluons dans le proton, il faut utiliser toutes les données expérimentales pertinentes. Il suffit ensuite de choisir une paramétrisation pour les densités de partons à Q_0^2 et de les ajuster au mieux en tenant compte des résultats expérimentaux et en utilisant les équations d'évolution. Il y a donc un choix important de densités de partons qui diffèrent de par le choix de la paramétrisation et des données prises en compte pendant l'ajustement. Elles dépendent aussi du schéma de factorisation choisi qui est en général soit $\overline{MS}$ ou DIS; le premier étant considéré plus universel alors que le second est plus pratique dans le cadre de la DIP (les équations 2.1 et 2.2 sont directement utilisables dans ce cas.). On ne peut comparer des densités de partons que lorsqu'elles ont été obtenues en tenant compte des mêmes ordres (LL ou NLL) et avec un même schéma de factorisation. Trois grandes familles de paramétrisation sont utilisées couramment. Elles sont le fruit du groupe CTEQ

(Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD), de Glück, Reya et Vogt (GRV) et enfin de Martin, Robert et Stirling (MRS).

Nous avons utilisé la paramétrisation de Martin, Robert et Stirling MRS(H) [9] pour laquelle le choix de la forme des densités de partons à l'échelle de départ $Q_0^2 = 4$ GeV^2 est le suivant:

$$xp_i(x, Q_0^2) = A_i x^{\eta_i}(1-x)^{\kappa_i}(1+\epsilon_i\sqrt{x}+\gamma_i x)$$

où les p_i correspondent à la somme des quarks de valence $u_v + d_v$ (définis par $u_v \equiv u - \bar{u}$ et $d_v \equiv d - \bar{d}$), aux quarks de valence d_v, à la totalité des quarks de la mer $S \equiv 2(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s}+\bar{c})$ et aux gluons g pour lesquels on pose $\epsilon_g = 0$ et $\eta_g = \eta_S$. De plus la différence entre $\bar{u}$ et $\bar{d}$ ($\bar{d} > \bar{u}$) est prise en compte, et $c(x, Q^2) = 0$ pour $Q^2 < m_c^2$. Le paramètre Λ_{QCD} fait partie des paramètres de l'ajustement. La valeur obtenue est $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 230$ MeV (c'est-à-dire $\alpha_S(M_Z^2) = 0.112 \pm 0.005$). Les valeurs des principaux paramètres sont:

Quantité	η	κ	ϵ	γ
$u_v + d_v$	0.335	3.90	4.40	8.95
d_v	0.224	4.65	44.3	13.2
S	-0.3	9.01	0.11	12.6
g	-0.3	5.3	0	5.2

La forme de paramétrisation choisie permet de modéliser la remontée des gluons et des quarks de la mer à petits x (on attend dans le cadre de BFKL $xS \sim xg \sim x^{-0.5}$) et la retombée à grand x de la forme $(1-x)^n$ prédite par les règles de comptage (déduites de la dépendance des facteurs de forme avec Q^2 [11]).

La table 2.1 indique l'ensemble des résultats expérimentaux utilisés pour déterminer la paramétrisation MRS(H). Il faut noter que les résultats de HERA utilisés dans la procédure d'ajustement correspondent pour les plus grandes valeurs de Q^2 à $\sim 10^3$ GeV^2($x \sim 0.03$) et que les mesures à grand x sont celles de BCDMS, NMC et CCFR qui vont de $0.03 < x < 0.8$ (mais avec $Q^2 < 250$ GeV^2).

La figure 2.5 montre la forme des densités de quarks en fonction de x pour différents Q^2. Elle montre comment celles-ci varient sur un grand intervalle en Q^2 (1000 → 30000 GeV^2): la région des grandes valeurs de x se dépeuplent au profit des petites valeurs de x lorsque Q^2 augmente. Elle montre aussi quels sont les quarks qui jouent un rôle important pour $x > 0.2$. Ainsi la section efficace courant neutre est surtout sensible à la densité du quark u: d'une part à cause de sa charge ($e_u^2 = 4e_d^2$) et d'autre part parce que les quarks u sont environ deux fois plus nombreux que les quarks d. La section efficace courant chargé est en revanche gouvernée par la densité du quark d.

2.2.3 Caractéristiques des sections efficaces

Nous savons maintenant que le modèle standard des DIP consiste en un ensemble de densités de partons qui évoluent suivant QCD, et qu'il dépend de α_S et des paramètres électrofaibles. Avant de déterminer avec quelle précision ce modèle est capable de prédire la section efficace de DIP à grand Q^2, nous allons faire un rapide état des lieux.

Processus	Expériences	Sous-processus	Quantités contraintes
DIS ($\mu N \to \mu X$) ($F_2^{\mu p}, F_2^{\mu n}$)	BCDMS [12] NMC [13]	$\gamma^* q \to q$	$(u+\bar{u}), (d+\bar{d})$ $(\bar{u}+\bar{d}), s(=\bar{s})$
DIS ($\nu N \to \mu X$) ($F_2^{\nu p}, xF_3^{\nu n}$)	CCFR [14]	$W^* q \to q$	
$\mu N \to c\bar{c}X$ (F_2^c)	EMC [15]	$\gamma^* c \to c$	$c \sim 0.1s$ à Q_0^2
$\nu N \to \mu^+\mu^- X$	CCFR [16]	$W^* s \to c$ $\hookrightarrow \mu^+$	$s \sim 0.5\bar{u}$
DIS ($ep \to eX$) (F_2^{ep})	H1 [17] ZEUS [18]	$\gamma^* q \to q$	$x\bar{q} \sim xg \sim x^{\lambda}$ via $g \to q\bar{q}$
$pp \to \gamma X$	WA70 [19] UA6 [20]	$qg \to \gamma q$	$g(x \sim 0.4)$
$pN \to \mu^+\mu^- X$	E605 [21]	$q\bar{q} \to \gamma^*$	$\bar{q} \sim (1-x)^{\kappa_S}$
	NA51 [22]	$u\bar{u}, d\bar{d} \to \gamma^*$	$(\bar{u}-\bar{d})$ à $x \sim 0.18$
$p\bar{p} \to WX(ZX)$	UA2 [23],CDF [24]	$u\bar{d}, \bar{u}d \to W; u\bar{u}, d\bar{d} \to Z$	u et d à $x \sim 0.13, 0.05$
$p\bar{p} \to W^{\pm}$ asym.	CDF [24]	$u\bar{d} \to W^+; \bar{u}d \to W^-$	pente de u/d à $x \sim 0.05$

TAB. 2.1 – *Récapitulatif des résultats expérimentaux utilisés pour déterminer la paramétrisation des densités de partons MRS(H).*

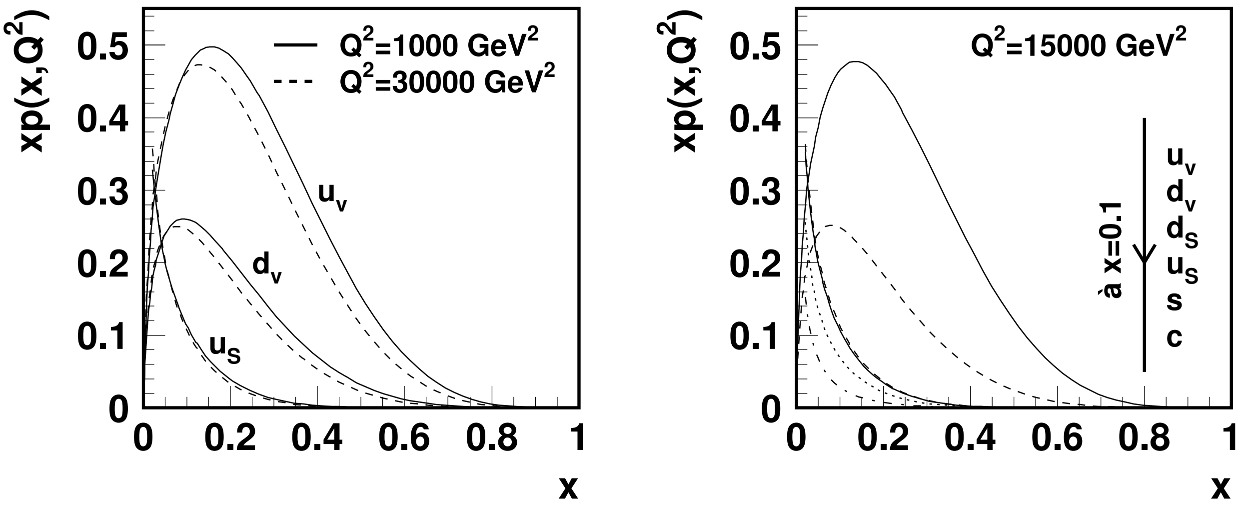

FIG. 2.5 – *Densités de quark dans le proton d'après la paramétrisation MRS(H):* u_v, d_v *(valence) et* u_S *(mer) pour* $Q^2 = 1000$ *et* 30000 GeV^2 *(à gauche) et pour tous les quarks à* $Q^2 = 15000$ GeV^2 *(à droite).*

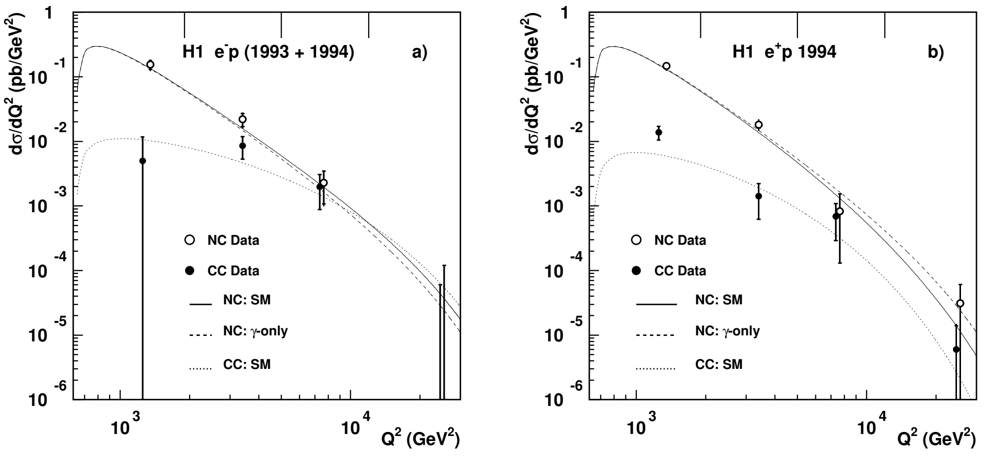

FIG. 2.6 – *Section efficace différentielle $d\sigma/dQ^2$ courant neutre (NC) et courant chargé (CC) pour des collisions e^-p (a) et pour des collisions e^+p (b) telles que mesurées par H1 (symboles) et prédites par le modèle standard de DIP avec MRS(H) (courbe).*

Il faut tout d'abord remarquer que nous entrons dans une région en Q^2 où la DIP en courant neutre commence à être sensible à l'échange du Z^0. Jusqu'à présent HERA n'a mesuré de façon précise les fonctions de structure en courant neutre que dans le domaine où cet échange peut être ignoré. Les figures 2.6 (a) et (b) [25] montrent les sections efficaces mesurées par H1 et prédites par le Modèle Standard des DIP (avec MRS(H)) en courant neutre et courant chargé pour des collisions e^-p et e^+p. En comparant les courbes prédites pour les modes e^-p et e^+p, on voit clairement l'effet de l'interférence du Z^0 et du photon: elle est positive dans le premier cas et négative pour le second. Par conséquent la section efficace en mode e^+p est plus faible que celle en mode e^-p à très grandes valeurs de Q^2. Cette caractéristique du mode e^+p est donc un avantage pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard puisque le bruit de fond de DIP est plus faible. Les figures 2.6 montrent que, passé l'échelle électrofaible (M_Z^2), les sections efficaces courant neutre et courant chargé deviennent du même ordre de grandeur. On voit aussi qu'avec uniquement les données 1994 la précision de la mesure à grand Q^2 est mauvaise. Ce fait est en partie dû à la très faible statistique obtenue dans cette région. L'analyse présentée dans cette thèse repose sur un ensemble de données environ 10 fois supérieur qui va donc permettre d'étudier plus finement cette région.

Il est usuel d'introduire la "section efficace réduite":

$$\sigma(x, Q^2) = \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2}\frac{1}{1+(1-y)^2}\frac{d^2\sigma(e^+p \to e^+X)}{dxdQ^2}$$

car elle se réduit à F_2 lorsque le Z^0 peut être ignoré. La figure 2.7 montre cette section efficace réduite en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x. Le fait que la pente de ces courbes ne soit pas nulle constitue la violation de l'invariance d'échelle. Le signe de la pente (négatif à grand x et positif pour la plus petite valeur de x de cette figure ($x = 0.07$)) illustre le dépeuplement des grands x au profit des petits x lorsque Q^2 augmente. La figure 2.7 rappelle que la région couverte par les expériences de DIP sur cible fixe se limite

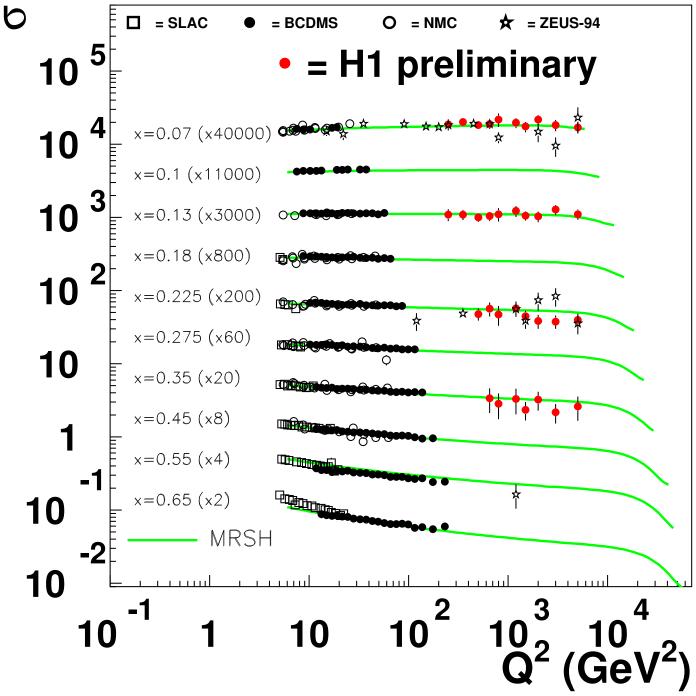

FIG. 2.7 – *Section efficace réduite courant neutre pour des collisions* e^+p *en fonction de* Q^2 *pour différentes valeurs de* x*. Les symboles correspondent aux résultats expérimentaux et les courbes à la prédiction du Modèle Standard de DIP avec MRS(H). Les données préliminaires de H1 correspondent à une luminosité intégrée de* 23.7 pb^{-1}*. Cette figure provient de la référence [26].*

à $Q^2 < 300$ GeV^2. On voit ainsi l'intérêt de la mesure des fonctions de structure à grand Q^2: couvrir un large domaine sur lequel il est possible de tester les évolutions DGLAP sur plusieurs ordres de grandeur et rentrer dans le domaine où l'effet de l'interférence négative due au Z^0 (correspondant au décrochement des courbes à $Q^2 \sim 10000$ GeV^2) devient dominant par rapport à l'évolution QCD. Les résultats préliminaires de H1 montrés sur cette figure ont été obtenus à partir de deux tiers des données que j'ai utilisées. Ils donnent un avant goût du domaine couvert par l'analyse présentée dans cette thèse.

2.3 Systématiques à grand Q^2

Maintenant que nous savons comment prédire la section efficace de DIP à grand Q^2, il faut déterminer l'incertitude associée à cette prédiction. Cette incertitude, que l'on qualifiera de théorique, sur la valeur de la section efficace, est estimée à ±7%. Elle provient principalement de trois sources que nous allons détailler. La systématique due aux incertitudes sur les paramètres électrofaibles, étant estimée inférieure à 0.25%, est considérée comme négligeable.

Incertitude sur les densités de partons

Nous avons vu que la paramétrisation des densités de partons utilisée est le résultat d'un ajustement. Les lots de données utilisées sont tous affectés par des erreurs expérimentales qui se traduisent par une incertitude sur les paramètres obtenus après ajustement [27]. L'incertitude correspondante sur les densités de parton a été estimée à ±5%. D'autre part nous avons choisi une paramétrisation qui suppose une certaine forme des densités de partons à l'échelle Q_0^2. Il convient de vérifier que ce choix n'entraine aucun biais. Nous avons vérifié que l'incertitude de ±5% rend compte des différences obtenues en comparant les sections efficaces calculées analytiquement par le programme HECTOR [28] à partir de plusieurs paramétrisations (NLL) récentes: MRS [29], CTEQ [30], et GRV [31] (toutes obtenues dans le schéma $\overline{MS}$). La figure 2.8 (haut) compare $d\sigma/dx$ pour MRS(H) et pour des paramétrisations qui utilisent une forme des densités de partons à Q_0^2 différente de celle de MRS(H) (GRV et CTEQ). Les différences observées sont inférieures à ±5%.

Il est à noter que cette erreur est sous-estimée dans le cas de la section efficace de DIP en courant chargé. La densité de d_v est en effet moins bien contrainte que celle de u_v. Pour l'analyse en courant chargé nous avons appliqué une erreur (estimée en comparant différentes paramétrisations) qui varie de 5% à petit Q^2 à 20% à très grand Q^2 (c'est-à-dire à grand x).

Incertitude sur α_S

Nous avons vu que, pour MRS(H), la valeur de $\alpha_S(M_Z^2)$ obtenue après ajustement est 0.112 ± 0.005, ce qui est inférieur à la valeur mondiale 0.119 ± 0.002. Nous avons tenu compte de cette différence. L'incertitude due au choix de α_S sur la section efficace de DIP est évaluée à ±4%. La figure 2.8 (bas) compare $d\sigma/dx$ pour MRS(H) et pour des paramétrisations qui utilisent une valeur de α_S variant entre 0.110 et 0.122 (CTEQ(4A1) à CTEQ(4A5)). En regardant comment varie $d\sigma/dx$ pour les différentes paramétrisations CTEQ, on voit que les différences observées sont inférieures à ±4%. La conclusion est identique si l'on compare les paramétrisations MRS(R1) ($\alpha_S = 0.113$) et MRS(R2) ($\alpha_S = 0.120$) [29].

Incertitude sur les corrections QED

Nous avons jusqu'à présent considéré la section efficace au niveau de Born, c'est-à-dire celle où QED n'intervient que dans l'échange du photon entre le positron et le quark. J'ai tenu compte de la correction à l'ordre supérieur. Cette correction comprend en particulier les deux diagrammes représentés par la figure 2.9. Les effets QED influent sur la définition des variables cinématiques présentées au début de ce chapitre: il y aura des variables leptoniques (on conserve les mêmes définitions: $Q^2 = -(k-k')^2$) et des variables hadroniques (on ne se sert pas de k': $Q^2 = -(p'-p)^2$). Nous verrons plus précisément à la section 5.3.3 comment ces corrections QED influent sur l'analyse.

Les corrections QED à la section efficace de Born dépendent fortement de y. La figure 2.10

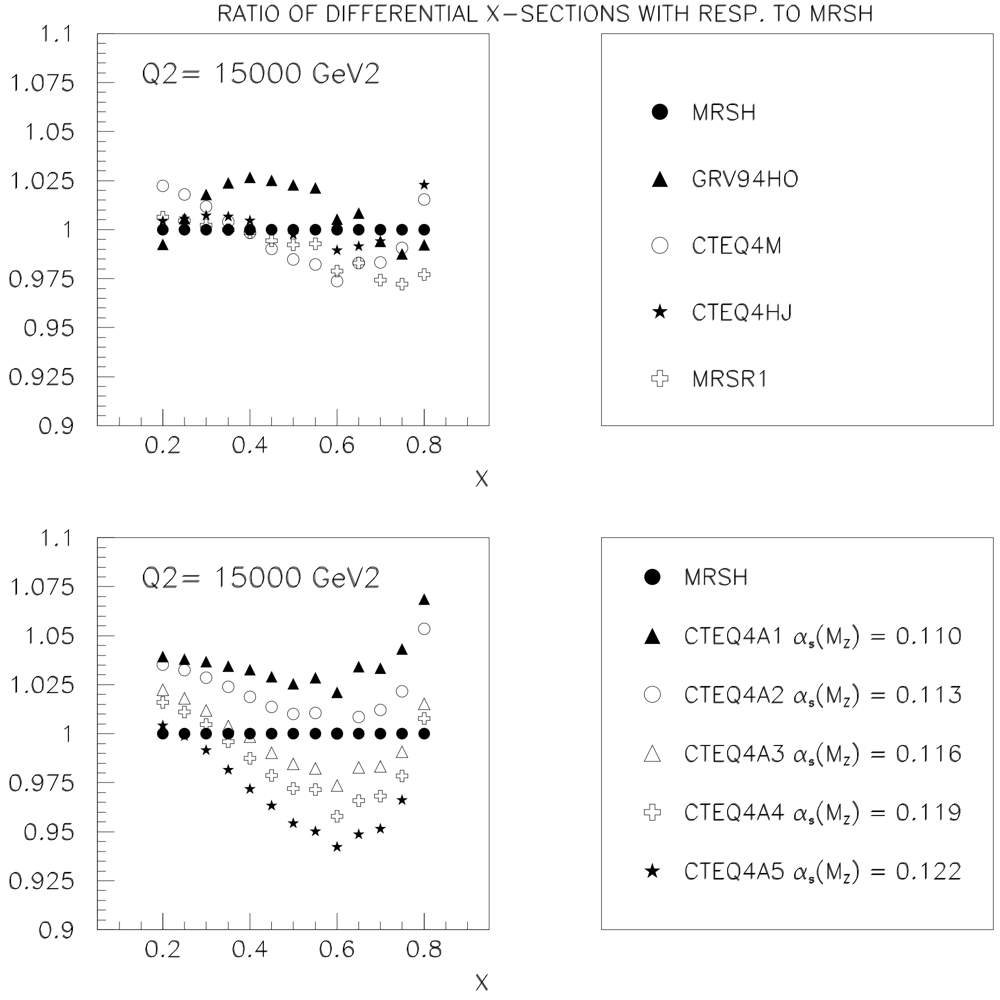

FIG. 2.8 – *Rapport de la section efficace* $d\sigma/dx$ *à* $Q^2 = 15000$ GeV^2 *obtenue à partir de différents ensembles de densités de partons sur celle obtenue avec MRS(H) en fonction de* x*. La figure du haut illustre l'effet du choix de la paramétrisation. La figure du bas illustre l'effet du choix de* α_S*.*

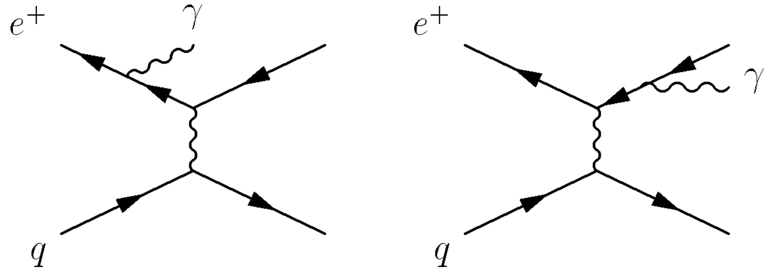

FIG. 2.9 – *Diagrammes au deuxième ordre en α_{em} intervenant en DIP: à gauche: rayonnement d'un photon dans l'état initial (QED ISR); à droite: rayonnement d'un photon dans l'état final (QED FSR).*

montre comment elles varient avec y pour plusieurs calculs prenant en compte différents ordres en α_{em}. L'effet dans le cas des variables leptoniques est une migration des petits y vers les grands y. Nous avons estimé, avec le programme HECTOR [28], à ±2% l'effet des ordres supérieurs que l'on ne prend pas en compte. Ce programme permet deux approches: soit un calcul exact en $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ (précision de mon analyse) auquel on rajoute les corrections NLL (avec le programme TERAD [32]), soit un calcul à l'approximation LL auquel on rajoute les corrections NLL (avec le programme HELIOS [33]).

2.4 La génération d'événements

Afin de comparer les données à la prédiction du modèle standard des DIP en tenant compte des effets d'acceptance du détecteur, nous avons utilisé un générateur d'événements puis simulé la réponse du détecteur H1 à ces événements. Je vais décrire brièvement ce générateur et le lot d'événements simulés.

Les générateurs

Le générateur DJANGO [34] a été utilisé pour les événements de DIP courant neutre et courant chargé. En ce qui concerne les corrections QED, il inclut les corrections exactes en $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ [35]. Il tient compte du calcul DGLAP au NLL et la paramétrisation MRS(H) a été utilisée. Il offre en outre la possibilité de modéliser l'état final hadronique de deux façons. La première consiste à utiliser LEPTO [36]: il inclut les éléments de matrice QCD au premier ordre en α_S et modélise les effets d'ordres supérieurs par des gerbes de partons à l'approximation des logarithmes dominants. La deuxième correspond au générateur ARIADNE [37] qui simule les rayonnements QCD d'après le modèle de dipôle de couleur [38]. Dans les deux cas le modèle de fragmentation des cordes [39] est utilisé pour générer l'état final hadronique.

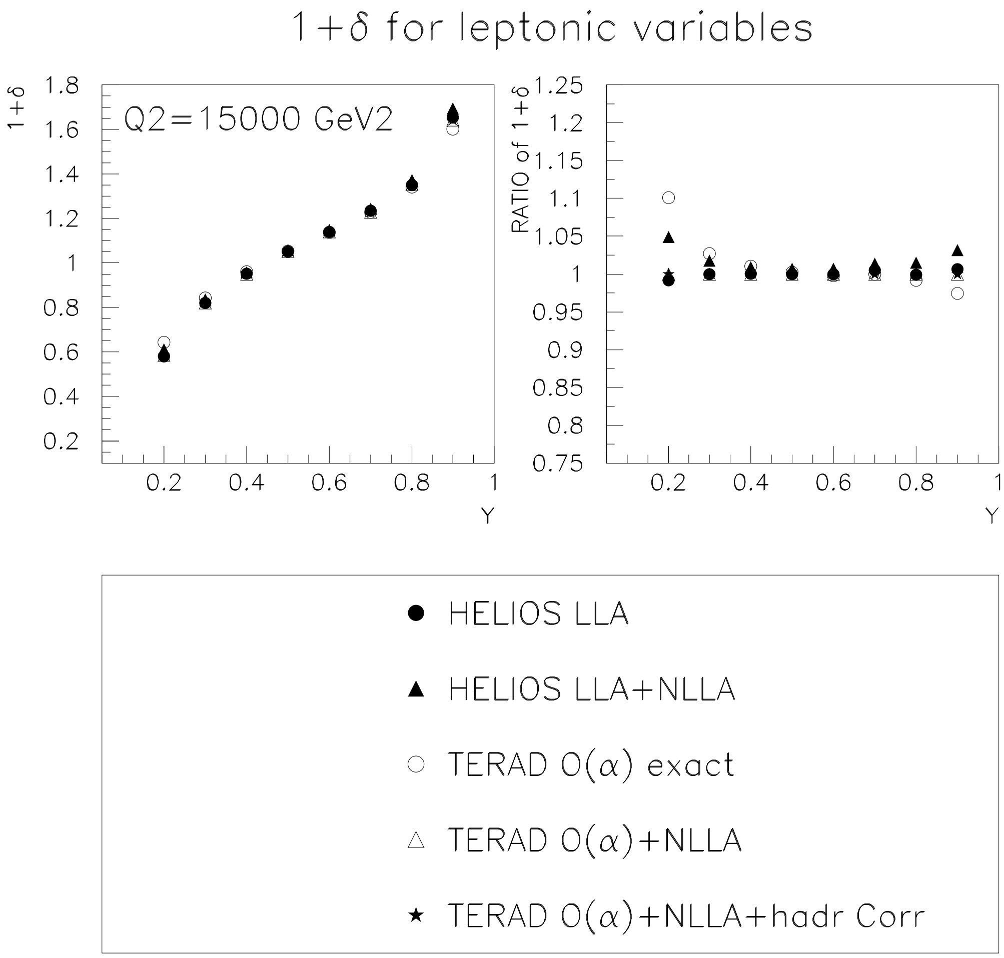

FIG. 2.10 – *A gauche: rapport* $1+\delta = (d\sigma/dy)_{radiatif}/(d\sigma/dy)_{Born}$ *(*δ *étant la correction apportée par les effets QED) en fonction de* y *à* $Q^2 = 15000$ GeV^2 *en utilisant les variables leptoniques. Ce rapport est donné pour plusieurs calculs prenant en compte différents ordres. A droite: comparaison de cette correction pour ces différents calculs par rapport à celui effectué par TERAD à l'approximation NLL.*

Processus	Générateur	Coupure	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
DIP courant neutre	DJANGO-ARIADNE	$Q^2 > 100$ GeV^2	100
		$Q^2 > 1000$ GeV^2	300
		$E_e > 50$ GeV	1300
		$Q^2 > 10000$ GeV^2	43000
	DJANGO-LEPTO	$Q^2 > 1000$ GeV^2	300
DIP courant chargé	DJANGO-ARIADNE	$Q^2 > 100$ GeV^2	2800
		$Q^2 > 10000$ GeV^2	60000

TAB. 2.2 – *Description des lots d'événements simulés. Les coupures indiquées sont appliquées au niveau du générateur sur les variables leptoniques. Les luminosités sont des luminosités équivalentes:* $\mathcal{L} = N_{gen}/\sigma$.

Lot d'événements simulés

L'important est que la systématique due à la statistique finie du lot d'événements simulés soit très faible. Puisque la section efficace de DIP décroît fortement avec Q^2, une statistique suffisante à grand Q^2 impose d'avoir à petit Q^2 une statistique gigantesque qui serait ingérable. Pour pallier cet inconvénient, j'ai utilisé plusieurs lots d'événements caractérisés chacun par une coupure différente au niveau du générateur (voir table 2.2). Il suffit ensuite d'appliquer à chaque lot un facteur de normalisation qui dépend de sa luminosité équivalente. Ceci achève la description de la modélisation des processus de DIP que j'ai utilisé dans cette thèse. Le chapitre suivant est consacré aux théories au-delà du Modèle Standard qui prédisent l'existence de leptoquarks et de squarks, et à la phénoménologie associée.

Bibliographie

[1] W. Panofsky, Proceedings of the 14^{th} Conference on HEP, Vienne (1968);
E.D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930.

[2] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467;
J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.

[3] C.G. Calan et D.J. Gross, Phys. Rev. 22 (1969) 156.

[4] D.J. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1540;
Y. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 898.

[5] Particle Data Group, R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D54 (1996) 1.

[6] W. Furmanski et R. Petronzio, Z. Phys. C11 (1982) 293;
M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo et G. Martinelli, Z. Phys. C39 (1988);
E. Pilon, Cours de l'école d'été de physique des particules de Gif (1995).

[7] M. Davier, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

[8] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 78;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298;
Y.L. Dokshitzer, JETP 46 (1977) 641.

[9] A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, RAL-93-077 (1993) 16pp.;
A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, Proceedings of the Workshop on Quantum Field Theoretical Aspects of High Energy Physics (1993) 11;
A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, Phys. Rev. D50 (1994) 6734;
from [10]:
MRS(H): N_{type}=1, N_{group}=3, N_{set}=36, DIS-scheme.

[10] H. Plothow-Besch, PDFLIB Version 7.07 - W5051, CERN-PPE (December 1996).

[11] R.G. Robert, "The structure of the proton", Cambridge University Press (1990) 101.

[12] BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti *et al.*, Phys. Lett. B223 (1989) 485.

[13] NMC Collaboration, P. Amaudruz *et al.*, Phys. Lett. B295 (1992) 159.

[14] CCFR Collaboration, P. Z. Quintas *et al.*, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1307.

[15] EMC Collaboration, J.J. Aubert *et al.*, Nucl. Phys. B213 (1982) 31.

[16] CCFR Collaboration, A.O. Bazarko *et al.*, Compte rendu des $28^{ième}$ Rencontres de Moriond (1993);
Columbia University Report No. NEVIS-1492 (1993) unpublished.

[17] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, Nucl. Phys. B407 (1993) 515.

[18] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, Phys. Lett. B316 (1993) 412.

[19] WA70 Collaboration, M. Bonesini *et al.*, Z. Phys. C38 (1988) 371.

[20] UA6 Collaboration, G. Sozzi *et al.*, Phys. Lett. B317 (1993) 243.

[21] E605 Collaboration, C.N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2637.

[22] NA51 Collaboration, A. Baldit *et al.*, Phys. Lett. B332 (1994) 244.

[23] UA2 Collaboration, J. Alitti *et al.*, Phys. Lett. B276 (1992) 365.

[24] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2734;
idem Phys. Rev. D48 (1993) 2998; Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 28;
idem Phys. Rev. D50 (1994) 5550; Phys. Rev. D50 (1994) 2966;
A. Bodek, CDF Collaboration, Proceedings of the International Workshop on Deep-Inelastic Scattering, Eilat, Israel (1994).

[25] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. B379 (1996) 319.

[26] E. Elsen, Proceedins of the International Europhysics Conference on High Energy Physics (1997), to be published.

[27] G. Lobo, C. Pascaud et F. Zomer, H1-01/98-536, note interne H1 (1998).

[28] HECTOR 1.00;
A. Arbuzov *et al.*, Comput. Phys. Comm. 94 (1996) 128.

[29] A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts, Phys. Lett B387 (1996) 419;
from [10] :
MRS(R1): N_{type}=1,N_{group}=3,N_{set}=53, $\overline{MS}$ scheme;
MRS(R2): N_{type}=1,N_{group}=3,N_{set}=54, $\overline{MS}$ scheme.

[30] H.L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D55 (1997) 1280;
from [10]:
CTEQ4M: N_{type}=1, N_{group}=4, N_{set}=34, $\overline{MS}$ scheme;
CTEQ4HJ: N_{type}=1, N_{group}=4, N_{set}=40, $\overline{MS}$ scheme.

[31] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Z. Phys. C67 (1995) 433;
from [10]:
GRV94HO: N_{type}=1, N_{group}=5, N_{set}=6, $\overline{MS}$ scheme.

[32] TERAD 91;
A. Akhundov *et al.*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1285.

[33] HELIOS 1.0;
J. Blümlein, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1272.; Z. Phys. C65 (1995) 293.

[34] DJANGO 6.2;
G.A. Schuler et H. Spiesberger, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1419.

[35] HERACLES 4.4;
A. Kwiatkowski, H. Spiesberger et H.J. Möhring, Comput. Phys. Commun. 69 (1992) 155.

[36] LEPTO 6.5;
G. Ingelman, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1366.

[37] ARIADNE 4.08;
L. Lönnblad, Comput. Phys. Commun. 71 (1992) 15.

[38] G. Gustafson et U. Pettersson, Nucl. Phys. B306 (1988) 746;
idem, *addendum* Lund University preprint LU-TP-87-19 (1987) 4pp.;
B. Andersson *et al.*, Z. Phys. C43 (1989) 625.

[39] JETSET 7.3 et 7.4;
T. Sjöstrand, Lund Univ. preprint LU-TP-95-20 (1995) 321pp;
idem, CERN preprint TH-7112-93 (February 1994) 305pp.

Chapitre 3

La physique au-delà du Modèle Standard à HERA

Je vais tout d'abord introduire le sujet en résumant les arguments en faveur d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard et en précisant comment s'effectue, de façon générale, la recherche expérimentale d'une telle physique. Ma thèse a consisté à rechercher des nouvelles particules se couplant à des paires lepton-quark: les leptoquarks et les squarks en supersymétrie avec violation de la R-parité. J'en décrirai les motivations théoriques ainsi que la phénoménologie correspondante à HERA.

3.1 Introduction

3.1.1 Aspects théoriques

Le Modèle Standard n'a pas été mis en défaut expérimentalement. Une seule pièce manque à l'appel: le boson de Higgs dont la masse n'est pas prédite et qui fait actuellement l'objet de recherches intensives. Du côté théorique [1], des critères d'unitarité impliquent que $M_H \lesssim 1$ TeV. Si de plus on suppose que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de grande unification $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV, la masse du boson de Higgs doit se trouver aux environs de $100 \sim 200$ GeV. Du côté expérimental, les expériences du LEP ont récemment [2] combiné leurs résultats: $M_H > 89.3$ GeV à 95% de confiance. De plus, un ajustement global de l'ensemble des données actuelles [3] semble favoriser un Higgs léger, de l'ordre de $100 \sim 200$ GeV. Par conséquent la fenêtre restante pour un Higgs standard est réduite, et il pourrait être découvert à LEP2 ou au LHC. Il est à noter qu'une fenêtre reste ouverte pour le Higgs au TeVatron.

Cependant le sentiment que le Modèle Standard n'est sans doute qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale dont l'échelle d'énergie se situerait bien au dessus de celle de la théorie électrofaible est ancien. Le Modèle Standard contient en effet 19 paramètres libres qu'il est n'est pas en mesure d'expliquer. En essayant de comprendre l'origine de ces paramètres on se heurte à de nombreux problèmes que l'on peut classer en trois catégories:

- **Problème d'unification**: Le Modèle Standard ne rend compte que des interactions électrofaible et fortes. Il n'inclut pas la gravitation dont l'échelle d'énergie est donnée par la masse de Planck $M_P \sim 10^{19}$ GeV. Ce que l'on recherche est une théorie fondamentale qui unifierait toutes les interactions en une seule.

- **Problème de famille**: Les fermions se rangent en trois familles. La question est de savoir pourquoi il y en a autant et pourquoi elles se mélangent. Cette structure en familles qui se répètent avec des masses de plus en plus grandes semble suggérer que nous avons affaire à des objets composites.

- **Problème de hiérarchie**: C'est le boson de Higgs qui, dans le Modèle Standard, est à l'origine de la masse des particules. Cependant rien n'explique pourquoi ces masses sont si faibles par rapport à M_P, qui est la seule échelle de masse vraiment fondamentale.

Ce dernier point est considéré comme le plus important. Il provient du fait qu'il est difficile, à cause des corrections quantiques, d'avoir dans une théorie des champs des scalaires fondamentaux dont la masse est beaucoup plus petite que Λ_{max}, échelle maximale à laquelle cette théorie est valable. On comprend comment certains champs peuvent conserver une masse légère: il suffit qu'il existe une symétrie presque réalisée qui interdise les termes de masse pour ces champs. Ainsi une théorie de jauge impose que ses bosons vecteurs soient de masse nulle. De même une symétrie chirale impose que les fermions soient de masse nulle[1]. Dans le cas des scalaires, ils peuvent avoir une masse faible s'ils sont les bosons de Goldstone d'une symétrie globale spontanément brisée (comme par exemple les hadrons). En revanche, aucune symétrie ne peut jouer ce rôle pour le boson de Higgs dans le Modèle Standard. Les corrections à la masse du Higgs sont alors quadratiquement divergentes: $\delta M_H^2 \sim \Lambda_{max}^2$. Or le boson de Higgs donne l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible. Sa masse doit, de ce fait, être de l'ordre de M_W. Par conséquent:

- soit le Modèle standard est valable jusqu'à $\Lambda_{max} = M_{GUT} \sim 10^{16}$GeV, et il faut en renormalisant la théorie ajuster de façon fine la masse "nue" du Higgs à ces corrections pour maintenir le Higgs à une échelle compatible avec M_W (la précision requise est de l'ordre de $(M_W/\Lambda_{max})^2$, d'où l'appellation "problème de naturalité");

- soit on refuse une telle conspiration, ce qui implique que l'échelle Λ_{max}, à partir de laquelle une nouvelle physique doit apparaître, est de l'ordre du TeV.

C'est pour répondre aux trois questions précédentes que plusieurs théories au-delà du Modèle Standard ont vu le jour, en particulier celles qui prédisent l'existence de leptoquarks et la théorie de la supersymétrie qui vont être décrites respectivement dans les sections 3.2.1 et 3.3.1.

---

[1] C'est précisément le mécanisme de Higgs qui permet aux bosons de jauge et aux fermions d'acquérir une masse.

3.1.2 Aspects expérimentaux

Ce qui importe ici, c'est de connaître, pour chaque théorie “exotique”, les observables qui permettent de la mettre en évidence, et quelles sont les prédictions pour ces observables. C'est par conséquent la phénoménologie de ces théories qui nous intéressent au premier chef.

Il s'agit ensuite, pour ces observables, de comparer l'observation expérimentale à la prédiction théorique. Il peut s'agir d'une recherche directe ou indirecte, suivant que l'on cherche à mettre en évidence la production (ou l'échange) d'une nouvelle particule sur sa couche de masse ou les effets dus à l'échange virtuel d'une telle particule.

Lorsque les données sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard, ces résultats se traduisent en limites de rejet sur les paramètres de la nouvelle théorie testée. D'où l'importance d'avoir des modèles exotiques “standards” pour travailler dans un cadre commun, ce qui permet de comparer directement les résultats de différentes expériences.

3.2 Les leptoquarks

Leptoquark est le nom générique des bosons, portant une charge de couleur et une charge électrique fractionnaire ainsi que des nombres quantiques leptonique et baryonique. Ils se couplent par conséquent à des paires lepton-quark, et c'est pour cela qu'il nous intéressent particulièrement. Ils apparaissent dans de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard que nous allons passer en revue brièvement avant de présenter le cadre phénoménologique utilisé dans les collisions *ep*. Ils pourraient être détectés à HERA si leur masse est inférieure à la limite cinématique $\sqrt{s} = 300$ GeV.

3.2.1 Origine théorique des leptoquarks

Une des tentatives d'unification des forces électromagnétique et forte consiste à inclure le groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dans un seul groupe de jauge G avec une seule constante de couplage g_G. On suppose alors qu'au-dessus d'une certaine échelle de masse M_{GUT}, à laquelle les constantes de couplage du Modèle Standard convergent vers la même valeur, tous les phénomènes satisfont à la symétrie G. Parmi les groupes possibles, le candidat le plus simple est $SU(5)$ [4] dans lequel les 15 états fermioniques de chaque génération trouvent leur place dans les représentations $\bar{5}$ et 10. Ces représentations mélangent les quarks et les leptons, ce qui est très intéressant car la séparation des fermions en leptons et quarks à l'intérieur des familles dans le Modèle Standard ne semble pas fondamentale. En effet, le Modèle Standard ne serait pas renormalisable si les anomalies triangulaires ne s'annulaient pas. Or ces anomalies s'annulent à l'intérieur de chaque famille, entre leptons et quarks. Cela semble suggérer que les couplages des leptons et ceux des quarks doivent être reliés entre eux de façon fondamentale. Dans le cas de $SU(5)$, puisqu'il doit contenir l'électromagnétisme, l'opérateur de charge Q doit vérifier tr$Q = 0$, ce qui implique que la somme des charges des particules d'un même multiplet doit être nulle. Pour le multiplet $\bar{5}$ on obtient d'une façon naturelle la relation entre la charge de l'électron et celle du quark d: $Q_d = \frac{1}{3}Q_e$.

D'un point de vue bosonique, ce modèle minimal de grande unification contient $5^2-1 = 24$ bosons de jauge, soit les 12 bosons du Modèle Standard et 12 nouveaux bosons leptoquarks $X_i^\pm$ ($|Q| = 4/3$) et $Y_j^\pm$ ($|Q| = 1/3$) avec des couplages lepton-quark et quark-quark fixés par la symétrie de jauge. Pour $SU(5)$, l'échelle de grande unification est $M_{GUT} \sim 2.10^{14}$ GeV.

Une des principales conséquences de l'existence simultanée de transitions lepton-quark et quark-quark est qu'elles peuvent entraîner la désintégration du proton. Dans le cadre de $SU(5)$, le temps de vie du proton est $\tau_p \sim \frac{M_{LQ}^4}{g_G(M_{LQ})m_p^5} \sim 10^{29}$ années avec $M_{LQ} \simeq M_{GUT}$. Or on sait expérimentalement que $\tau_p \geq 10^{32}$ années, ce qui exclut le candidat $SU(5)$ minimal qui de toute façon ne permettait pas une convergence parfaite des constantes de couplage et ne résolvait pas le problème de hiérarchie.

Des solutions ont été envisagées pour "sauver" ce modèle. On peut d'une part considérer sa version supersymétrique. La supersymétrie sera décrite dans la section 3.3.1. Une autre solution [5] consiste à introduire un multiplet 10 de scalaires dont un doublet de $SU(2)$ est léger ($\sim$ 100 GeV) et les autres très lourds. Les leptoquarks de ce doublet ne se couplant qu'à des paires lepton-quark, le temps de vie du proton devient marginalement compatible avec les limites actuelles. La convergence des constantes de couplage est assurée mais le problème de hiérarchie subsiste.

Une autre catégorie de théories, dans lesquelles apparaissent des leptoquarks, introduit une échelle de sous-structure. En effet, lorsque les fermions sont composites, il peut exister des combinaisons de leurs sous-constituants qui forment des états liés de type leptoquark. Il existe des modèles [9] où ces leptoquarks seraient naturellement légers ($\lesssim$ 250 GeV) sans pour autant rentrer en conflit avec les limites sur le temps de vie du proton. Mais le Higgs restant fondamental, le problème de la hiérarchie n'est pas réglé.

D'autres théories complètement différentes conceptuellement font apparaître des bosons leptoquarks. Il s'agit de certaines théories de supercordes. Elles ont été construites pour unifier les forces électrofaibles, forte et gravitationnelle. Les différences fondamentales entre ces interactions sont que les interactions électrofaibles et fortes sont des symétries internes et sont véhiculées par des champs vectoriels, alors que la gravitation est reliée directement à l'espace-temps et décrite par un champ tensoriel. Une théorie unifiant ces interactions et qui reposerait sur des champs quantiques ne serait en effet pas renormalisable. Les théories de supercordes, au lieu de travailler sur des champs, considèrent des objets dans un espace à $n \geq 10$ dimensions dont les modes de vibration correspondent aux différentes particules. Il faut ensuite compactifier cet espace pour prédire la limite à basse énergie dans un espace à 4 dimensions, ce que permet assez naturellement la supersymétrie. Dans le cas où cette théorie est basée sur le groupe E_6, deux nouveaux fermions apparaissent. Leurs partenaires supersymétriques sont des scalaires qui ont des couplages de Yukawa à des paires lepton-quark [10], et pourraient avoir une masse inférieure au TeV.

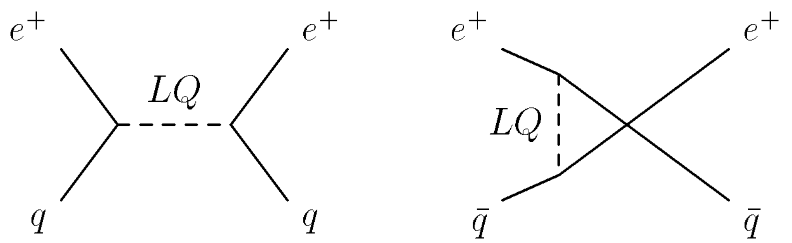

FIG. 3.1 – *Diagrammes $e^+q \rightarrow e^+q$ faisant intervenir un leptoquark: production en voie s (à gauche) et échange en voie u (à droite).*

3.2.2 Phénoménologie des leptoquarks à HERA

Lagrangien effectif

Comme on vient de le voir les leptoquarks apparaissent dans de nombreuses théories avec des spins, des charges et des isospins faibles divers et variés. Afin de permettre une étude systématique on utilise le lagrangien phénoménologique proposé par Buchmüller, Rückl et Wyler [11]. Il conserve les nombres leptonique et baryonique, satisfait aux symétries de jauge du Modèle Standard et inclut tous les couplages sans dimension possibles entre des leptoquarks scalaires ou vecteurs et les leptons et les quarks. Les leptoquarks apparaissent comme des triplets de couleurs et des multiplets d'isospin faible. Ils portent un nombre fermionique $F = 3B + L$ (où B et L sont respectivement les nombres baryonique et leptonique), qui peut prendre les valeurs 0 ou 2 pour un leptoquark se couplant à un électron et un quark ou un antiquark (-2 ou 0 pour l'anti-leptoquark correspondant)[2]. Ce lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=2} + \mathcal{L}_{F=0}$$

avec

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F=2} &= (g_{1L}\bar{q}^c_L i\tau_2 l_L + g_{1R}\bar{u}^c_L e^-_R)S_0 + \tilde{g}_{1R}\bar{d}^c_R e^-_R \tilde{S}_0 + g_{3L}\bar{q}^c_L i\tau_2\tau l_L S_1 \\
&+ (g_{2L}\bar{d}^c_R\gamma^\mu l_L + g_{2R}\bar{q}^c_L\gamma^\mu e^-_R)V_{1/2\mu} + \tilde{g}_{2L}\bar{u}^c_R\gamma^\mu l_L\tilde{V}_{1/2\mu} + h.c. \\
\mathcal{L}_{F=0} &= (h_{1L}\bar{q}_L\gamma^\mu l_L + h_{1R}\bar{d}_R\gamma^\mu e^-_R)V_{0\mu} + \tilde{h}_{1R}\bar{u}_R\gamma^\mu e^-_R\tilde{V}_{o\mu} + h_{3L}\bar{q}_L\tau\gamma^\mu l_L V_{1\mu} \\
&+ (h_{2L}\bar{u}_R l_L + h_{2R}\bar{q}_L i\tau_2 e^-_R)S_{1/2} + \tilde{h}_{2L}\bar{d}_R l_L\tilde{S}_{1/2} + h.c
\end{aligned}$$

où q_L et l_L représentent les doublets gauches de quarks et de leptons et e^-_R, d_R et u_R les singulets droits de l'électron et des quarks u et d. Les conjugués de charge des champs des fermions sont dénotés ψ^c avec la convention $\psi^c = C\bar{\psi}^T$. L'indice L et R apposé aux constantes de couplage correspond à la chiralité du lepton mis en jeu. A partir d'un état initial e^+q les diagrammes faisant intervenir un leptoquark sont indiqués dans la figure 3.1. A HERA, pour des leptoquarks de masse inférieure à $\sqrt{s} = 300$ GeV, le diagramme de l'échange en voie u est négligeable.

Les caractéristiques de ces 10 leptoquarks ainsi que leurs voies de production et de désintégration sont données dans la table 3.1. La nomenclature spectroscopique est tirée de [12]

---

[2] Lorsque ces leptoquarks sont produits par fusion lepton-quark (de première génération) lors de collisions lepton-proton, F permet ainsi de savoir si le quark en jeu est un quark de valence ou un antiquark, ce qui donne une idée de l'importance de la section efficace de production.

$F=-2$	T_3	prod. et désint.	$\mathcal{B}$	$F=0$	T_3	prod. et désint.	$\mathcal{B}$
${}^{-1/3}S_0^*$	0	$e_R^+\bar{u}_R \rightarrow e^+\bar{u}$	1/2	${}^{-2/3}V_0^*$	0	$e^+d_L \rightarrow e^+d$	1/2
		$\rightarrow \bar{\nu}_e\bar{d}$	1/2			$\rightarrow \bar{\nu}_e u$	1/2
		$e_L^+\bar{u}_L \rightarrow e^+\bar{u}$	1			$e_L^+d_R \rightarrow e^+d$	1
${}^{-4/3}\tilde{S}_0^*$	0	$e_L^+\bar{d}_L \rightarrow e^+\bar{d}$	1	${}^{-5/3}\tilde{V}_0^*$	0	$e_L^+u_R \rightarrow e^+u$	1
${}^{-4/3}S_1^*$	+1	$e_R^+\bar{d}_R \rightarrow e^+\bar{d}$	1	${}^{-5/3}V_1^*$	+1	$e_R^+u_L \rightarrow e^+u$	1
${}^{-1/3}S_1^*$	0	$e_R^+\bar{u}_R \rightarrow e^+\bar{u}$	1/2	${}^{-2/3}V_1^*$	0	$e_R^+d_L \rightarrow e^+d$	1/2
		$\rightarrow \bar{\nu}_e\bar{d}$	1/2			$\rightarrow \bar{\nu}_e u$	1/2
${}^{+2/3}S_1^*$	−1	aucun		${}^{+1/3}V_1^*$	−1	aucun	
${}^{-4/3}V_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+\bar{d}_R \rightarrow e^+\bar{d}$	1	${}^{-5/3}S_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+u_L \rightarrow e^+u$	1
		$e_R^+\bar{d}_L \rightarrow e^+\bar{d}$	1			$e_R^+u_R \rightarrow e^+u$	1
${}^{-1/3}V_{1/2}^*$	−1/2	$e_L^+\bar{u}_R \rightarrow e^+\bar{u}$	1	${}^{-2/3}S_{1/2}^*$	−1/2	$e_L^+d_L \rightarrow e^+d$	1
${}^{-1/3}\tilde{V}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+\bar{u}_L \rightarrow e^+\bar{u}$	1	${}^{-2/3}\tilde{S}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+d_R \rightarrow e^+d$	1
${}^{+2/3}\tilde{V}_{1/2}^*$	−1/2	aucun		${}^{+1/3}\tilde{S}_{1/2}^*$	−1/2	aucun	

TAB. 3.1 – *Multiplets d'isospin T de leptoquarks scalaires (${}^{Q}S_T$) et vecteurs (${}^{Q}V_T$) de charge électrique Q, de nombre fermionique $F=-2$ ou $F=0$. Les canaux autorisés à HERA pour la production et la désintégration (avec un rapport d' embranchement $\mathcal{B}$) de leptoquarks de première génération sont donnés uniquement pour le cas d'un faisceau de positrons. Les * indiquent que, en faisceau e^+, ce sont par convention des anti-leptoquarks que l'on peut produire.*

où ${}^{Q}S_T$ et ${}^{Q}V_T$ sont les multiplets d'isospin faible T et de charge électrique Q scalaires et vecteurs.

Ainsi, le leptoquark scalaire S_0, singulet de $SU(2)$ de charge électrique $|Q| = 1/3$ correspond au multiplet scalaire motivé par des modèles de supercordes E_6 [10]. De même, le leptoquark scalaire $\tilde{S}_{1/2}$ a été proposé dans une extension du modèle minimal de $SU(5)$ [5].

Un résumé des contraintes existantes sur les couplages sera présenté dans le chapitre 8, mais certaines contraintes, provenant des expériences à basse énergie, permettent de simplifier dès maintenant la recherche que nous allons mener. Afin de ne pas rendre la désintégration du proton possible, nous allons supposer que les leptoquarks que nous considérons ne se couplent pas à des paires quark-quark. D'autre part, un leptoquark se couplant à la fois aux quarks droit et gauche contribuerait de façon significative à la désintégration électronique du pion [6]. La valeur mesurée $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e) = 1.2 \cdot 10^{-4}$ entraîne la contrainte $M_{LQ}^2/(\lambda_L\lambda_R) > (100\ \text{TeV})^2$ [7]. Celle-ci est vérifiée en demandant que les couplages des leptoquarks soient chiraux, c'est-à-dire qu'ils se couplent soit aux quarks gauches, soit aux quarks droits. Enfin, les leptoquarks se couplant à différentes générations peuvent induire des processus par courant neutre changeant la saveur des quarks ou des leptons (FCNC). La limite la plus contraignante provient de la désintégration $K_L \rightarrow \mu e$ [8] et vaut $M_{LQ}/\lambda > 100$ TeV (en négligeant les corrections radiatives). Elle peut être contournée en demandant que les couplages des leptoquarks soient diagonaux, ce qui signifie qu'ils ne se couplent pas à deux paires lepton-quark dont les leptons ou les quarks appartiennent à des générations différentes. Nous supposerons de plus que les leptoquarks à l'intérieur d'un multiplet sont dégénérés en masse.

Production et désintégration

Nous allons d'abord nous intéresser à la largeur de désintégration de ces leptoquarks car elle va influer sur la section efficace de production, comme nous le verrons par la suite.

Pour un état final lepton-quark donné, les largeurs partielles de désintégration des leptoquarks scalaire et vecteur sont:

$$\Gamma^S_{LQ} = \frac{\lambda^2}{16\pi} M_{LQ}$$

$$\Gamma^V_{LQ} = \frac{\lambda^2}{24\pi} M_{LQ}$$

où λ correspond au couplage du leptoquark dans cet état final donné ($\lambda_{L,R} = g_{L,R}, h_{L,R}$) et M_{LQ} à sa masse. On obtient la largeur totale en sommant sur tous les états finaux possibles. Puisqu'il y en a peu et que les largeurs partielles sont très étroites, la largeur intrinsèque de la résonance est très étroite. A titre d'exemple, pour un couplage correspondant au couplage électromagnétique ($\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \simeq 0.3$) et une masse de 200 GeV la largeur est de l'ordre du GeV.

Nous allons maintenant calculer la section efficace de production d'un leptoquark scalaire à HERA en voie s correspondant à la figure 3.1 ($\sigma(e^+p \to LQ)$), en tenant compte du fait que cette largeur est étroite. Nous allons d'abord calculer celle du processus $e^+(\mathbf{p}_1)q(\mathbf{p}_2) \to LQ \to e^+(\mathbf{q}_1)q(\mathbf{q}_2)$ (les lettres en gras indiquent les quadri-vecteurs), dont l'élément de matrice s'écrit:

$$\mathcal{M} = \bar{v}(p_1)\frac{\lambda}{2}(1-\gamma_5)u(p_2)\frac{i}{\hat{s} - M^2_{LQ} + iM_{LQ}\Gamma_{LQ}}\bar{u}(q_2)\frac{\lambda}{2}(1-\gamma_5)v(q_1)$$

où $\hat{s}$ correspond à l'énergie dans le centre de masse du système (e^+q). On en déduit:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{\lambda^4\hat{s}^2}{4\left[(\hat{s}-M^2_{LQ})^2 + M^2_{LQ}\Gamma^2_{LQ}\right]} \quad .$$

La section efficace recherchée est donc:

$$d\sigma(e^+q \to LQ \to e^+q) = \frac{1}{2\hat{s}} \times \frac{\lambda^4\hat{s}^2}{4\left[(\hat{s}-M^2_{LQ})^2 + M^2_{LQ}\Gamma^2_{LQ}\right]} \times \frac{d\Omega}{32\pi^2} \quad .$$

L'intégration sur l'espace de phase ne pose pas de problème puisque $\hat{s}$ est constant:

$$\sigma(e^+q \to LQ \to e^+q) = \frac{\lambda^4\hat{s}}{64\pi\left[(\hat{s}-M^2_{LQ})^2 + M^2_{LQ}\Gamma^2_{LQ}\right]} \quad .$$

La largeur partielle et le rapport d'embranchement dans l'état final choisi sont:

$$\Gamma(LQ \to e^+q) = \frac{\lambda^2 M_{LQ}}{16\pi} \quad et \quad \mathcal{B}(LQ \to e^+q) = \frac{\Gamma(LQ \to e^+q)}{\Gamma_{LQ}} \quad .$$

Puisque $\sigma(e^+q \to LQ \to e^+q) = \sigma(e^+q \to LQ) \times \mathcal{B}(LQ \to e^+q)$, la section efficace de production est:

$$\sigma(e^+q \to LQ) = \frac{\lambda^2\Gamma_{LQ}}{4M_{LQ}}\frac{\hat{s}}{(\hat{s}-M^2_{LQ})^2 + M^2_{LQ}\Gamma^2_{LQ}} \quad .$$

Il faut maintenant prendre en compte le fait que le quark appartient au proton et donc introduire la densité de probabilité $q(x)$ que le quark emporte la fraction x d'impulsion du proton (et donc $\hat{s} = xs$):

$$\sigma(e^+p \to LQ) = \int dx\ q(x) \times \frac{\lambda^2 \Gamma_{LQ}}{4M_{LQ}} \frac{xs}{(sx - M_{LQ}^2)^2 + M_{LQ}^2 \Gamma_{LQ}^2} \quad .$$

On l'écrit sous la forme suivante:

$$\sigma(e^+p \to LQ) = \frac{\lambda^2 \pi}{4M_{LQ}^2} \int dx\ xq(x) f_\Gamma(x)$$

où

$$f_\Gamma(x) = \frac{(M_{LQ}\Gamma_{LQ}/s)}{\pi \left[(x - M_{LQ}^2/s)^2 + (M_{LQ}\Gamma_{LQ}/s)^2\right]} \quad .$$

Puisque la largeur Γ_{LQ} est très étroite, on considère $\Gamma_{LQ} \to 0$ ce qui entraîne que $f_\Gamma(x) \to \delta(x - \frac{M_{LQ}^2}{s})$ et par conséquent:

$$\sigma(e^+p \to LQ) = \frac{\pi\lambda^2}{4s} q(x = M_{LQ}^2/s) \quad .$$

Les densités dépendent non seulement de x, mais aussi d'une échelle d'énergie Q^2. On prendra $q(x = \frac{M^2}{s}, Q^2 = M^2)$. On voit que le phénomène de résonance, comme on s'y attendait, consiste à sélectionner la valeur de x telle que l'énergie du système (e^+q) soit égale à la masse du leptoquark.

Plus généralement la section efficace totale de production à partir d'un quark q d'un leptoquark de spin J et de masse M_{LQ} se désintégrant dans un état $l + X$ avec un rapport d'embranchement $\mathcal{B}(LQ \to lX)$ est:

$$\sigma(ep \to LQ \to lX) = \frac{4\pi^2}{s}(2J+1)\frac{\Gamma_{LQ}}{M_{LQ}}\mathcal{B} \times q(x = M_{LQ}^2/s) \quad .$$

Ces sections efficaces correspondent au calcul à l'ordre dominant. Les corrections à l'ordre supérieur en α_S ont été calculées récemment [13]. Elles tiennent compte de la correction au vertex $e - LQ - q$, du rayonnement d'un gluon par le quark initial ou le leptoquark, et du processus où le quark initial provient d'un gluon par $g \to q\bar{q}$. Le résultat obtenu au NLO dépend moins du choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation (que l'on prend usuellement égales toutes les deux à M_{LQ}). L'effet net est une augmentation par rapport à la section efficace LO d'environ 20% à $M_{LQ} \sim 200$ GeV.

Puisque les états finaux e^+q et $\bar{\nu}_e q$ sont identiques en DIP et dans le cas de la production d'un leptoquark, il faut considérer en toute rigueur l'interférence entre les diagrammes DIP et celui de la production en voie s d'un leptoquark. Ces effets d'interférence étant faibles, comme le montre la figure 3.2, je les négligerai par la suite.

Les observables intéressantes

Il s'agit ici de définir les variables qui nous permettrons de mettre en évidence la production de leptoquarks à HERA. Puisque les états finals sont identiques à ceux de la DIP, il

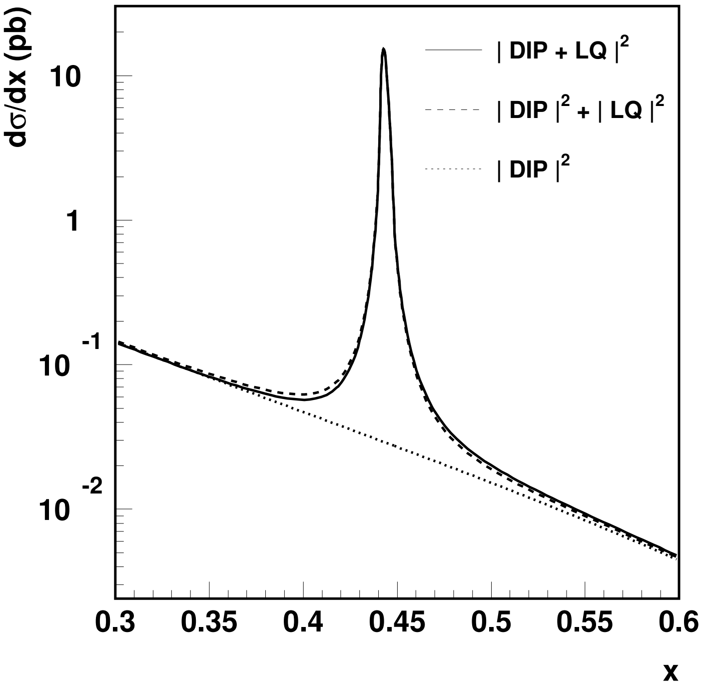

FIG. 3.2 – *Section efficace différentielle $d\sigma/dx$ de DIP et de production d'un leptoquark $\tilde{S}^*_{1/2}$ de masse $M_{LQ} = 200$ GeV avec un couplage $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha} \simeq 0.3$ (pour $Q^2 > 2500$ GeV^2 et $y > 0.1$).*

faut rechercher les variables dont la distribution en fonction de x, y ou Q^2 est différente de celle de la DIP.

Nous avons vu que la section efficace différentielle de production d'un leptoquark est:

$$\frac{d\sigma}{dx} \propto q(x)\frac{xs}{(sx - M_{LQ}^2)^2 + M_{LQ}^2\Gamma_{LQ}^2} \quad .$$

Elle présente donc un pic typique d'une résonance à $x = M_{LQ}^2/s$ qui se superpose à un fond continu de DIP, comme le montre la figure 3.2. Par conséquent il est clair que la variable x est une observable clé. Plutôt que d'utiliser x, nous utiliserons directement $M = \sqrt{sx}$ qui est égale à M_{LQ} au pic de résonance. Ceci n'est vrai que dans l'approximation où le jet correspondant au quark provenant de la désintégration est de masse nulle. En tenant compte de la masse M_j^2 du jet et en écrivant que la masse du leptoquark est égale à la masse du système positron-jet, on obtient la relation suivante entre M_{LQ} et M:

$$M_{LQ} = M\sqrt{1 + \frac{M_j^2}{Q^2}} \quad . \tag{3.1}$$

La masse M_j étant le plus souvent inférieure à ~ 20 GeV, cette correction par rapport à M est de l' ordre du % et ne sera pas prise en compte.

Parmi les caractéristiques d'un leptoquark nous pouvons aussi utiliser l'information liée à son spin qui détermine la distribution en angle polaire du lepton sortant. L'observable est dans ce cas la variable y qui est directement reliée à l'angle polaire θ^* du lepton sortant dans le centre de masse du système e^+q:

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

Par conséquent la distribution en y vérifie:

$$\frac{d\sigma}{dy} = 2\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \quad .$$

Dans le cas de la production d'un leptoquark, cette distribution est donc donnée par le spin du leptoquark. Dans le cas de la DIP, elle est donnée par l'équation 2.1. On en déduit:

	$LQ(J=0)$	$LQ(J=1)$	DIP
$d\sigma/dy_{(M=\mathrm{cte})}$	$\propto$ cte	$\propto (1-y)^2$	$\propto 1/y^2$

On voit ainsi qu'une coupure inférieure sur la variable y permet de réduire efficacement le bruit de fond de DIP qui diminue lorsque y augmente.

Générateur utilisé

Afin de simuler les effets de détecteur pour les processus de production d'un leptoquark, j'ai utilisé le générateur d'événements LEGO [16]. La paramétrisation des densités de partons utilisée est MRS(H), comme pour les événements de DIP. L'échelle choisie pour évaluer cette densité est M_{LQ}^2. Les corrections radiatives QED sur le lepton initial, ainsi que les cascades de partons initiale et finale sont prises en compte. Le modèle de fragmentation est celui utilisé pour la génération des événements de DIP.

3.3 Les squarks et la Supersymétrie

Je vais d'abord donner quelques caractéristiques de la supersymétrie et introduire les paramètres dont nous aurons besoin pour présenter la phénoménologie de la supersymétrie à HERA.

3.3.1 Introduction à la supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie d'espace-temps reliant les fermions et les bosons. Le générateur spinoriel Q_α des transformations supersymétriques transforme les fermions en bosons et les bosons en fermions:

$$Q_\alpha|F> = B \quad et \quad Q_\alpha|B> = F \quad .$$

Chaque fermion de matière et son partenaire supersymétrique scalaire (slepton ou squark) sont rangés dans un supermultiplet chiral. Chaque boson (de jauge et de Higgs) et son partenaire supersymétrique de spin $\frac{1}{2}$ (jaugino ou higgsino) sont rangés dans un supermultiplet vectoriel.

Il est à noter que dans une théorie exactement supersymétrique les corrections radiatives à la masse du Higgs sont nulles puisque les contributions des fermions et celles des bosons s'annulent. Si la supersymétrie n'est pas exactement vérifiée, ces corrections ne sont pas exactement nulles et, en dehors de termes finis, dépendent de la différence du carré des masses entre partenaires: $\delta M_H^2 \propto g^2(M_{boson}^2 - M_{fermion}^2)\ln\Lambda^2$. Ainsi la condition $\delta M_H^2 \lesssim M_W^2$ implique que des superparticules devraient exister en dessous du TeV. Nous allons nous tourner maintenant vers le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM).

Contenu en champs du MSSM

Le MSSM est la version supersymétrique minimale du Modèle Standard, c'est-à-dire que son contenu est minimal en champs et en couplages. Les leptons et quarks connus acquièrent un partenaire supersymétrique (sleptons $\tilde{l}$ et squarks $\tilde{q}$). Plus précisément, chaque fermion de chiralité donnée possède son propre partenaire supersymétrique. Ainsi les squarks $\tilde{q}_L$ et $\tilde{q}_R$ sont des champs scalaires indépendants. L'extension supersymétrique du secteur bosonique du Modèle Standard est un peu plus compliquée car il faut augmenter le secteur de Higgs.

En effet, un doublet de Higgs ne suffit pas. D'une part un seul doublet ne peut à la fois donner de la masse aux quarks de type d et de type u car le lagrangien supersymétrique fait intervenir les champs scalaires complexes mais pas leurs conjugués. Il en faut par conséquent au moins deux. De même les degrés de liberté bosoniques et fermioniques devant être égaux dans chaque terme du lagrangien, il faut qu'il y ait, pour chaque boson de jauge massif (3 degrés de liberté bosoniques), deux spineurs (4 degrés de liberté fermioniques) et un champ scalaire réel physique (1 degré de liberté bosonique). Puisque l'on veut rendre massif 3 bosons de jauge, il doit y avoir 3 champs scalaires réels physiques. Or à partir d'un seul doublet de Higgs (4 degrés de liberté), il ne reste que $4 - 3 = 1$ seul champ scalaire physique. Deux doublets de Higgs suffisent, et comme l'on considère le contenu minimal en champ, c'est le choix du MSSM. Il y a donc $8 - 3 = 5$ champs scalaires réels de Higgs physiques.

Il est à noter que sans ce deuxième doublet, la théorie n'est pas renormalisable. En effet les higgsinos, partenaires supersymétriques des Higgs, sont les seuls nouveaux fermions qui contribuent aux anomalies triangulaires (les jauginos ont des couplages vectoriels). Comme ces anomalies s'annulent exactement lorsqu'on ne considère que les fermions du Modèle Standard, ce ne serait plus le cas avec des higgsinos provenant d'un seul doublet. Le deuxième doublet de Higgs, qui est choisi d'hypercharge opposée au premier, permet d'annuler ces anomalies et rend la théorie renormalisable.

Brisure de la supersymétrie

Comme on l'a déjà remarqué, dans une théorie supersymétrique, les particules et leurs partenaires supersymétriques ont la même masse. Or, les limites expérimentales montrent que les partenaires des fermions de matière doivent être beaucoup plus massifs que les fermions. Il faut par conséquent briser la supersymétrie, et le mécanisme responsable de cette brisure doit faire en sorte que les masses des nouveaux scalaires soient plus élevées que celles des particules standards.

Une façon de faire serait de briser spontanément la supersymétrie. Cependant il n'est pas possible en la brisant à basse énergie d'obtenir un spectre de masse de la théorie tel que les superpartenaires soient tous plus lourds que les particules standards.

On suppose alors que la brisure de la supersymétrie s'opère à très grande échelle dans ce que l'on appelle le "secteur caché", ce qui fait apparaître des termes non supersymétriques dans le lagrangien. Afin de ne pas retomber sur des divergences quadratiques à la masse du Higgs, les termes supplémentaires choisis sont ceux qui n'amènent que des divergences logarithmiques, c'est-à-dire des termes qui ne brisent pas trop fortement la supersymétrie: on parle de brisure douce. Les termes possibles de brisure douce sont en particulier des termes de masse pour les scalaires et pour les jauginos, ce qui permet d'augmenter la masse des sleptons et des squarks ainsi que celles des jauginos. De tels termes apparaissent naturellement lors de la brisure spontanée de la supergravité (théorie dans laquelle la supersymétrie est locale).

En plus des termes de masse de brisure douce des partenaires scalaires des leptons et des quarks, le MSSM introduit les paramètres suivants: les masses et le paramètre de mélange μ pour les doublets de Higgs, l'angle β tel que $\tan\beta = v_2/v_1$ où v_i sont les valeurs non nulles dans le vide des Higgs neutres, et les termes de masse de brisure douce pour les jauginos (M_1 pour le jaugino de $U(1)_Y$, M_2 pour les jauginos de $SU(2)_L$ et M_3 pour les gluinos). Nous supposerons que les paramètres M_1 et M_2 vérifient la relation usuelle de grande unification [17]: $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W M_2$.

Les partenaires supersymétriques des bosons de jauge et les higgsinos ne sont pas états propres de masse. Les états physiques sont appelés neutralinos $\chi^0_{1,2,3,4}$ et charginos $\chi^\pm_{1,2}$, où l'indice va du plus léger au plus lourd. Les masses des neutralinos et des charginos et leurs couplages dépendent uniquement des paramètres $M_2, \tan\beta$ et μ. Le contenu en champs du MSSM ainsi que la terminologie associée sont résumés dans la table 3.2.

Les contraintes théoriques que l'on peut dériver sont entre autres:

$$m^2_{h^\pm} = m^2_{A^0} + M^2_W \quad et \quad m^2_{h^0} \leq M^2_Z \cos^2 2\beta \leq M^2_Z \quad .$$

On en déduit que les Higgs chargés sont plus lourds que le W, mais qu'en revanche le Higgs le plus léger a une masse inférieure à celle du Z^0. La contrainte sur le Higgs le plus léger est en fait moins forte à cause des corrections radiatives (en particulier dues au quark top). Un calcul récent [18] à deux boucles donne:

$$M_{h^0} \lesssim 120 \text{ GeV} \quad .$$

La R-parité

Le lagrangien du MSSM ne comprend pas tous les termes invariants de jauge et invariants sous la supersymétrie. D'une part il correspond à un contenu minimal en champs et en

Particule standard		Partenaire supersymétrique	
q_L	quark gauche	$\tilde{q}_L$	squark "gauche"
q_R	quark droit	$\tilde{q}_R$	squark "droit"
l_L	lepton gauche	$\tilde{l}_L$	slepton "gauche"
l_R	lepton gauche	$\tilde{l}_R$	slepton "droit"
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino
$W^{\pm}$	boson W	$\chi^{\pm}_{1,2}$	charginos
h^-	Higgs chargé		
h^+	Higgs chargé		
γ	photon	$\chi^0_{1,2,3,4}$	neutralinos
Z^0	boson Z		
h^0	Higgs scalaire léger		
H^0	Higgs scalaire lourd		
A^0	Higgs pseudoscalaire		

TAB. 3.2 – *Particules du MSSM.*

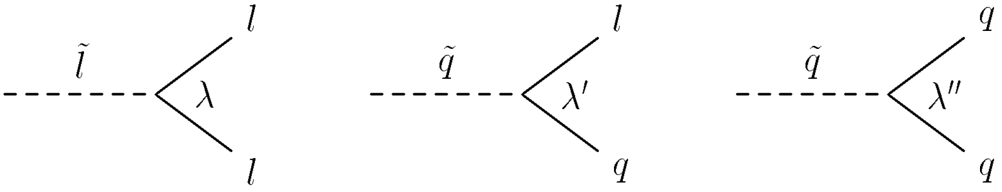

FIG. 3.3 – *Couplages possibles via les opérateurs (de gauche à droite)* $LL\bar{E}, LQ\bar{D}$ *et* $\bar{U}\bar{D}\bar{D}$.

couplages, d'autre part il ne considère pas les termes qui violent le nombre leptonique L ou le nombre baryonique B. C'est le cas des termes suivants $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k, \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ et $\lambda''_{ijk}UD\bar{D}$ dont les diagrammes correspondants sont donnés dans la figure 3.3. Les indices ijk indiquent les différentes familles. Si tous ces couplages sont autorisés alors on voit que cela peut entraîner la désintégration rapide du proton ($\lambda'\lambda'' \neq 0$ autorise le processus $ud \to \tilde{q} \to lq$ et par exemple $p \to e^+\pi^0$). Ces termes ont donc été supprimés dans le MSSM en imposant une symétrie discrète, la R-symétrie, qui impose la conservation multiplicative d'un nouveau nombre quantique appellé la R-parité:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}$$

où B, L et S sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin. R_p vaut $+1$ pour les particules standards et -1 pour leurs partenaires supersymétriques.

En plus d'interdire les termes $\lambda LL\bar{E}, \lambda' LQ\bar{D}$ et $\lambda''\bar{U}\bar{D}\bar{D}$, la conservation de R_p a les conséquences suivantes:

- à partir de particules standards, les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paire;
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP), ne pouvant se désintégrer en particules standards, est nécessairement stable.

Cependant un modèle avec violation de la R-parité reste phénoménologiquement acceptable s'il ne contredit pas les résultats expérimentaux existants. En particulier si $\lambda'\lambda'' = 0$ il n'y a pas de désintégration du proton en $e^+\pi^0$. Nous allons donc considérer par la suite le cas où seuls les λ'_{ijk} sont non nuls. La LSP peut alors se désintégrer, comme nous le verrons par la suite, ce qui invalide les limites expérimentales sur les masses des particules supersymétriques déduites des analyses menées dans le cadre du pur MSSM (qui reposent sur la signature "énergie manquante"). Puisque les λ'' sont supposés nuls, le nombre baryonique est conservé ce qui permet de s'affranchir de nombreuses contraintes expérimentales. Les couplages de squarks à des paires lepton-quark sont ainsi autorisés ce qui rend intéressante la recherche de tels objets à HERA.

3.3.2 Phénoménologie de la supersymétrie avec violation de la R-parité à HERA

Production de squarks

Nous allons expliciter le terme $L_i Q_j \bar{D}_k$ en fonction des champs. Décrivons tout d'abord les superchamps:

- L_i contient les leptons et les sleptons de la $i^{ième}$ génération, en doublets de $SU(2)$. Il décrit donc les champs: e^i_L, ν^i_L ainsi que $\tilde{e}^i_L$ et $\tilde{\nu}^i_L$;
- Q_j contient les champs $u^i_L, d^i_L, \tilde{u}^i_L$ et $\tilde{d}^i_L$;
- $\bar{D}_k$ contient d^c_L et $\tilde{d}^*_R$, conjugués de charge de d_R et $\tilde{d}_R$.

On peut alors développer le terme $L_i Q_j \bar{D}_k$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{L_i Q_j \bar{D}_k} &= \lambda'_{ijk} \Big[-\tilde{e}^i_L u^j_L \bar{d}^k_R - e^i_L \bar{u}^j_L \bar{d}^k_R - (\bar{e}^i_L)^c u^j_L \tilde{d}^{k*}_R \\ &\quad + \tilde{\nu}^i_L d^j_L \bar{d}^k_R + \nu_L \tilde{d}^j_L \bar{d}^k_R + (\bar{\nu}^i_L)^c d^j_L \tilde{d}^{k*}_R \Big] + \text{h.c.}\end{aligned}$$

Ainsi les couplages λ'_{1jk} permettent de produire en voie s un squark à partir d'un positron et d'un quark. On se retrouve ainsi dans le cas de la production d'un leptoquark scalaire que l'on a décrit dans la section 3.2.2. La table 3.3 montre les processus de production correspondant à chaque λ'_{1jk}. Ainsi les couplages $\lambda'_{111}, \lambda'_{121}$ et λ'_{131} sont tout particulièrement intéressants car ils font intervenir un quark de valence[3]. Dans toute la suite on suppose qu'un λ'_{1jk} domine sur les autres. Les sections efficaces de production sont identiques à celles calculées dans la section 3.2.2 et ont la même caractéristique: $d\sigma/dM$ présente un pic à la masse du squark produit.

Les sfermions gauche et droit ($\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$) ne sont pas exactement les états propres de masse. La matrice de masse des sfermions est:

$$M = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_L} & am_f \\ am_f & m^2_{\tilde{f}_R} \end{pmatrix}$$

---

[3] Avec un faisceau d'électrons, ce qui sera le cas à partir de 1998, on est davantage sensible aux couplages λ'_{11k}.

λ'_{1jk}	Processus de production	
111	$e^+ + \bar{u} \rightarrow \tilde{d}_R$	$e^+ + d \rightarrow \tilde{u}_L$
112	$e^+ + \bar{u} \rightarrow \bar{\tilde{s}}_R$	$e^+ + s \rightarrow \tilde{u}_L$
113	$e^+ + \bar{u} \rightarrow \bar{\tilde{b}}_R$	$e^+ + b \rightarrow \tilde{u}_L$
121	$e^+ + \bar{c} \rightarrow \bar{\tilde{d}}_R$	$e^+ + d \rightarrow \tilde{c}_L$
122	$e^+ + \bar{c} \rightarrow \bar{\tilde{s}}_R$	$e^+ + s \rightarrow \tilde{c}_L$
123	$e^+ + \bar{c} \rightarrow \bar{\tilde{b}}_R$	$e^+ + b \rightarrow \tilde{c}_L$
131	$e^+ + \bar{t} \rightarrow \bar{\tilde{d}}_R$	$e^+ + d \rightarrow \tilde{t}_L$
132	$e^+ + \bar{t} \rightarrow \bar{\tilde{s}}_R$	$e^+ + s \rightarrow \tilde{t}_L$
133	$e^+ + \bar{t} \rightarrow \bar{\tilde{b}}_R$	$e^+ + b \rightarrow \tilde{t}_L$

TAB. 3.3 – *Processus de production de squarks à HERA par violation de R-parité* λ'_{1jk}.

où les éléments de matrice sont fonction des termes de brisure douce. En particulier on a:

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{f}_L} &= m_0^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(\tfrac{1}{2} - \tfrac{2}{3}\sin^2\theta_W\right) + m_f^2 \\ m^2_{\tilde{f}_R} &= m_0^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \tfrac{2}{3} \sin^2\theta_W + m_f^2 \end{aligned}$$

où m_0 est le paramètre de masse de brisure douce des scalaires. Pour m_0 de l'ordre de la centaine de GeV les éléments non diagonaux de la matrice de masse n'ont pas des valeurs très élevées pour des fermions légers. Par conséquent, pour tous les sfermions excepté le stop, la matrice M est quasi diagonale et on considère que $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ sont états propres de masse. En revanche la masse élevée du top fait que la différence de masse entre les deux états propres devient importante:

$$m_{\tilde{t}2} - m_{\tilde{t}1} = \sqrt{\left(m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_R}\right)^2 + 4a^2 m_t^2} \quad .$$

Le cas du stop est donc particulièrement intéressant puisqu'un état pourrait être relativement léger. De plus, si la hiérarchie des couplages λ' ressemble à celle des couplages de Yukawa entre les fermions et le champ de Higgs, les λ'_{ijk} faisant intervenir la $3^{ème}$ génération devraient être prépondérants [14].

Modes de désintégration

Autant la production des squarks est identique à celle des leptoquarks étudiés dans la section précédente, autant il faut étudier de façon spécifique les modes de désintégration des squarks. Ils sont de deux types: soit de nouveau par violation de la R-parité, soit par désintégration de jauge.

Dans le cas de désintégration par violation de parité les états finaux possibles dépendent du type de squark comme le montre la figure 3.4. S'il s'agit d'un squark "gauche" seul l'état final e^+q est possible alors que s'il s'agit d'un squark "droit", il peut aussi se désintégrer en $\bar{\nu}_e\bar{q}$.

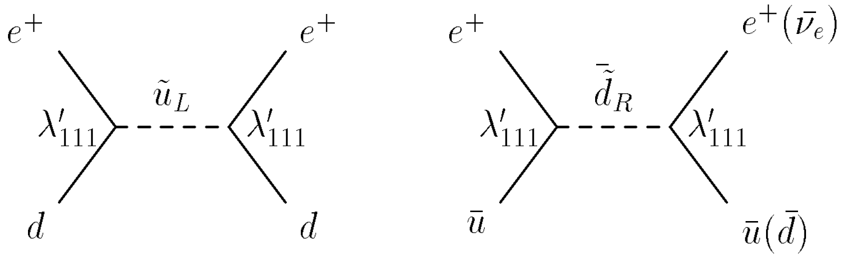

FIG. 3.4 – *Diagramme de production et désintégration de squarks par violation de R-parité.*

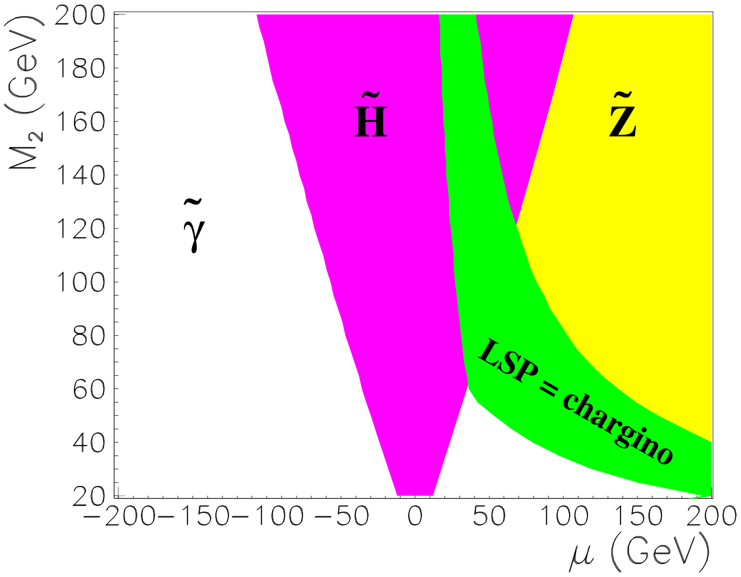

FIG. 3.5 – *Régions dans l'espace des paramètres* (μ, M_2) *correspondant à une LSP chargée et à une LSP neutre de type photino, zino ou higgsino, pour* $\tan\beta = 1$.

Dans le cas des désintégrations de jauge, c'est-à-dire en paire quark-jaugino, les modes sont nombreux, témoins de la phénoménologie très riche de la supersymétrie [15]. En effet, puisque les paramètres $M_2, \tan\beta$ et μ déterminent les masses et les couplages des jauginos, les rapports d'embranchement des squarks dans les différentes voies de jauge (définies par le type du jaugino intervenant dans la désintégration) dépendent eux aussi de ces mêmes paramètres. Afin d'illustrer ces dépendances, la figure 3.5 montre la nature de la LSP dans le plan (μ, M_2) pour $\tan\beta = 1$ et la figure 3.6 montre la voie de jauge dominante d'un squark $\tilde{u}_L$ de masse 150 GeV pour les mêmes paramètres du MSSM.

L'analyse de tous les canaux correspondants est en cours dans H1. Dans cette thèse seules les désintégrations des squarks par violation de la R-parité seront étudiées. Pour l'interprétation des résultats, nous aurons besoin du rapport d'embranchement dans la voie $\not{R}_p$, ce qui implique de connaître la largeur de désintégration en voie de jauge. Je ferai dans la suite les hypothèses suivantes: la LSP est le χ_1^0 et la voie de jauge $\tilde{q} \to q\chi_1^0$ est dominante. Il est à noter que ces hypothèses sont restrictives, en particulier pour les squarks gauches (cf. figure 3.6) qui sont les seuls à pouvoir se désintégrer en chargino.

Il faut donc étudier les modes de désintégration du neutralino χ_1^0. Celui-ci se désintègre en

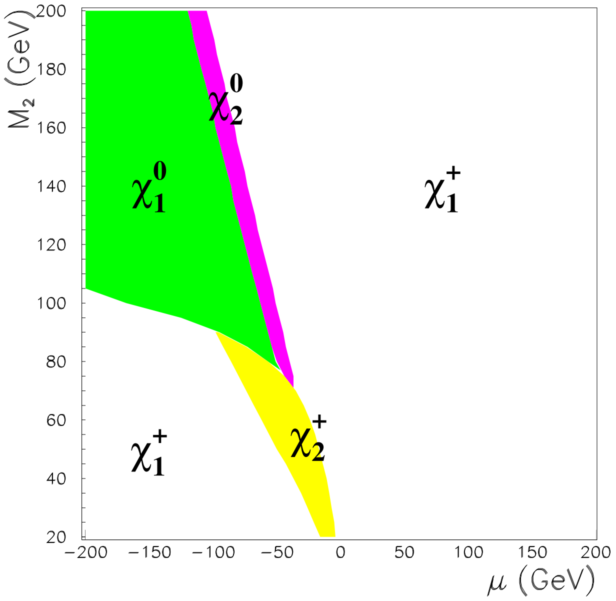

FIG. 3.6 – *Mode dominant de désintégration de jauge d'un squark* $\tilde{u}_L$ *de masse* 150 GeV *dans l'espace des paramètres* (μ, M_2) *pour* $\tan\beta = 1$.

une paire fermion-antisfermion (ou antifermion-sfermion), ce qui nous ramène au problème de la désintégration des superpartenaires des fermions. Dans ce cas, par conservation de l'énergie, le sfermion ne peut se désintégrer que par voie $\not{R}_p$. Dans le cas où λ'_{111} est non nul, les diagrammes correspondants sont montrés dans la figure 3.7.

Ainsi le couplage λ'_{111} offre au χ_1^0 les trois modes de désintégration suivants:

- $\chi_1^0 \to \nu d\bar{d}$
- $\chi_1^0 \to e^+\bar{u}d$
- $\chi_1^0 \to e^-u\bar{d}$

Le rapport d'embranchement suivant lequel le χ_1^0 se désintègre en un lepton chargé dépend de la nature du χ_1^0. La nature du χ_1^0 dépend des paramètres M_2, μ et $\tan\beta$ comme le montre la figure 3.5. Si le χ_1^0 est un pur photino $\tilde{\gamma}$, comme le couplage au vertex $f\bar{f}\tilde{\gamma}$ est proportionnel à la charge du fermion, ce rapport d'embranchement est:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\tilde{\gamma} \to e^{\pm}2\text{jets}) &= \frac{(1)^2+(2/3)^2+(1/3)^2}{(1)^2+0^2+(2/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2} \\ &= 87.5\% \end{aligned}$$

Si le χ_1^0 n'est plus un pur photino, mais reste dominé par sa composante photino, le rapport d'embranchement précédent varie légèrement avec les valeurs des paramètres du MSSM [15]. Il reste supérieur à $\approx 60\%$ pour $\tan\beta = 1, M_2 < 200$ GeV et $-200 < \mu < 200$ GeV. Dans le cas où le neutralino le plus léger est de type photino, il n'y a dans ce cas plus qu'un paramètre libre qui est la masse du photino $M_{\tilde{\gamma}}$. La largeur de désintégration

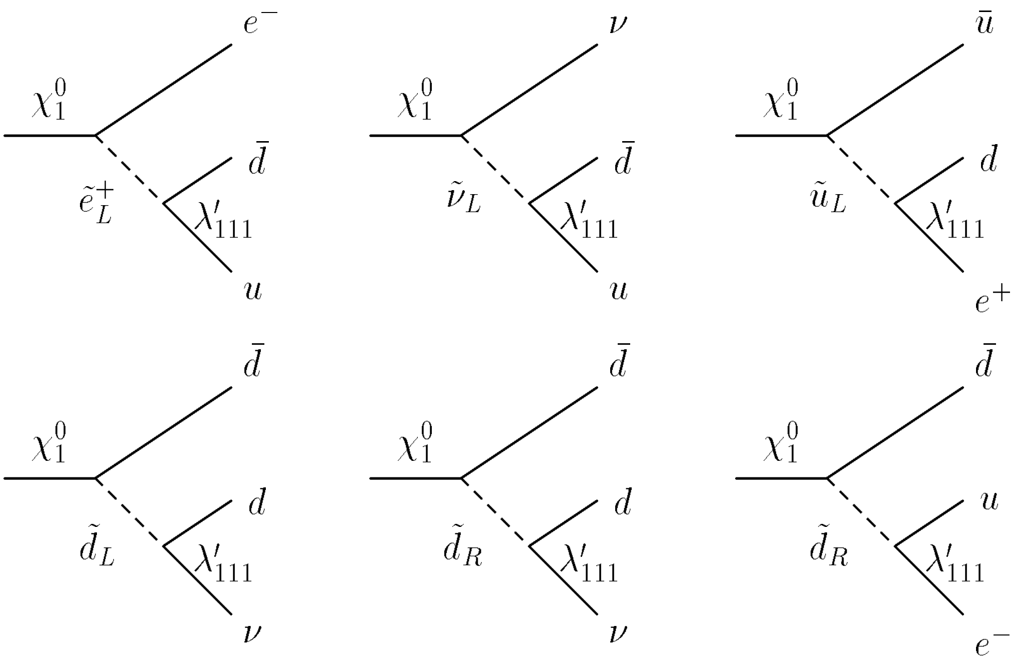

FIG. 3.7 – *Quelques diagrammes via lesquels le χ_1^0 peut se désintégrer lorsque le couplage λ'_{111} est non nuls.*

en voie de jauge, qui s'exprime alors simplement en fonction de $M_{\tilde{\gamma}}$, et celle en voie $\not R_p$ (qui est la même que pour un leptoquark scalaire) sont:

$$\begin{aligned}\Gamma_{\tilde{q}\to q\tilde{\gamma}} &= \frac{1}{8\pi} e_q^2 M_{\tilde{q}} \left(1 - \frac{M_{\tilde{\gamma}}^2}{M_{\tilde{q}}^2}\right)^2 \\ \Gamma_{\tilde{q}\to \bar{l}q} &= \frac{\lambda'^2_{1jk}}{16\pi} M_{\tilde{q}}\end{aligned}$$

Pour un couplage λ' égal au couplage électromagnétique, le rapport des rapports de branchement est donc:

$$\frac{\mathcal{B}(\tilde{q}\to q\tilde{\gamma})}{\mathcal{B}(\tilde{q}\to \bar{l}q)} = 2Q_q^2 \left(1 - \frac{M_{\tilde{\gamma}}^2}{M_{\tilde{q}}^2}\right)^2$$

où Q est le rapport de la charge du quark sur celle de l'électron.

Générateurs utilisés

Deux générateurs d'événements correspondant aux deux modes de désintégration présentés plus haut ont été utilisés. Dans le cas où le squark se désintègre par $\not R_p$, comme la problématique est identique à celle des leptoquarks, j'ai utilisé le générateur LEGO [16] comme décrit dans la section 3.2.2. Pour la désintégration de jauge avec un neutralino, on peut utiliser SUSSEX [16]. Celui-ci prend en compte les mêmes corrections radiatives que LEGO.

3.4 Premiers pas vers l'analyse

Puisque nous savons maintenant tout ce qui caractérise la production et la désintégration de leptoquarks et de squarks à HERA, je vais définir la stratégie de mon analyse dont le but est la recherche de tels objets par leur désintégration en une paire lepton-quark. Je rappelle que les événements de DIP constituent dans ce cas un bruit de fond irréductible, et qu'il faut par conséquent tirer partie de la forme des distributions qui permettent de distinguer la DIP de la production d'une nouvelle particule en voie s.

Nous avons vu que la principale caractéristique de la section efficace de production est qu'elle présente un pic à la valeur de la masse de la particule recherchée. Comme la masse $M = \sqrt{sx}$ calculée à partir de la variable cinématique x (introduite à la section 2.1.1 pour décrire les processus de DIP), est égale à la masse du système e^+q, la section efficace différentielle $d\sigma/dM$ présente elle aussi un pic de résonance à la masse de la particule, contrairement à la section efficace différentielle correspondante pour la DIP.

Nous avons vu également que le spin de l'objet produit détermine la section efficace différentielle $d\sigma/dy$: celle-ci est constante pour un leptoquark scalaire ou un squark, proportionnelle à $(1-y)^2$ dans le cas d'un leptoquark vecteur, alors que pour la DIP le spectre en y tombe en $1/y^2$.

Nous venons ainsi de définir la stratégie de recherche de leptoquarks et de squarks à HERA: il faut sélectionner les candidats de DIP et les analyser en termes de M et y. Puisque nous sommes intéressés à des masses de leptoquarks relativement grandes ($M_{LQ} \gtrsim 100$ GeV) et à des valeurs grandes de y, nous allons mener notre recherche dans le domaine cinématique correspondant à des valeurs importantes de $Q^2 = sxy = M^2y$ (voir figure 1.6).

Puisque deux variables cinématiques suffisent à caractériser le processus $e^+p \to l + X$ nous allons travailler dans le plan (M, y) qui est tout à fait adapté à notre analyse et détailler l'état final dans ce plan. La figure 3.8 montre les contours dans le plan (M, y) correspondant à des valeurs constantes de l'énergie du lepton sortant, de son énergie transverse, de son angle polaire par rapport au faisceau de protons et de l'angle du quark sortant (en négligeant les effets d'hadronisation et à l'ordre 0 en α_S) dans le référentiel de HERA. Les contours en angle polaire permettent de situer l'état final dans le détecteur H1 qui est décrit dans le chapitre 4.

Dans le cas des événements courant neutre il faut être capable d'identifier le positron diffusé. Ce sera l'objet de la première partie du chapitre 5. La mesure des variables cinématiques en courant neutre et chargé est un point crucial, qui implique la maîtrise de l'échelle en énergie du détecteur. Ces deux éléments importants seront présentés dans le chapitre 5. L'étape suivante est la sélection des événements. On peut voir sur la figure 3.8 que les états finals que l'on doit étudier comprennent un lepton de grande énergie transverse. C'est l'un des critères principaux de la sélection qui est décrite dans le chapitre 6. Il restera ensuite à comparer les événements des données à la prédiction du Modèle Standard des DIP en termes des variables Q^2, M et y. Les résultats obtenus et l'interprétation que l'on peut en faire sont présentés respectivement dans les chapitres 7 et 8.

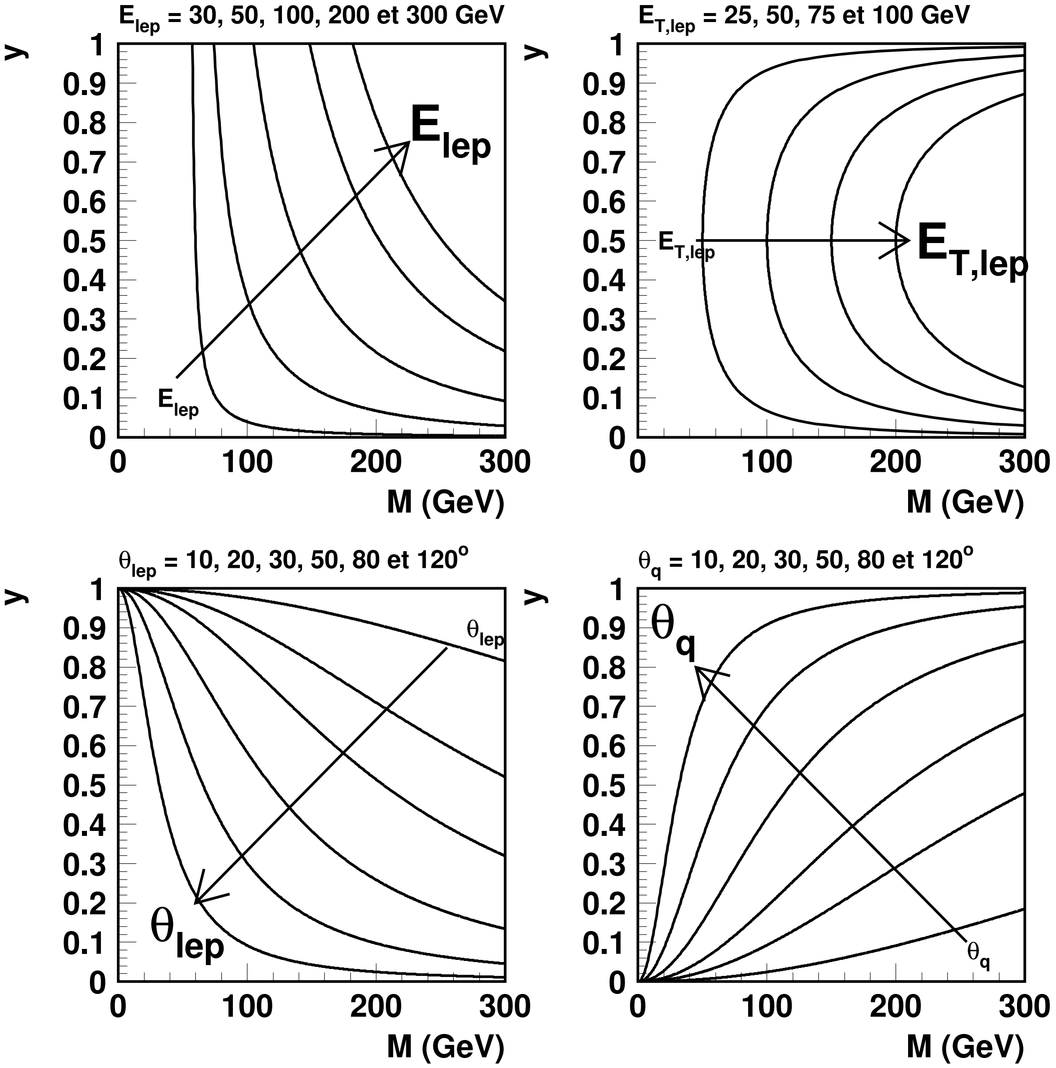

FIG. 3.8 – *Contours dans le plan* (M, y) *à des valeurs constantes des quantités suivantes (les flèches indiquent le sens croissant): l'énergie du lepton sortant* E_{lepton} *(en haut à gauche); l'énergie transverse du lepton sortant* $E_{\perp,lepton}$ *(en haut à droite); l'angle polaire du lepton sortant par rapport à la direction de faisceau de protons* θ_{lepton} *(en bas à gauche); l'angle polaire du quark sortant* θ_{quark} *(en bas à droite).*

Bibliographie

[1] A. Djouadi, Cours de la $36^{ième}$ école de physique théorique de Cracow (1996).

[2] S. de Jong, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

[3] J. Erler et P. Langacker, Proceedings of the Workshop on Physics at the first Muon Collider, Batavia (1997) (hep-ph/9801422).

[4] H. Georgi et S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.

[5] H. Murayama et T. Yanagida, Mod. Phys. Lett. B102 (1981) 310.

[6] O. Shanker, Nucl. Phys. B204 (1982) 375; Nucl. Phys. B206 (1982) 253.

[7] M. Leurer, Phys. Rev. D49 (1994) 333.

[8] S. Davidson, D. Bailey et B.A. Campbell, Z. Phys. C61 (1994) 613.

[9] B. Schrempp et F. Schrempp, Phys. Lett. B153 (1985) 101.

[10] J.F. Gunion et E. Ma, Phys. Lett. B195 (1987) 257.

[11] W. Buchmüller, R. Rückl et D. Wyler, Phys. Lett. B191 (1987) 442.

[12] COMPOS 1.4;
T. Khöler, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1526.

[13] T. Plehn, H. Spiesberger, M. Spira et P.M. Zerwas, Z. Phys. C74 (1997) 611;
Z. Kunszt and J. Stirling , Z.Phys. C75 (1997) 453.

[14] P. Binétruy, S. Lavignac et P. Ramond, Nucl. Phys. B477 (1996) 353.

[15] E. Perez, Thèse de doctorat de l'Université PARIS VI, DAPNIA/SPP 96-1008 (1996) 290 pages.

[16] LEGO 0.02 et SUSSEX 1.5;
K. Rosenbauer, Doktor Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 95/16 (1995).

[17] J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos et T. Tamvakis, Phys. Lett. B215 (1983) 275;
L.R. Ibaez et C. Lopez, Phys. Lett. B216 (1983) 54.

[18] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, (1998) (hep-ph/9803277).

Chapitre 4

L'expérience H1 et la prise de données

Ce chapitre est consacré à la chaîne complète du dispositif expérimental allant de la détection d'une collision *ep* jusqu'à la mise en forme des quantités physiques qui décrivent son état final. On peut diviser cette chaîne en trois étapes:

- **Le déclenchement**
  Le taux de collisions *ep* observables par le détecteur est d'environ 200 Hz et le taux de bruit de fond non-physique dû aux collisions des protons avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide est supérieur au kHz. On voit qu'il n'est pas question de garder en mémoire chaque collision: on ne va déclencher l'acquisition que sur les collisions qui sont jugées intéressantes. Le système de déclenchement sera décrit à la section 4.5.1.

- **La détection et l'acquisition**
  Il s'agit ici, pour les collisions que l'on veut étudier, de détecter les particules de l'état final et de mesurer les informations nécessaires à l'analyse (trajectoire dans un détecteur de traces ou dépôt d'énergie déposé dans un calorimètre). On parle ici de données brutes, c'est-à-dire de charges collectées ou de tensions mesurées. Les sous-détecteurs que j'ai utilisés pour mener à bien mon analyse seront décrits par la suite.

- **La reconstruction**
  A partir de ces informations brutes, on obtient les quantités physiques directement utilisables pour l'analyse (angle de diffusion et énergie d'une particule) après un certain nombre de transformations (soustraction du bruit, calibration, algorithmes de reconstruction ...). La reconstruction fait l'objet de la section 4.5.2.

Une description complète de l'appareillage est disponible dans la référence [1]. Je me contenterai de décrire les sous-détecteurs essentiels à mon analyse et de présenter les principales étapes, en particulier le déclenchement de l'acquisition, la reconstruction et la mesure de la luminosité.

4.1 Présentation générale du détecteur

Une des particularités du collisionneur HERA est la grande différence d'énergie des faisceaux incidents. La cinématique est telle que le γ du système positron-quark interagissant est de 1.16 (resp. 2.82) pour $x = 0.1$ (resp. 1) dans la direction des protons. Ceci implique que les particules détectées à l'avant (défini comme étant la direction des protons) sont en moyenne plus énergétiques que celle détectées à l'arrière. Le détecteur présente par conséquent une asymétrie longitudinale tout en conservant une symétrie cylindrique.

A partir du point nominal d'interaction (point autour duquel ont lieu les collisions), le détecteur H1 comporte les sous-détecteurs suivants (figure 4.1):

Sous-détecteurs		acceptance angulaire
détecteurs de traces		
avant	(chambres à dérive)	$7 < \theta < 25°$
central	(chambres à dérive)	$25 < \theta < 155°$
arrière	(chambre proportionnelle)	$155 < \theta < 175°$
calorimètre		
bouchon	(Cuivre Silicium)	$0.7 < \theta < 3.3°$
central	**Argon liquide**	$4 < \theta < 153°$
arrière	(Plomb /fibres)	$151 < \theta < 177°$
fer de retour du champ entourant l'aimant supraconducteur		$6 < \theta < 172°$
spectromètre à muon		$3 < \theta < 17°$
système de temps de vol		
luminomètre		

A la fin du chapitre précédent, la figure 3.8 nous a montré les angles polaires du positron et du jet de courant. On en déduit que les détecteurs de traces et le calorimètre à argon liquide sont les deux éléments clés de la mesure. Ils vont être décrits plus en détail par la suite.

4.2 Les détecteurs de traces

La fonction des détecteurs de traces est de reconstruire la trajectoire des particules chargées. Puisque ces détecteurs sont placées dans un champ magnétique de 1.15 T (homogène au %) dirigé selon l'axe z, ces trajectoires sont des hélices, et il est donc possible de mesurer l'impulsion et la charge des particules. Pour des particules suffisamment énergétiques la trajectoire est un arc de cercle dans le plan $r - \phi$ et une droite dans le plan $r - z$. Par conséquent la précision de la mesure en énergie est déterminée par la résolution en $r - \phi$ alors que celle en θ dépend de la résolution en z. L'ensemble des traces reconstruites dans un événement permet de déterminer la position du vertex d'interaction.

L'ensemble de ces détecteurs constitués de chambres à dérive et de chambres proportionnelles est représenté sur la figure 4.2. On y distingue trois parties: avant, centrale et arrière.

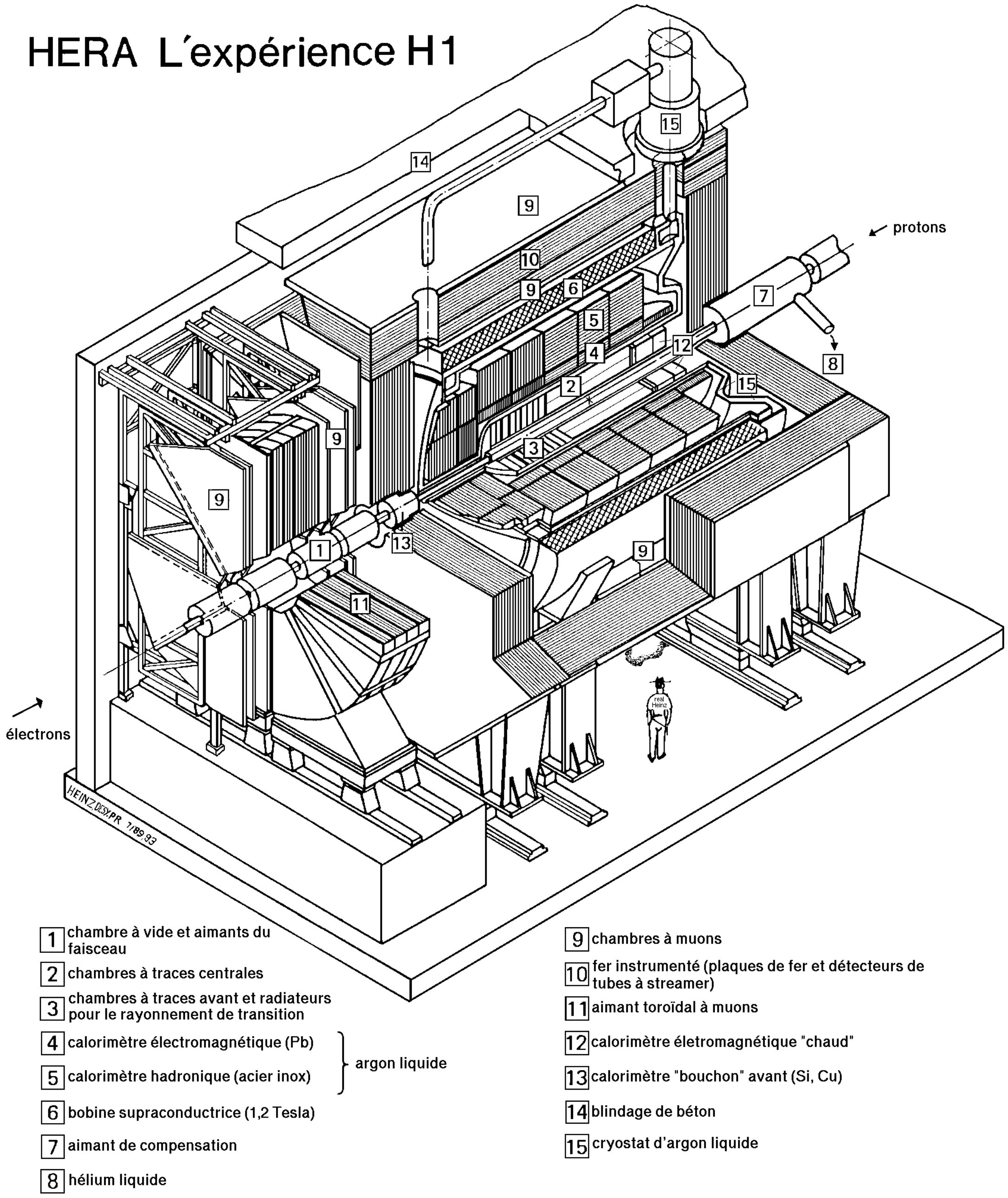

FIG. 4.1 – *Vue générale de l'expérience H1*

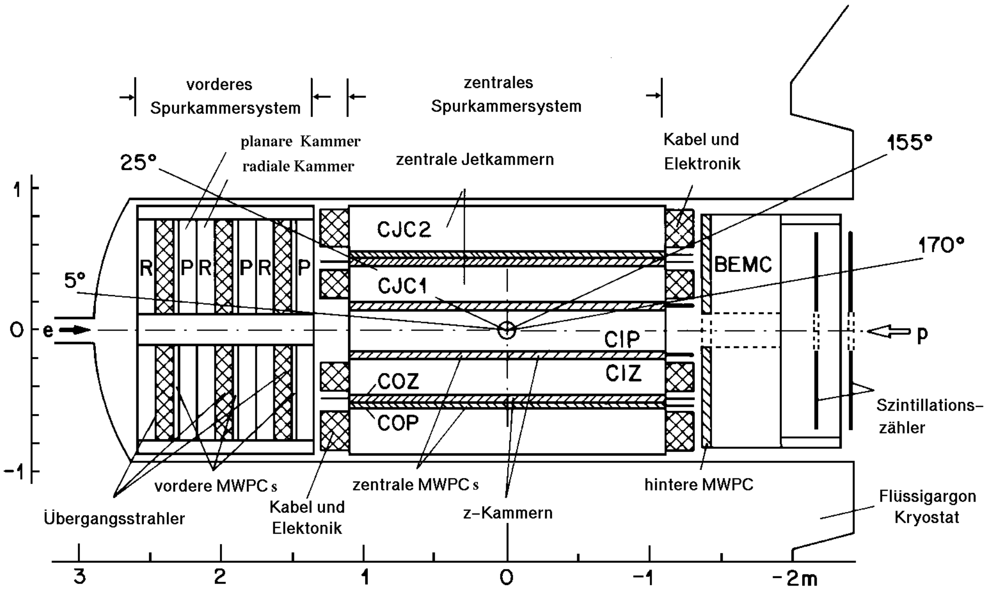

FIG. 4.2 – *Coupe longitudinale des détecteurs de traces*

Dans le cadre de l'analyse inclusive, ces détecteurs vont principalement être utilisés pour la mesure du vertex et celle du positron diffusé (identification et mesure de la charge). C'est par conséquent les parties centrale et avant qui sont essentielles à l'analyse.

4.2.1 Les détecteurs de traces centraux

La partie centrale est constituée de plusieurs chambres concentriques (figure 4.3):

- **Les chambres CJC1 et CJC2**

  La reconstruction des traces dans la région centrale repose principalement sur deux grandes chambres à dérive CJC1 et CJC2. Elles sont formées de plans de fils (anodes et cathodes) qui sont parallèles à l'axe des faisceaux. Ces plans font un angle de 30° avec l'axe radial de façon à ce que les électrons d'ionisation dérivent approximativement perpendiculairement à la direction d'une trace ayant une grande impulsion transverse (pour laquelle la trajectoire est presque droite), ce qui optimise la résolution. Cet angle de 30° a d'autres avantages. Il permet de résoudre plus facilement le problème usuel des chambres à dérive, qui consiste à savoir de quel côté les électrons ont dérivé. En effet, pour chaque segment il y a deux trajectoires possibles, symétriques par rapport au plan des anodes, les mauvaises possibilités étant éliminées en combinant les segments entre eux. Cette opération est facilitée par cet angle de 30°. Ce dernier implique aussi qu'une trace très énergétique (donc presque droite) coupe à la fois un plan d'anode de CJC1 et de CJC2. Ceci permet de mesurer le temps de passage d'une particule avec une précision de l'ordre de la nanoseconde. La résolution sur la position d'un point d'une trace est en $r - \phi$ de (170 μm) et il est possible d'avoir une mesure de la position suivant l'axe z par division de charge mais

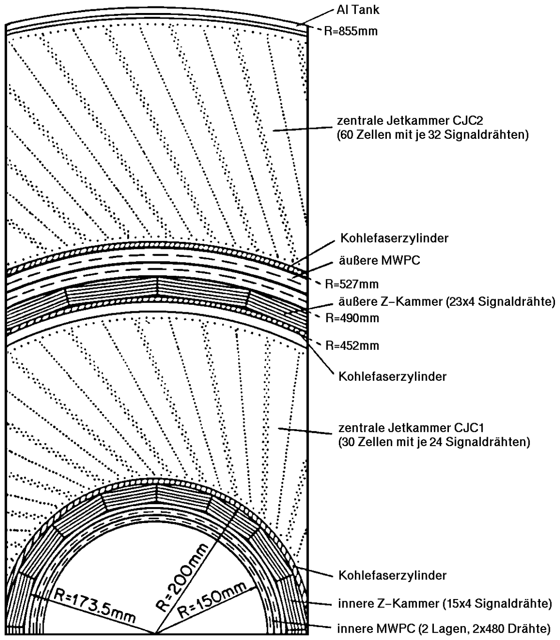

FIG. 4.3 – *Coupe transverse des détecteurs de traces centraux. L'axe des faisceaux est perpendiculaire à la figure et passe par le centre des cercles qui délimitent les différentes chambres.*

avec une précision de l'ordre de 2 cm (1 % de la longueur des fils). La résolution en impulsion est $\sigma_p/p^2 < 0.01$ GeV^{-1}.

- **Les chambres CIZ et COZ**
  Ces chambres à dérive entourent CJC1 et complètent la mesure de trace dans le détecteur de traces central. Leur structure en anneau est telle que les fils sont, contrairement à ceux des CJC, perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Un point d'une trace est ainsi mesuré avec une résolution de 300 μm en z et de 1 à 2 % de π en ϕ. En se servant de l'information des CJC et de ces deux chambres, on améliore la reconstruction des traces en $r-\phi$ et en z ainsi que la mesure du vertex d'interaction.

- **Les chambres CIP et COP**
  Ces deux chambres sont des chambres proportionnelles multifils. Par conséquent elles ont un temps de réponse beaucoup plus court que celui des chambres à dérives décrites précédemment (leur résolution en temps est inférieure au temps de croisement des faisceaux). Elles vont donc pouvoir être utilisées pour déclencher l'acquisition sur le passage de particules provenant du vertex d'interaction.

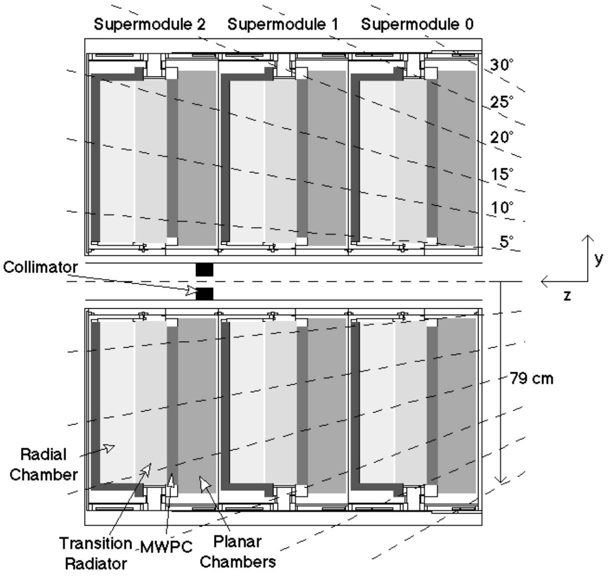

FIG. 4.4 – *Coupe longitudinale du détecteur de traces à l'avant*

4.2.2 Le détecteur de traces à l'avant

Ce détecteur est constitué de trois modules annulaires identiques (figure 4.4). Chacun des modules comprend:

- une chambre à dérive planaire constituée de trois plans de fils perpendiculaires à l'axe des faisceaux, chaque plan étant tournés de 60° l'un par rapport à l'autre, ce qui permet une précision de 1 mrad sur θ;
- une chambre proportionnelle multifils qui participe au premier niveau de déclenchement (son temps de réponse est d'environ 20 ns);
- un radiateur de transition passif combiné à une chambre à dérive radiale qui donne une résolution dans le plan transverse (x, y) de l'ordre de 150 μm et permet une mesure de la coordonnée r par division de charge.

4.2.3 Le détecteur de traces à l'arrière

La partie arrière du détecteur H1 a été améliorée lors de l'arrêt de la machine durant l'hiver 1994-1995. Cette amélioration a porté sur le calorimètre arrière et sur le détecteur de trace arrière. Dans chaque configuration ce détecteur (chambre à dérive (BDC) jusqu'en 1994 et chambre proportionnelle (BPC) à partir de 1995) est placé contre le calorimètre arrière afin d'identifier le positron diffusé à l'arrière (ce qui correspond à des petits Q^2) et d'améliorer sa mesure en θ.

4.3 Le calorimètre à argon liquide

La fonction d'un calorimètre est de mesurer et de localiser le dépôt d'énergie associée à la gerbe engendrée par une particule qui le traverse. Le calorimètre à argon liquide (LAr) est composé d'une section électromagnétique (pour la détection des électrons, des positrons et des photons) suivie d'une section hadronique.

4.3.1 Principe de la mesure

Le calorimètre LAr est un calorimètre à échantillonage: il est composé de couches successives de milieu absorbeur et de milieu actif. Une particule qui pénètre dans le calorimètre interagit principalement avec le milieu absorbeur (un matériau à grand Z: du plomb dans la section électromagnétique et de l'acier dans la section hadronique) en développant une gerbe de particules qui déposent leur énergie en ionisant le milieu actif (de l'argon liquide placé dans un champ électrique). C'est la charge collectée dans le milieu actif qui permet de mesurer l'énergie de la particule incidente. Le développement de la gerbe et l'ionisation du milieu actif dépendent du type de la particule entrante: lorsque cette particule est un électron, un positron ou un photon on parle de gerbe électromagnétique, lorsque elle est un hadron, on parle de gerbe hadronique.

Les gerbes électromagnétiques

Pour les énergies qui nous intéressent, les électrons, les positrons et les photons incidents forment des gerbes très similaires puisque leurs gerbes sont formées d'électrons, de positrons et de photons. En effet un électron (ou un positron) va interagir avec le milieu du calorimètre en rayonnant un photon par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et ce photon va créer une paire e^+e^-, et ainsi de suite, jusqu'à ce que les particules ainsi crées perdent leur énergie non pas en rayonnant d'autres particules, mais en ionisant le milieu qu'elles traversent. Pour un photon incident de haute énergie, la seule différence est que le pied de gerbe est décalé en moyenne d'environ $0.5X_0$, où X_0 est l'échelle longitudinale caractéristique d'une gerbe électromagnétique comme défini dans ce qui suit.

La relative simplicité des processus mis en jeu permet de paramétrer les gerbes électromagnétiques indépendamment du milieu traversé en introduisant les quantités suivantes [2]:

- **la longueur de radiation X_0**
  Elle correspond à la distance moyenne à partir de laquelle un électron a perdu $1-1/e = 63.2$ % de son énergie par rayonnement. On a pour le plomb $X_0 \simeq 0.56$ cm et pour l'argon liquide $X_0 \simeq 14$ cm.

- **l'énergie critique E_C**
  Elle est définie comme étant l'énergie à laquelle un électron perd autant d'énergie par rayonnement que par ionisation [3], ou alternativement [4] comme l'énergie à laquelle le taux de perte par ionisation sur une longueur de radiation est égal à l'énergie de l'électron. Elle permet de paramétrer la longueur dans laquelle est contenue 98 % de l'énergie incidente E: $L \simeq 3\ln(E/E_C + a)$ (où $a = 0.4$ pour un électron et 1.2 pour un photon [5]). A titre d'exemple cette longueur correspond environ à $25X_0$ pour un électron de 30 GeV dans la section électromagnétique ($\bar{E}_C \simeq 9.5$ MeV). On voit donc l'intérêt du milieu absorbeur qui réduit considérablement la longueur correspondante en cm.

- **le rayon de Molière R_M**
  Il permet de décrire le développement transverse de la gerbe qui est dû à des processus de diffusions multiples. Il est défini comme la diffusion transverse caractéristique d'un électron à l'énergie critique E_C sur une longueur de radiation. On a $R_M \simeq (21 \text{ MeV}/E_C)X_0$. Environ 99 % de l'énergie incidente est contenue dans un cylindre de rayon 3.5 R_M.

Cette connaissance des gerbes électromagnétique sera mise à profit lorsqu'il s'agira d'identifier le positron diffusé dans le calorimètre LAr.

Les gerbes hadroniques

Il est plus difficile de paramétrer l'évolution d'une gerbe hadronique car les processus impliqués sont plus nombreux. En effet les hadrons interagissent avec les noyaux des atomes du milieu absorbeur et cèdent ainsi une partie de leur énergie à quelques nucléons (réaction de spallation) qui peuvent à leur tour interagir avec d'autres noyaux. Ces réactions peuvent produire aussi des mésons. Les noyaux excités se désexcitent en émettant des neutrons et des photons. Ces neutrons peuvent alors interagir jusqu'à être absorbés par un noyau qui émettra un photon. On voit donc que la gerbe hadronique a trois composantes: une composante électromagnétique rapide qui est essentiellement due aux π^0 qui se désintègrent en 2 γ, une composante hadronique dominée par la production de $\pi^{\pm}$, et une composante nucléaire "molle".

Malgré la complexité de ces gerbes hadroniques, il est possible de les caractériser en partie de manière simple. Ainsi la fraction d'énergie déposée due à la composante électromagnétique est: $\bar{f}_{em} \simeq 0.12\ln[E_{inc}(GeV)]$. En outre on peut décrire le développement longitudinal et transversal de la gerbe par la longueur d'interaction λ_I, qui correspond au libre parcours moyen d'un hadron. Cette échelle caractéristique est beaucoup plus grande que la longueur de radiation définie pour les électrons. En moyenne, 95% de l'énergie déposée par un hadron est contenue dans une longueur $L \simeq 0.2\ln[E(\text{GeV})] + 2.5[E(\text{GeV})]^{0.13} + 0.7$ où L est exprimé en unité de λ_I, et dans un cylindre de rayon environ 1 λ_I. Dans la section hadronique du calorimètre LAr, $\bar{\lambda}_I$ est d'environ 21 cm. On voit ainsi que les gerbes hadroniques sont effectivement moins compactes en moyenne que les gerbes électromagnétiques.

FIG. 4.5 – *Vue longitudinale du calorimètre LAr. L'appellation E (resp. H) indique que la section est électromagnétique (resp. hadronique).*

4.3.2 Géométrie

Segmentation

Le calorimètre LAr est divisé longitudinalement en huit roues (figure 4.5) qui sont appelées, de l'arrière vers l'avant BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, IF1/OF1 et IF2/OF2. Les six premières roues ainsi que la partie externe (OF) des deux roues avant sont constituées de huit octants symétriques autour de l'axe des faisceaux (figure 4.6). Chaque octant est composé d'une section électromagnétique et d'une section hadronique (sauf BBE). La partie avant interne (IF) est divisée en deux demi-cylindres.

A l'intérieur de chaque section les cellules élémentaires de lecture sont regroupées en couches. La section électromagnétique comporte 3 à 4 couches de cellules et celle hadronique en comporte 4 à 6 (figure 4.7). Ainsi le développement longitudinal d'une gerbe pourra être étudié en regardant comment l'énergie déposée est partagée entre les différentes couches.

La structure des cellules diffère suivant que l'on se trouve dans la partie électromagnétique ou hadronique. Dans la première le milieu absorbeur est une plaque de plomb (2.4 mm d'épaisseur) suivi de 2.4mm d'argon liquide, alors que dans la deuxième le milieu absorbeur est une plaque de fer (19 mm d'épaisseur) suivi de deux espaces remplis d'argon liquide de 2.4 mm chacun. Il est à noter que les plaques d'absorbeur ont été placées horizontalement de BBE à CB3, et verticalement de FB1 à IF2 afin que l'angle d'incidence des particules

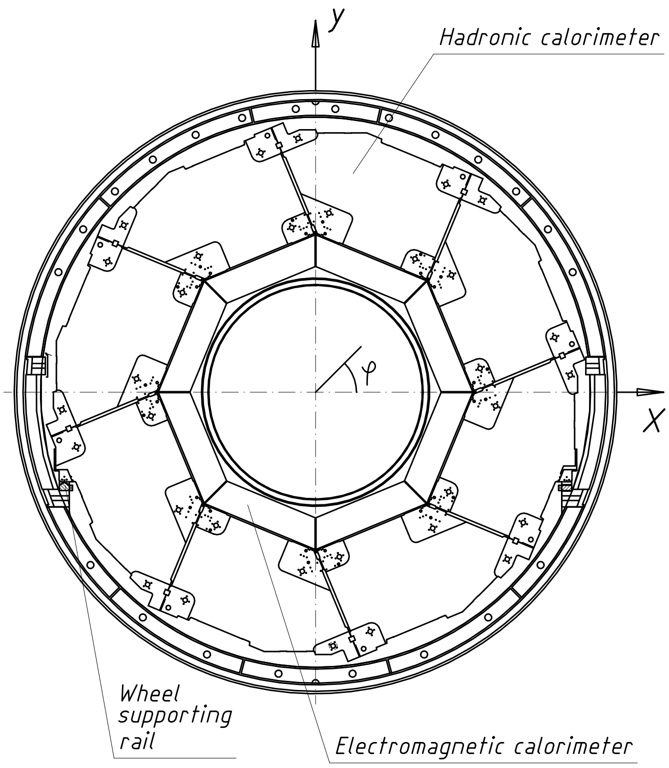

FIG. 4.6 – *Vue transverse d'une roue du calorimètre LAr*

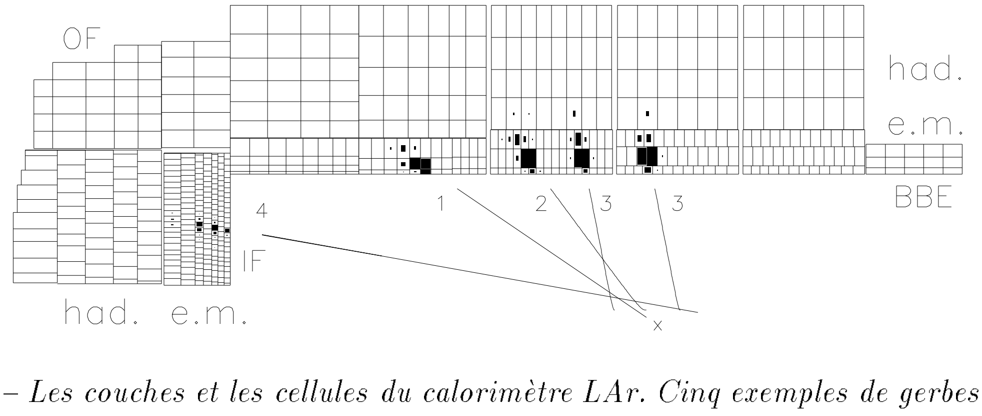

FIG. 4.7 – *Les couches et les cellules du calorimètre LAr. Cinq exemples de gerbes formées par des électrons illustrent la finesse de la segmentation*

FIG. 4.8 – *Lignes à X_0 et λ_I constants dans le calorimètre LAr*

par rapport à ces plaques soit toujours inférieur à 45°. Ceci entraîne que l'échantillonage et donc la résolution sont homogènes sur tout le calorimètre. La segmentation est très fine puisque le calorimètre comporte environ 45000 cellules dans une géométrie quasi-projective.

Acceptance et performances

Les interfaces entre les constituants mécaniques du calorimètre (roues, octants, sections) sont autant de zones mortes pour la détection. Elles sont communément appelées cracks. Il existe des cracks en z entre les roues adjacentes et des cracks en ϕ entre les octants. Comme la section électromagnétique a pour but de détecter les électrons et les photons, l'effet des cracks en z sur l'acceptance en θ n'est pas dramatique excepté pour le crack entre CB2 et CB3 où, selon la position du vertex, un positron peut entrer directement dans la section hadronique sans traverser la section électromagnétique. Dans le cas des cracks en ϕ, la perte en acceptance dans la section électromagnétique est plus grande puisque les cracks de cette section pointent vers le point nominal d'interaction. Ceci n'est pas vrai pour ceux de la section hadronique qui permet une couverture totale en azimut.

Avant de préciser les performances de détection et de mesure du calorimètre LAr, nous allons le décrire avec les quantités qui permettent de caractériser le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques. En termes de développement longitudinal (figure 4.8) la longueur de la section électromagnétique varie entre 20 et 30 X_0 (ce qui correspond à 1 et 1.4 λ_I). L'épaisseur totale du calorimètre varie entre 5 λ_I (région centrale) et 9 λ_I (région avant). La table 4.1 précise ces caractéristiques et la taille transverse des cellules.

Avant d'être installées à HERA, les roues du calorimètre ont été testées au CERN [6] avec des électrons de 5 à 166 GeV. Ces tests ont montré que la réponse à des électrons est linéaire à ±1% et que la résolution en énergie pour des électrons est $\sigma_E/E \simeq 12.\%/\sqrt{E}$ avec un terme constant inférieur au %.

Ces roues ont aussi été testées avec des pions de 3.7 à 205 GeV [7]. Le calorimètre LAr n'étant pas un calorimètre compensé (les efficacités de conversion en signal de la composante électromagnétique et hadronique sont différentes), il faut appliquer des techniques

Roue	section électromagnétique $\bar{X}_0 \simeq 1.6$ cm, $\bar{R}_M \simeq 3.6$ cm $\bar{E}_C \simeq 9.5$ MeV, $\bar{\lambda}_I \simeq 31$ cm					section hadronique $\bar{X}_0 \simeq 2.5$ cm, $\bar{R}_M \simeq 2.6$ cm $\bar{E}_C \simeq 21.4$ MeV, $\bar{\lambda}_I \simeq 21$ cm		
	$\Delta L/\bar{X}_0$				$\sqrt{S}/\bar{R}_M$	$\Delta L/\bar{X}_0$	$\sqrt{S}/\bar{R}_M$	nombre de couches
	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=3$		$k=0$		
CB2	3.6	8.4	7.6	–	2.4	8.0	5.3	4
CB3	2.7	8.4	8.5	–	1.4	8.0	4.6	4
FB1	2.2	5.0	8.4	–	1.8	5.0	5.8	5
IF	3.0	5.4	7.2	13.0	1.0	6.5	3.4	5

TAB. 4.1 – *Pour certaines roues le rayon de Molière moyen $\bar{R}_M$, la longueur de radiation moyenne $\bar{X}_0$, l'énergie critique moyenne $\bar{E}_C$ et la longueur d'interaction $\bar{\lambda}_I$ sont donnés pour la section électromagnétique et la section hadronique. Pour chaque couche ($k = 0, \ldots$), L désigne son épaisseur et S la surface moyenne d'une cellule vue à incidence normale par rapport à la face avant de la roue.*

de compensation lors de la reconstruction. Après ce traitement la résolution en énergie hadronique est $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$.

4.4 Les autres systèmes de calorimétrie

Afin de compléter la couverture en θ et de mesurer les fins de gerbes hadroniques lorsqu'elles ne sont pas contenues dans le calorimètre LAr, trois autres détecteurs sont utilisés.

4.4.1 Le calorimètre bouchon à l'avant (plug)

Placé près du tube à vide et derrière la roue IF2 (en partant du point nominal d'interaction) il permet de détecter les particules dans l'intervalle $0.7 < \theta < 3.3°$. C'est un calorimètre à échantillonage constitué de plaques de cuivre (l'absorbeur) et de silicium (le milieu actif). Sa résolution angulaire est de 4 mrad mais sa résolution en énergie hadronique est rendue médiocre ($\sigma_E/E \simeq 150\%/\sqrt{E}$) par ses petites dimensions et la quantité de matériaux inactifs se trouvant entre le vertex d'interaction et sa face avant.

4.4.2 Le calorimètre arrière

Durant l'arrêt de la machine (hiver 1994-1995) la partie arrière du détecteur H1 a été amélioré. Il y a donc eu deux calorimètres arrière: le BEMC jusqu'en 1994 et le SpaCal à partir de 1995.

le BEMC

C'est un calorimètre plomb-scintillateur dont la couverture angulaire est $152 < \theta < 176°$. Son épaisseur correspond à 22.5 X_0 (ou à environ une longueur d'interaction). Il est essentiellement utilisé pour assurer une couverture électromagnétique avec une bonne résolution: $\sigma_E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$.

le SpaCal

C'est un calorimètre plomb-fibres scintillantes. Il offre une bien meilleure granularité (indispensable pour une bonne identification du positron diffusé à bas Q^2) et permet d'atteindre des plus petits angles de diffusion ($\theta < 178°$). Il est composé d'une section électromagnétique ($\simeq 27$ X_0, $\sigma_E/E \simeq 7.1\%/\sqrt{E}$) et d'une section hadronique. Son épaisseur totale correspond à 2 λ_I.

4.4.3 Le calorimètre de fin de gerbes

Une culasse orthogonale en fer entourant complètement la bobine supraconductrice assure le retour des lignes de champ. Cette structure est instrumentée par des tubes à décharge. Il est ainsi possible de mesurer les fins de gerbe hadronique avec une résolution sur l'énergie hadronique $\sigma_E/E \simeq 100\%/\sqrt{E}$. Ce détecteur permet aussi de détecter les muons et de mesurer leur énergie de 1.5 à 170 GeV. La détection des muons est complétée par un spectromètre à muons placé tout à l'avant du détecteur H1.

4.5 La prise de données

Au début de ce chapitre nous avons vu quelles étaient les différentes étapes nécessaires à la prise de données. Nous allons maintenant décrire les éléments qui nous intéressent plus particulièrement pour notre analyse.

4.5.1 Le système de déclenchement

Ce système doit être capable de sélectionner les événements physiques produits par les collisions *ep* et rejeter le bruit de fond non-physique (en particulier les collisions des protons du faisceau avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide) et ce en utilisant la réponse des sous-détecteurs de H1 qui ont pour la plupart un temps de réponse plus long que les 96 ns qui séparent deux croisements de faisceaux (typiquement 13×96 ns pour les préamplificateurs du calorimètre LAr). Afin de perdre un minimum d'événements intéressants il faut que cette décision soit prise rapidement, ce qui requiert un système de lecture rapide des sous-détecteurs (qui ont par conséquent une branche rapide dédiée au déclenchement et une branche plus lente pour l'acquisition proprement dite).

Organisation générale

Le système est organisé en plusieurs niveaux successifs qui auront accès à des informations de plus en plus précises. Chaque niveau peut décider de rejeter l'événement, et dans ce cas le système passe à l'événement suivant. Les décisions sont telles que le temps mort dû à l'acquisition complète d'un événement est minimisé et que le taux d'événements acceptés en définitive est de l'ordre de 8 Hz.

- **Le niveau L1** (décision intervenant 2 μs après la collision)
  A chaque croisement les sous-détecteurs délivrent des informations logiques (appelées éléments de déclenchement - il y en a 192 au total qui sont stockés dans un pipeline afin de n'engendrer aucun temps mort) qui sont combinées par des opérations logiques en sous-déclencheurs (128 au total). Le OU logique de ces sous-déclencheurs donne la décision de garder l'événement. Chaque sous-déclencheur est dédié à un certain type de collision ou à des fins plus techniques (calibration, contrôle). Un exemple de sous-déclencheur peut être le ET logique d'un élément de déclenchement du détecteur de trace central qui détecte le passage d'une trace et celui du calorimètre arrière qui détecte la présence d'un dépôt d'énergie au dessus d'un certain seuil. Les éléments de déclenchement du calorimètre LAr que nous avons utilisés seront décrits par la suite.

- **Le niveau L2** (décision intervenant 20 μs après la collision)
  Lorsqu'un événement passe le niveau L1, son acquisition commence. La lecture complète nécessitant environ 200 ms, ce niveau intermédiaire a été créé afin d'avorter la procédure d'acquisition si après des opérations plus détaillées sur les informations disponibles (analyse topologique ou utilisation d'un réseau de neurone) l'événement apparaît inintéressant, en vue de limiter le temps mort.

- **Le niveau L4** (décision intervenant $\sim$ 600 ms après la collision[1])
  Il applique des algorithmes rapides de reconstruction sur l'information complète de l'événement et permet ainsi une sélection plus fine que les niveaux précédents. On a par exemple accès au vertex de la collision ainsi qu'aux énergies déposées dans les calorimètres. Afin de faire face à l'augmentation de la luminosité en 1997, il a fallu être plus sévère, en particulier au niveau L4.

- **Le niveau L5**
  Ce niveau effectue la reconstruction complète des événements et leur classification. Il s'agit ici de présélectionner les événements en fonction du processus physique auquel ils semblent correspondre (selon des critères assez larges) afin de faciliter le traitement des données. Il est à noter qu'une fraction (typiquement 1%) des événements qui sont rejetés par L4 et L5 sont conservés afin de vérifier les efficacités de ces niveaux de sélection.

---

[1] Les mémoires tampons des sous-détecteurs sont lues environ 1 ms après la collision. Il faut ensuite rassembler toutes ces informations pour construire un événement, ce qui met environ 200 ms. La ferme L4 processe les événements en $\sim$ 400 ms en moyenne. Il est à noter que ces opérations sont faites en parallèle pour plusieurs événements.

Les éléments de déclenchement du calorimètre LAr

Les événements de diffusion inélastique à grand Q^2 ou d'une partie importante de la physique au-delà du modèle standard sont caractérisés par un électron ou un jet de grande impulsion transverse détecté dans le calorimètre LAr. Nous allons par conséquent utiliser les éléments de déclenchement de ce calorimètre.

Afin de construire ces éléments, les signaux provenant du calorimètre sont amplifiés séparément de la branche d'acquisition. Ils sont regroupés en cellules de déclenchement (somme analogique de 16 pads dans la section électromagnétique et 4 dans la section hadronique). Il est à noter que les signaux des cellules hadroniques sont amplifiés par un facteur 2 par rapport aux signaux des cellules électromagnétiques, ce qui en moyenne permet de les ramener à une même échelle d'énergie. Ces cellules sont elles aussi sommées (4 cellules de type électromagnétique et 6 de type hadronique) et mises en forme pour constituer des tours de déclenchement, Celles-ci pointent approximativement vers le vertex et divisent le calorimètre en 23 intervalles en θ et jusqu'à 32 en ϕ. Selon la région en θ, une, deux ou quatre tours de déclenchement sont regroupées pour former les grandes tours (240 au total). La figure 4.9 montre que la granularité la plus fine est obtenue à l'avant. Finalement, les signaux électromagnétique et hadronique de chaque grande tour sont digitalisés séparément par des FADC suffisamment rapide pour traiter chaque collision. C'est en combinant les quantités ainsi obtenues que l'on forme les éléments de déclenchement du niveau L1. Parmi ceux-ci nous avons principalement utilisé les suivants:

- **l'élément de déclenchement électron:** pour qu'il soit activé il faut que dans au moins une des grandes tours le signal électromagnétique soit supérieur à un seuil qui augmente quand θ diminue (de 6 GeV dans la partie centrale à 30 GeV dans IF) selon un simple argument de cinématique. Ceci permet de sélectionner les événements avec un positron de grande impulsion transverse.

- **l'élément de déclenchement énergie transverse:** en sommant l'énergie totale de chaque grande tour pondérée par un facteur $\sin\theta$, on obtient un estimé de l'énergie transverse totale dans l'événement, qui si il est supérieur à un certain seuil ($\sim$ 5 GeV) active cet élément de déclenchement.

- **l'élément de déclenchement énergie transverse manquante:** en sommant vectoriellement les énergies totales des grandes tours on estime l'énergie transverse manquante. Lorsque cette somme dépasse un certain seuil ($\sim$ 6 GeV), l'élément de déclenchement est activé, ce qui permet de sélectionner les événements avec un neutrino de grande impulsion transverse.

Comme les signaux qui sont utilisés ici correspondent à des énergies à l'échelle électromagnétique, ils ne sont pas simplement proportionnels à l'énergie vraie des particules incidentes, en particulier pour les hadrons. Pour cette raison, et parce qu'une gerbe hadronique s'étale sur un grand nombre de cellules, la courbe d'efficacité de l'élément de déclenchement énergie transverse manquante pour des événements de type courant chargé a un seuil moins abrupt que celui dédié aux électrons.

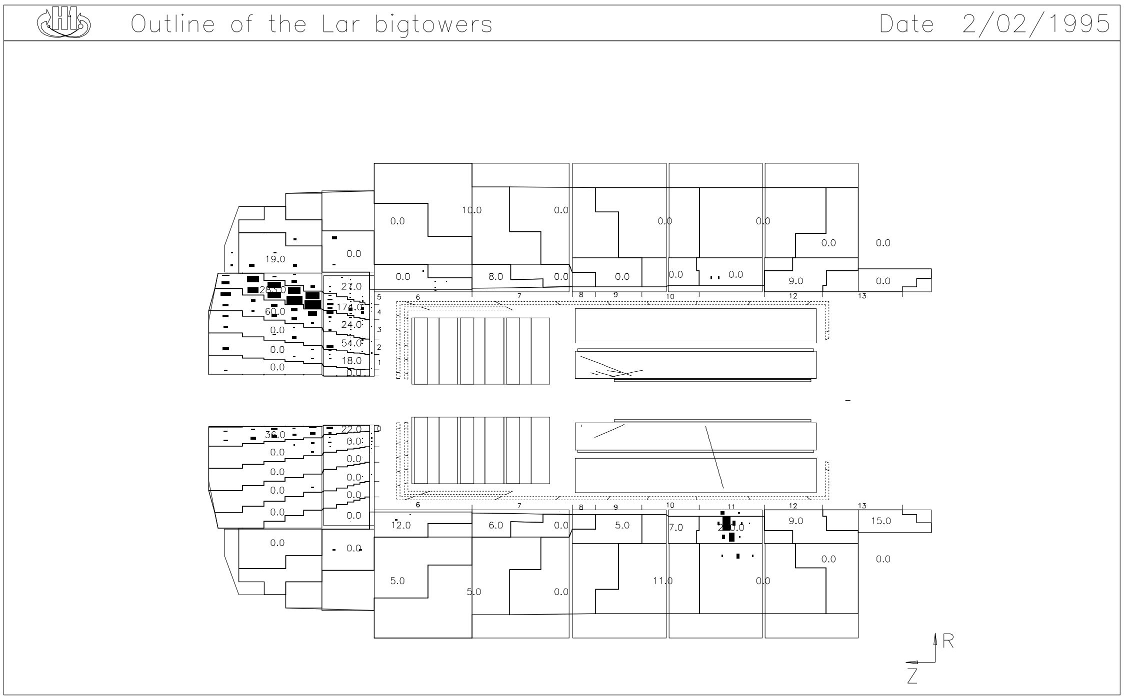

FIG. 4.9 – *La géométrie projective des grandes tours de déclenchement.*

4.5.2 La reconstruction

L'objet de la reconstruction est de traiter les informations brutes fournies par le détecteur et de reconstruire l'état final de la collision en termes de quantités directement utilisables pour l'analyse: vertex primaire et secondaires, impulsions des traces, énergies des amas dans les calorimètres. Certaines caractéristiques de cette étape sont à connaître.

La reconstruction des traces

Il s'agit de reconstituer des trajectoires à partir de points de passage dans les chambres. Dans un même secteur de CJC les directions de dérive étant différents, cela permet de pouvoir assigner à chaque trace un temps t_0 indépendamment des autres détecteurs. On peut donc utiliser le temps moyen des traces (qui a une résolution de l'ordre de la nanoseconde pour sélectionner les collisions ep.

Il y a plusieurs types de traces. En effet les traces sont d'abord déterminées avec uniquement les points de passage dans les chambres: ce sont les traces non-ajustées au vertex. Elles servent alors à déterminer le vertex de la collision. La position de ce vertex sert alors comme point de passage et on l'inclut dans la trajectoire pour les traces dont la distance d'approche minimale est suffisamment petite. On obtient alors les traces ajustées au vertex. De plus, suivant l'angle θ de la trace, elle peut être purement avant (les points de passage utilisés pour déterminer les paramètres de la traces proviennent uniquement des détecteurs de traces avant), purement centrales ou combinées (on utilise les deux segments de traces).

La reconstruction des amas dans le calorimètre LAr

Elle est effectuée en plusieurs étapes:

- **Traitement des cellules**
  Le nombre de coups ADC pour un canal de lecture est d'abord converti en charge collectée équivalente. Cette procédure de calibration est effectuée en envoyant une charge déterminée lors de l'application d'une tension connue sur un condensateur de 47 pF. On prend en compte la non-linéarité qui intervient dans la conversion signal analogique-signal digital en paramétrant la charge mesurée par un polynôme du troisième degré.

  Cette charge est ensuite convertie en énergie à l'échelle électromagnétique pour un calorimètre parfait sans pollution grâce à des facteurs de conversion déterminés lors des tests au CERN. Une correction pour la pollution de l'argon liquide est alors appliquée.

- **Formation des amas**
  La fine granularité du calorimètre, qui permet de connaître précisément la topologie des dépôts d'énergie, est telle qu'une gerbe va déposer de l'énergie dans plusieurs

cellules. Il faut donc regrouper certaines cellules pour remonter aux gerbes elles-mêmes afin de déterminer l'énergie des particules incidentes.

L'étape préliminaire consiste à éliminer le bruit électronique. La distribution de ce bruit est mesurée à partir d'événements déclenchés aléatoirement. Cette distribution est gaussienne avec une déviation standard σ variant entre 10 et 30 GeV suivant la région du calorimètre. Ainsi une cellule ne sera considérée comme initiateur d'un amas que si son énergie est supérieure à 4σ. Les voisines de cette cellules dans un cube $3 \times 3 \times 3$ qui ont une énergie en valeur absolue inférieure à 2σ ne sont pas conservées.

Le regroupement en amas se fait d'abord en 2D à l'intérieur des couches, puis en 3D à l'intérieur de chaque octant selon des critères qui permettent de séparer au mieux deux gerbes différentes. En général à une gerbe électromagnétique correspond un amas alors qu'une gerbe hadronique est divisée en plusieurs amas.

L'énergie de ces amas est à l'échelle électromagnétique. Une correction est appliquée pour tenir compte des pertes dans les matériaux morts devant et entre les modules du calorimètre. Pour les amas hadroniques une procédure de compensation dont nous avons déjà parlé permet de passer de l'échelle électromagnétique à l'échelle hadronique finale.

4.5.3 La simulation des événements Monte-Carlo

L'objet de la simulation est de simuler la réponse du détecteur H1 pour un événement Monte-Carlo. Après la génération et la fragmentation l'ensemble des particules de l'état final est disponible. Le programme H1SIM va alors décrire l'évolution de ces particules dans les différents milieux de l'ensemble de H1 et donner l'équivalent de l'information brute pour un événement réel.

Pour illustrer le déroulement de H1SIM, nous pouvons prendre le cas de la simulation du calorimètre LAr qui comprend principalement deux étapes:

- Le programme H1SIM qui utilise GEANT [8] doit en premier lieu simuler le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans le calorimètre. Afin d'obtenir un temps de simulation raisonnablement court, deux modes ont été développés. Dans la simulation rapide, la structure complexe de l'échantillonage est remplacée par un milieu homogène. Les gerbes électromagnétiques (primaires ou secondaires) sont alors paramétrées (taille transverse et longitudinale) et la réponse dans les cellules est calculée pour obtenir la résolution désirée. Si la gerbe traverse un crack alors le mode détaillé est appliqué: la description complète de la géométrie des cellules est prise en compte.

- Pour toutes les cellules les énergies électromagnétiques, hadroniques et invisible (c'est-à-dire perdue dans les réactions nucléaires) sont comptabilisées. Le signal correspondant en coups ADC est calculé. On ajoute ensuite à l'événement un événement de type bruit afin de simuler le bruit électronique. L'information alors disponible

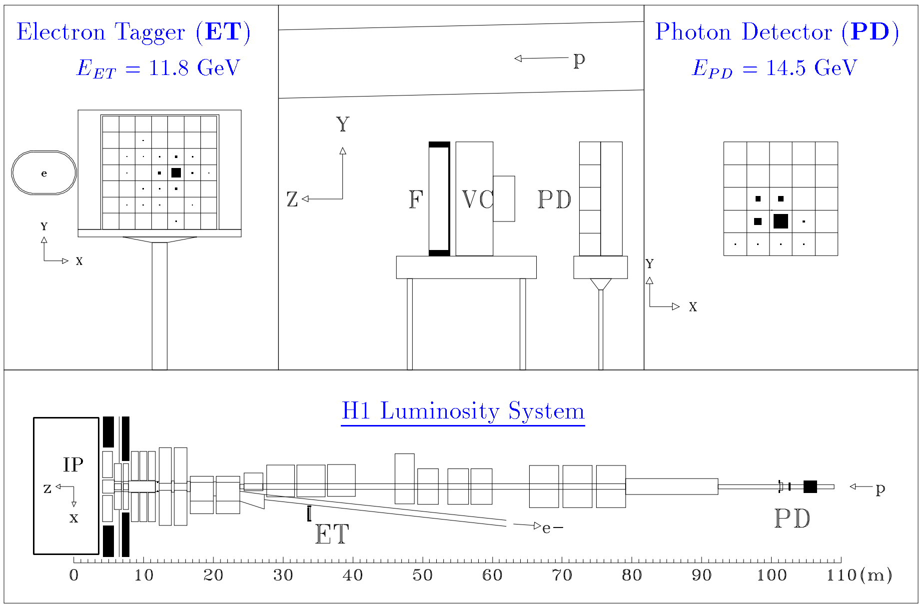

FIG. 4.10 – *Les détecteurs servant à la mesure de la luminosité*

est exactement équivalente à l'information brute d'un événement réel, et elle est transmise au programme de reconstruction qui peut la traiter comme un événement réel.

4.6 La mesure de la luminosité

Puisqu'une partie de l'analyse consiste à comparer la mesure à la prédiction du Modèle Standard, il faut avoir une normalisation absolue, qui consiste à connaître la luminosité $\mathcal{L}$ vue par H1. Sa mesure est importante puisqu'elle intervient directement dans la prédiction du Modèle Standard.

4.6.1 Principe et détecteurs

Il suffit de connaître précisément la section efficace d'un processus pour déterminer la luminosité via la formule: $\mathcal{L} = \mathcal{N}_{\text{observe}}/\sigma_{\text{processus}}$. Le processus Bethe-Heitler $ep \to e\gamma p$ (où l'électron et le photon ont un angle par rapport à la direction du faisceau d'électron inférieur à 17 μrad) est choisi. Afin de détecter l'électron ou le photon deux détecteurs sont placés loin derrière H1 et très près du tube à vide (figure 4.10):

- **Le détecteur d'électrons (ET):** il est situé à $z = -33$ m par rapport au point nominal d'interaction. C'est un calorimètre à cristaux qui détecte les électrons (et les positrons) qui n'ayant plus l'énergie nominale du faisceau sortent du tube à vide. La section efficace visible dans le ET est 23 mbarn.

- **Le détecteur de photons (PD):** il est situé à $z = -102.9$ m et détecte les photons qui sortent du tube à vide (de par sa courbure). Il est constitué d'un absorbeur de plomb (2 X_0), suivi d'un compteur Čerenkov à eau (1 X_0) puis d'un calorimètre à cristaux. L'absorbeur protège le calorimètre du rayonnement synchrotron et le compteur sert à éliminer les photons qui ont interagi dans le plomb. La section efficace visible dans le PD est 174 mbarn.

4.6.2 Mesure et précision

Deux méthodes permettent de mesurer la luminosité: on peut soit mesurer l'électron et le photon en coïncidence, soit mesurer uniquement le taux de photons au dessus d'un certain seuil. C'est la deuxième méthode qui est utilisée en-ligne (depuis 1996) et hors-ligne. Elle présente l'intérêt de ne pas être sensible aux changements de l'optique du faisceau de positron.

Les principales contributions à l'erreur sur $\mathcal{L}$ sont: l'incertitude sur l'échelle en énergie du PD, la connaissance de l'acceptance du PD, le bruit dû aux collisions entre les électrons du faisceau et les molécules du gaz résiduel, la valeur théorique de la section efficace du processus. La précision obtenue sur la mesure de $\mathcal{L}$ détectée par le système de luminosité est de l'ordre de 1.5%. Cependant cette luminosité n'est pas exactement celle que je vais utiliser pour mon analyse. En effet, comme je l'ai dit à la section 1.1.2, le système de luminosité mesure aussi la luminosité due aux collisions des positrons avec les protons qui appartiennent aux paquets satellites. Cette partie des collisions étant explicitement rejetée par mon analyse (voir section 6.1.4), Il faut corriger la luminosité pour cet effet. La précision finale obtenue après cette correction est de l'ordre de $2 - 3\%$.

Ces deux détecteurs ont d'autres fonctions puisque le ET permet d'étiqueter les événements de photoproduction en détectant le positron diffusé à très bas angle (l'acceptance moyenne est de 36%), et le PD sert à mesurer les photons émis par rayonnement QED dans l'état initial (l'acceptance angulaire correspond à $0 < \theta < 0.45$ μrad)

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, I. Abot *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 310 et 348.

[2] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996) 132

[3] M.J. Berger et S.M. Seltzer, National Aeronautics and Space Administration Report NASA-SP-3012 (Washington DC 1964).

[4] B. Rossi, *High Energy Particle*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ (1952).

[5] U.Amaldi, CERN preprint EP/80-212 (1980).

[6] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A344 (1994) 492.

[7] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 499.

[8] R. Brun *et al.*, GEANT long write-up, CERN Program Library, W5103 (1989).

Chapitre 5

Identification du positron diffusé, calibration en énergie et mesure de la cinématique

L'analyse repose dans une première étape sur notre habileté à reconnaître et sélectionner les événements avec un lepton (e^+ ou ν) de grande impulsion transverse. En courant neutre il faut par conséquent être en mesure d'identifier correctement un positron dans l'état final afin de minimiser la contamination due à des processus qui peuvent avoir une grande impulsion dans l'état final (photoproduction par exemple) dans lequel on pourrait identifier par erreur un pion pour un positron. Il est en outre indispensable de mesurer précisément l'angle et l'énergie de ces positrons pour déterminer la cinématique de ces événements, ce qui impose de contrôler la calibration de la section électromagnétique du calorimètre. Les événements de type courant chargé sont identifiés en mesurant l'énergie transverse manquante, c'est-à-dire l'opposé de l'énergie transverse visible (à dominante hadronique). D'où la nécessité de maîtriser la calibration de l'énergie hadronique. Lorsque ce programme sera achevé, il restera à savoir comment mesurer la cinématique de ces événements avec la meilleure précision.

5.1 Identification du positron diffusé

Nous allons d'abord préciser les objets calorimétriques qui vont pouvoir être des candidats positrons en définissant l'enveloppe positron. En utilisant les connaissances sur les gerbes électromagnétiques et hadroniques vues à la section 4.3.1, il sera possible de construire des estimateurs qui permettent l'identification. Les performances obtenues après coupures seront présentées.

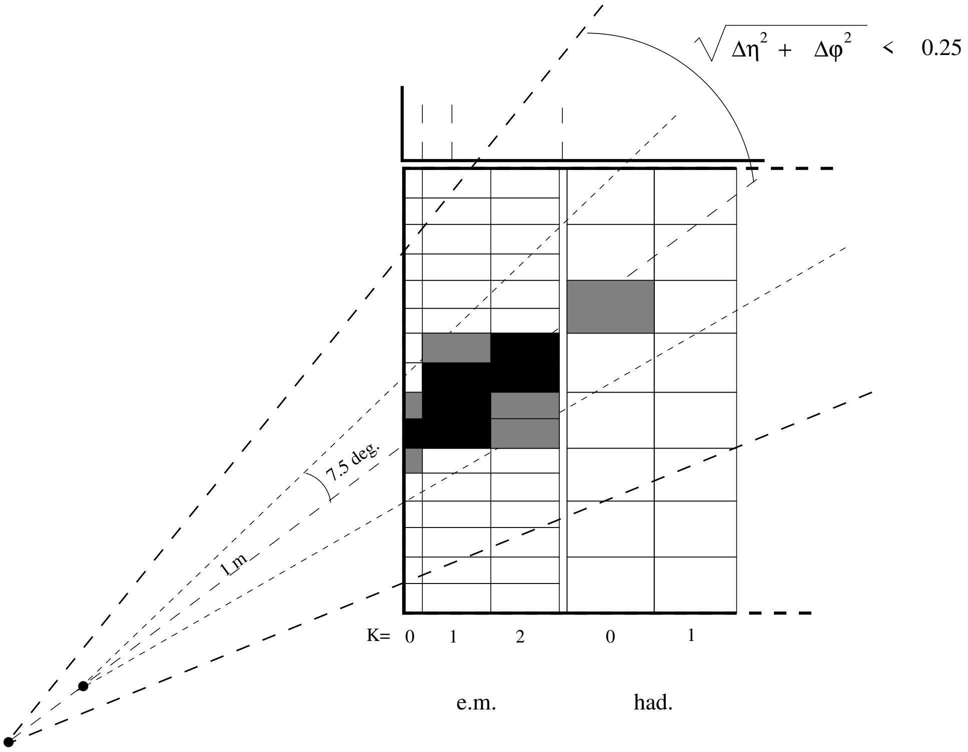

FIG. 5.1 – *Vue schématique du signal d'un positron dans le calorimètre LAr. L'envelopppe électron et le cône d'isolation sont représentés.*

5.1.1 L'enveloppe positron et le volume fiduciel

Enveloppe positron

Nous allons d'abord définir l'objet calorimétrique sur lequel nous allons travailler. En effet il faut être sûr que cet objet contienne toute l'énergie déposée par un positron. Lors de la reconstruction, la formation des amas est telle qu'à un positron correspond un amas. Mais lorsque l'énergie est déposée près d'un crack il faut associer plus d'un amas pour bien mesurer le positron. Pour cette raison à partir d'un amas nous définissons une enveloppe positron (figure 5.1): c'est le cône d'ouverture 7.5° autour de l'axe qui va du vertex au barycentre de l'amas et dont le sommet se trouve à 1 m avant le barycentre. L'enveloppe comprend la section électromagnétique et la première couche de la section hadronique. Les amas dont le barycentre se trouve dans cette enveloppe sont associés à l'amas initiateur. Plus de 99% des positrons correspondent à au plus 2 amas.

Le volume fiduciel

Le volume fiduciel est le volume du calorimètre dans lequel un positron est bien mesuré. Ce volume exclut donc les cracks. La figure 5.2 montre en effet que même après correction pour les matériaux morts, l'énergie est sous-estimée pour un amas près d'un crack en ϕ (tous les 45°). Nous avons dit dans la section 4.3.2 que les cracks en ϕ pointent vers le

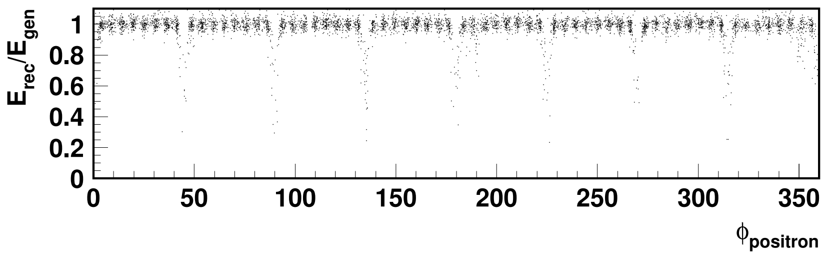

FIG. 5.2 – *Le ratio E_{rec}/E_{gen} en fonction de ϕ met en évidence la perte d'énergie dans les cracks en ϕ (tous les 45°) qui pointent vers le vertex principal.*

vertex. Cela implique que lorsqu'un positron est passe près d'un crak, une grande partie de l'énergie est perdue dans les matériaux morts et que la topologie de la gerbe n'est pas bien mesurée. C'est pourquoi nous allons dans un premier temps considérer uniquement les amas dont la distance au crack le plus proche est supérieure à 4°. De façon à prendre en compte la géométrie du détecteur qui varie en θ et le comportement dans les cracks en z, nous allons considérer comment varient les estimateurs en fonction de θ_0, qui est l'angle polaire défini à partir du point nominal d'interaction.

5.1.2 Les estimateurs

Afin de définir les coupures sur les estimateurs, nous utilisons un ensemble d'événements Monte-Carlo de DIP avec une coupure $Q^2_{generateur} > 100$ GeV^2 et un autre ensemble avec $Q^2_{generateur} > 1000$ GeV^2. La normalisation n'est pas respectée afin d'avoir une statistique suffisante dans toute la région en θ. Nous allons considérer l'amas qui correspond au positron diffusé, et l'amas de plus grande énergie transverse du jet de courant (correspondant généralement à une partie ou toute l'énergie déposée par un pion) si ils comprennent au moins 4 cellules.

Trois types de connaissances nous permettent d'identifier le positron diffusé. Elles portent sur:

- l'amas calorimétrique: le positron dépose son énergie en développant une gerbe électromagnétique. Il faut donc rechercher les amas qui correspondent à ce type de gerbe.
- le processus physique: dans les événements de type courant neutre le positron est isolé dans le calorimètre.
- la charge: le positron étant chargé, une trace doit pointer vers l'amas calorimétrique auquel il correspond.

Avant de définir plus en détail comment nous pouvons nous servir de ces connaissances, il est important de noter que, parce qu'il s'agit dans cette thèse de rechercher des nouveaux processus, il faut maximiser l'efficacité sur le signal. Nous allons voir qu'il est possible

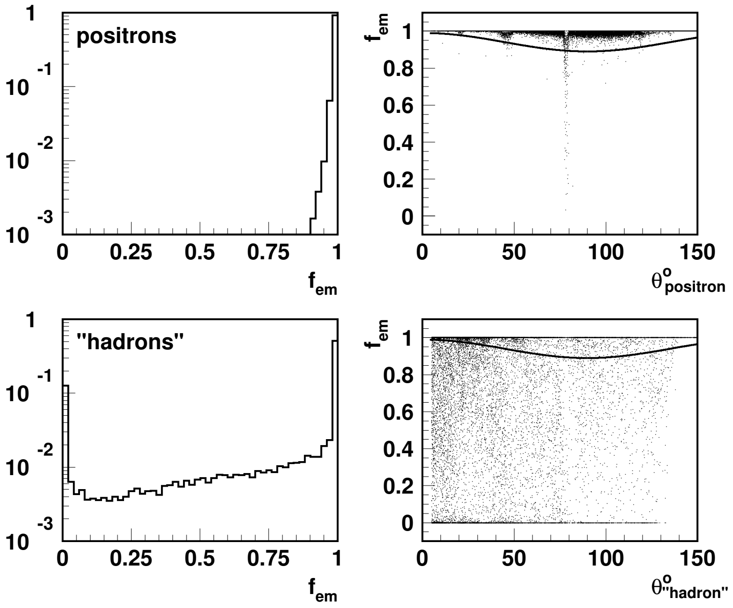

FIG. 5.3 – *Pour les positrons (en haut) et les hadrons (en bas) le spectre de la fraction électromagnétique f_{em} (à gauche) et f_{em} en fonction de θ (à droite) sont représentés. Les amas tels que $f_{em} < f_{em}^{min}(\theta)$ (courbe tracée) ne sont pas considérés comme des candidats positrons.*

d'obtenir une identification dont l'efficacité s'approche de 100% dans le volume fiduciel en utilisant les trois types de critères définis ci-après.

Critères de gerbe électromagnétique

Afin de différencier une gerbe électromagnétique d'une gerbe hadronique j'ai utilisé les caractéristiques suivantes:

- **La fraction électromagnétique:** f_{em}
  Les gerbes électromagnétiques se développent longitudinalement sur une distance relativement courte. L'énergie attendue des positrons est telle qu'ils sont arrêtés dans la section électromagnétique du calorimètre LAr. Afin de rejeter les pions qui n'interagissent presque pas dans cette section (dont la longueur est d'environ 1 λ), on définit pour cela $f_{em} = E_{em}/E_{TOT}$ où seules les cellules ayant une énergie positive sont considérées. La figure 5.3 montre comment varie f_{em} pour les positrons et les hadrons en fonction de l'angle de l'amas. Elle est très proche de 1 pour les positrons, excepté dans les cracks en z et autour de $\theta_{positron} \sim 90°$ où le positron dépose de l'énergie dans la première couche hadronique. C'est pourquoi le critère d'identification dépend de $\theta_{positron}$ en demandant que $f_{em} > f_{em}^{min}(\theta)$ pour que l'amas soit considéré comme un candidat positron. La fonction $f_{em}^{min}(\theta)$ est tracée sur la figure 5.3. Nous considérerons par la suite uniquement les amas vérifiant ce critère.

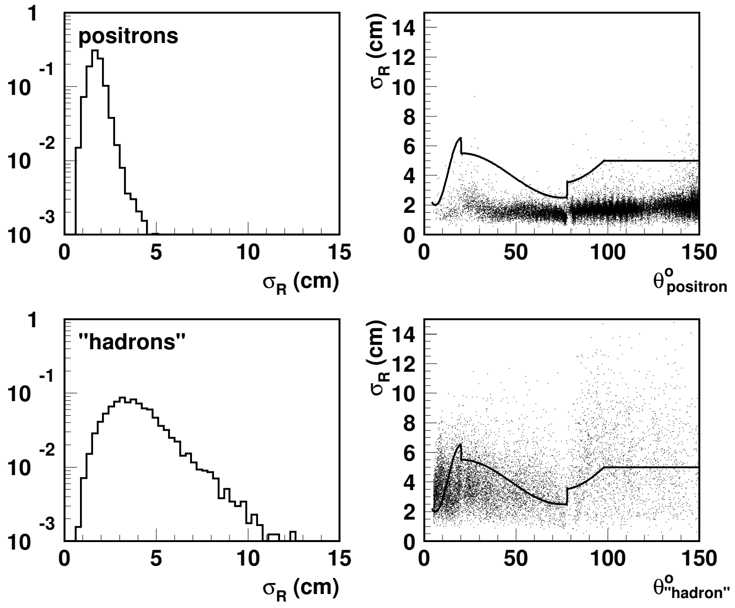

FIG. 5.4 – *Pour les positrons (en haut) et les hadrons (en bas) le spectre du rayon transverse σ_R (à gauche) et σ_R en fonction de θ (à droite) sont représentés. Les amas tels que $\sigma_R > \sigma_R^{max}(\theta)$ (courbe tracée) ne sont pas considérés comme des candidats positrons.*

- **Le rayon transverse:** σ_R

  La taille transverse d'une gerbe électromagnétique est de l'ordre du rayon de Molière R_M, qui est bien inférieur à la longueur d'interaction λ_I. On calcule pour cela l'écart type transverse $\sigma_R = \sqrt{< r^2 > - < r >}$ où r^n sont les moments d'ordre n des distances transverses (r_i) des cellules par rapport à l'axe de la gerbe. Ces moments s'écrivent:

  $$< r^n >= w^{-1} \sum_{cell.} w_i r_i^n$$

  avec $w_i = E_i/V_i$ et $w = \sum_{cell.} w_i$, V_i et E_i étant respectivement les volumes et les énergies des cellules. La prise en compte du volume des cellules permet de s'affranchir en partie des distortions dues au bruit électronique. La figure 5.4 montre que ce rayon transverse est effectivement faible pour les positrons. Les variations de la géométrie du calorimètre et en particulier le passage de la roue FB2 à IF ($\theta \sim 20°$) sont pris en compte en paramétrisant le rayon transverse maximal permis pour un candidat positron $\sigma_R^{max}(\theta)$.

- **La fraction contenue dans le cœur chaud:** $f_{Hot\,N}$

  Le profil longitudinal de dépôt d'énergie étant caractérisé par une courbe en cloche [1] et puisque la taille transverse est faible, la gerbe comporte un cœur chaud. Une grande fraction de l'énergie d'un positron est donc déposée dans un nombre restreint de cellules voisines. Cette fraction est définie par $f_{Hot\,N} = E_{Hot\,N}/E_{em}$ où $E_{Hot\,N}$ correspond à l'énergie contenue dans le groupe de N cellules voisines le plus énergétique. Ici encore on ne considère que les cellules ayant une énergie positive. La taille des cellules variant avec θ, il faut faire varier N pour que cet estimateur

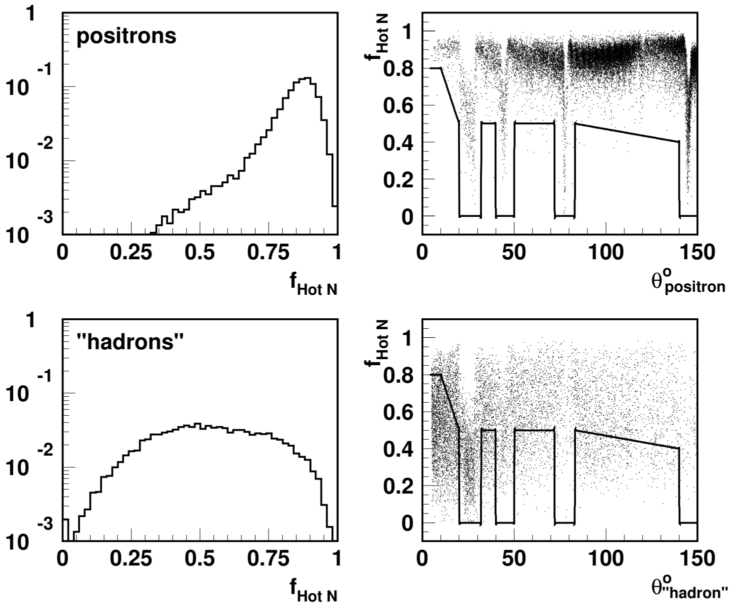

FIG. 5.5 – *Pour les positrons (en haut) et les hadrons (en bas) le spectre de la fraction contenue dans le cœur chaud* $f_{Hot\,N}$ *(à gauche) et* $f_{Hot\,N}$ *en fonction de* θ *(à droite) sont représentés. Les amas tels que* $f_{Hot\,N} < f^{min}_{Hot\,N}(\theta)$ *(courbe tracée) ne sont pas considérés comme des candidats positrons.*

soit à peu près indépendant de l'angle polaire. Nous avons choisi: $N = 4$ pour les roues BBE, CB1 et CB2, $N = 8$ pour les roues CB3, FB1 et FB2 et $N = 12$ pour IF. La fraction $f_{Hot\,N}$ est grande comme on s'y attend pour les positrons. L'effet des cracks sur cet estimateur est bien visible sur la figure 5.5. C'est pourquoi la valeur minimale $f^{min}_{Hot\,N}$ pour ne pas rejeter un amas doit être paramétrisée en fonction de θ (comme le montre la figure 5.5).

Ces trois critères sont complémentaires puisque les deux premiers testent les gerbes d'une façon globale (le départ et la longueur pour f_{em}, la largeur pour σ_R) et que $f_{Hot\,N}$ les sonde plus localement. Ils permettent ainsi de différencier simplement les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques.

Critère d'isolation

Il est naturel d'utiliser toute l'information disponible pour optimiser l'identification du positron diffusé, et en particulier la topologie des événements considérés. Comme nous l'avons dit, le positron diffusé dans les collisions de type courant neutre est isolé dans le calorimètre: il est seul dans son hémisphère si l'on excepte les fragments du proton très à l'avant. L'énergie dans un cône entourant l'enveloppe positron doit être égale à l'énergie de ce positron.

Cependant dans quelques processus au-delà du Modèle Standard, ce positron (ou électron) est produit lors d'une cascade de désintégration. Dans ce cas il peut se trouver à proximité

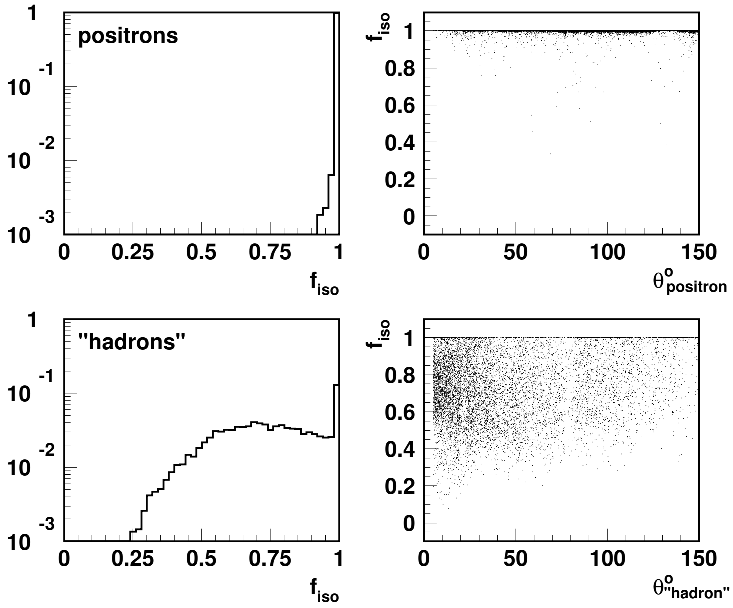

FIG. 5.6 – *Pour les positrons (en haut) et les hadrons (en bas) le spectre de l'estimateur d'isolation f_{iso} (à gauche) et f_{iso} en fonction de θ (à droite) sont représentés.*

d'un jet de particules. S'il n'est pas du tout isolé (une partie du jet dépose son énergie au même endroit que le positron), on ne peut pas utiliser la forme de l'amas calorimétrique. Il faut donc qu'il soit suffisamment isolé pour qu'on puisse le reconnaître et que l'énergie mesurée soit correcte. Mais le critère d'isolation ne doit pas être trop sévère pour conserver une bonne efficacité pour ce type de physique.

Pour estimer l'isolation du candidat positron on utilise l'estimateur $f_{iso} = E_{TOT}/E_{iso}$ où E_{TOT} est l'énergie de l'amas et E_{iso} est l'énergie comprise dans le cône d'isolation dont l'axe passe par le vertex et le barycentre de l'amas, dont le sommet est le vertex et l'ouverture en pseudorapidité η et angle azimuthal ϕ (radians) de $\sqrt{\eta^2 + \phi^2} < 0.25$. La figure 5.6 illustre le fait qu'un positron est effectivement isolé alors que la plupart des amas hadrons ne le sont pas.

Lorsqu'un positron n'est pas exactement isolé, cela est dû soit à du bruit électronique dans des cellules qui se trouvent à l'arrière, soit à la présence d'un photon rayonné dans l'état final. Dans le premier cas on s'attend à avoir au plus quelques centaines de MeV dans la section hadronique. Dans le second l'énergie déposée en dehors du cône d'isolation se trouve dans la section électromagnétique. Ainsi pour qu'un amas soit considéré comme un candidat positron il faut qu'il vérifie:

- soit $f_{iso} > 0.98$
- soit $f_{iso} > 0.95$ et $E_{iso}^{had} < 300$ MeV où E_{had} est l'énergie hadronique dans le cône d'isolation qui n'est pas dans l'enveloppe positron.

La sélection sur les estimateurs $f_{em}, \sigma_R, f_{Hot\,N}$ et f_{iso} est appelée “identification calorimétrique” puisqu'elle n'utilise que l'information du calorimètre.

Critère de charge

L'utilisation des critères de forme de l'amas calorimétrique nous permet de reconnaître les gerbes électromagnétiques, c'est-à-dire d'identifier les positrons, les électrons et les photons incidents.

Par conséquent il est nécessaire d'utiliser l'information des détecteurs de traces pour discriminer entre ces trois types de particules. Il suffit de regarder si il y a une trace qui pointe vers l'amas calorimétrique. Il est à noter que seul ce critère fait appel à une information extérieure à celle du calorimètre LAr.

On extrapole chaque trace jusqu'à la face avant du calorimètre. La distance minimale d'approche de la trace à l'amas est la distance du barycentre de l'amas à la droite tangente à la trace et qui passe par le point d'entrée de la trace dans le calorimètre. La trace associée à l'amas est la trace qui minimise la distance minimale d'approche si cette distance est inférieure à 20 cm. La figure 5.7 montre que cette coupure est large. En effet, pour conserver une bonne efficacité dans la partie avant où la mesure des traces est difficile, et dans la région intermédiaire où la particule passe à travers le détecteur de traces central et avant, il faut non seulement considérer les traces ajustées au vertex, mais aussi les traces non-ajustées au vertex qui sont mesurées moins précisément.

Il est à noter que pour environ 2% des candidats de DIP sélectionnés au chapitre 6 plus d'une trace pointe vers l'amas, en accord avec la simulation. Cette fraction augmente jusqu'à $\sim$ 15% dans la région très à l'avant du calorimètre ($\theta \sim 20°$) où le positron traverse les chambres centrales et les chambres à l'avant. Ces traces peuvent correspondre en réalité à une seule particule ou à plusieurs particules. Dans le premier cas, il s'agit d'événements où les trajectoires reconstruites dans les régions centrale et avant n'ont pas été combinées. Dans le second cas, de par les matériaux morts qui se trouvent entre le vertex et la face avant du calorimètre, le positron a commencé sa gerbe avant d'entrer dans le calorimètre. Afin de maximiser l'efficacité de l'identification, ces événements ne sont pas rejetés par le critère de charge. Il est à noter que ces effets détériorent la mesure de l'impulsion de la trace qui n'est déjà pas excellente puisque l'on s'intéresse à des positrons de grande énergie transverse. C'est pourquoi je n'ai pas utilisé, comme critère d'identification, la comparaison de l'impulsion de la trace à celle de l'énergie de l'amas.

5.1.3 Performances

L'efficacité d'identification est représentée dans la figure 5.8. La perte d'efficacité d'environ 5% dans la région centrale est due aux cracks en ϕ. L'efficacité pour des positrons dont la gerbe est contenue dans le volume fiduciel est supérieure à 99% pour $\theta > 10°$. Cette perte d'efficacité est moins visible dans IF puisqu'il n'y a que deux cracks en ϕ, et dans BBE (qui n'a pas de couverture hadronique) puisque la coupure sur f_{em} n'est pas vraiment active. La chute de l'efficacité à $\theta = 80°$ est due au crack en z entre les roues CB2 et CB3. Le critère de charge n'entraine aucune perte d'efficacité au dessus de $\theta = 15°$. En revanche la figure 5.8 montre qu'il est en partie responsable de l'inefficacité en dessous de $\theta = 15°$: d'une part le détecteur de traces à l'avant ne mesure les traces qu'au dessus de

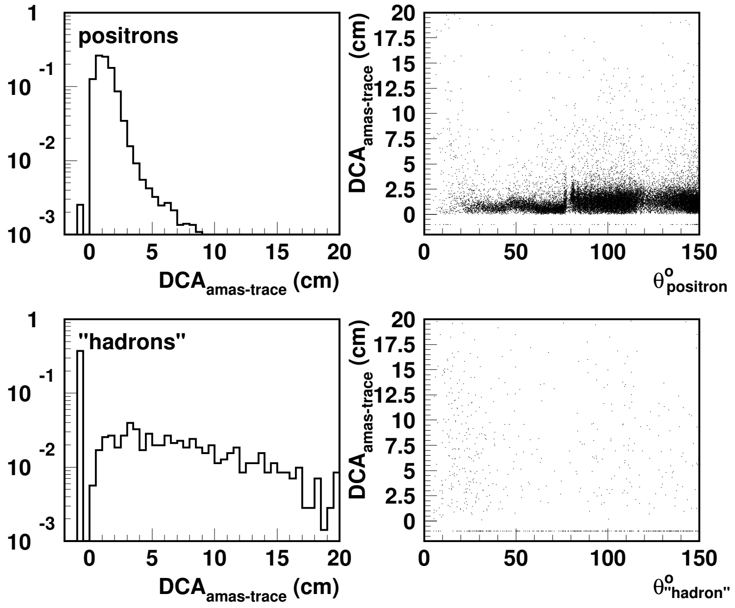

FIG. 5.7 – *Pour les positrons (en haut) et les hadrons (en bas) qui sont acceptés par l'identification calorimétrique, le spectre de la distance minimale d'approche entre l'amas et la trace qui point vers l'amas $DCA_{amas-trace}$ (à gauche) et $DCA_{amas-trace}$ en fonction de θ (à droite) sont représentés. Les pics à* -1 cm *correspondent aux cas où aucune trace n'est associée à l'amas.*

7° et d'autre part il est moins efficace que le détecteur de traces avant.

La figure 5.8 représente aussi le pouvoir de réjection des hadrons: il s'agit ici de la fraction des amas des hadrons d'énergie transverse supérieure à 5 GeV qui sont rejetés par la procédure d'identification (calorimétrique et critère de charge). La région avant, cruciale pour la contamination dues aux principaux bruits de fond, possède un bon pouvoir de réjection, sachant que l'objectif de l'identification était de garantir une très bonne efficacité. La sélection qui sera appliquée en plus de l'identification permettra d'augmenter le pouvoir de réjection des bruits de fond. La faible réjection dans la région arrière du calorimètre LAr est principalement due à l'absence de couverture hadronique, ce qui limite les performances des coupures sur f_{em}, $f_{Hot\,N}$ et f_{iso}.

Puisque cette étude a été faite à partir d'événements simulés, il faut comparer les données à la simulation pour les estimateurs utilisés. Pour cela il est indispensable d'appliquer une sélection qui permette de s'assurer que nous avons bien affaire à des événements de DIP. La sélection utilisée est celle décrite au chapitre 6: en plus de l'identification du positron, elle applique des critères cinématiques (en particulier $Q^2 > 2500$ GeV^2) afin de rendre le bruit de fond non DIP négligeable. La figure 5.9 montre, pour les données et la simulation, les distributions du rayon transverse σ_R, de la fraction contenue dans le cœur chaud $f_{Hot\,N}$, de la dispersion longitudinale σ_L et de la distance amas-trace des candidats positrons sélectionnés. On voit que les estimateurs $f_{Hot\,N}$ et σ_L sont bien décrits par la simulation mais qu'il existe des différences pour σ_R et $DCA_{amas-trace}$. Les coupures sur les estimateurs σ_R et $DCA_{amas-trace}$ étant suffisamment peu sévères (cf. figures 5.4 et 5.7),

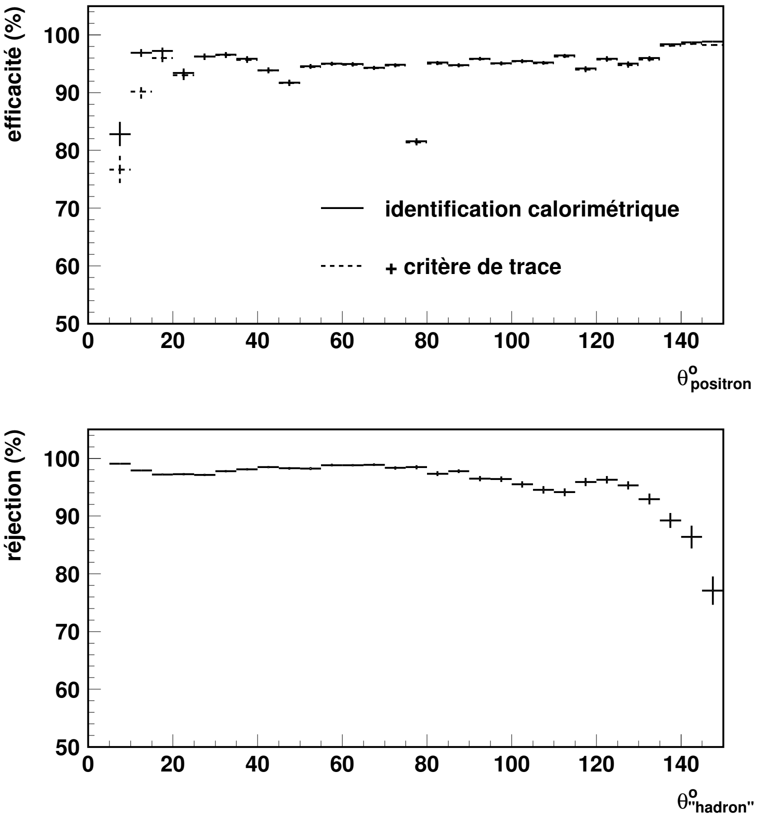

FIG. 5.8 – *L'efficacité d'identification des positrons (en haut) et le pouvoir de réjection des hadrons (en bas) sont représentés en fonction de θ.*

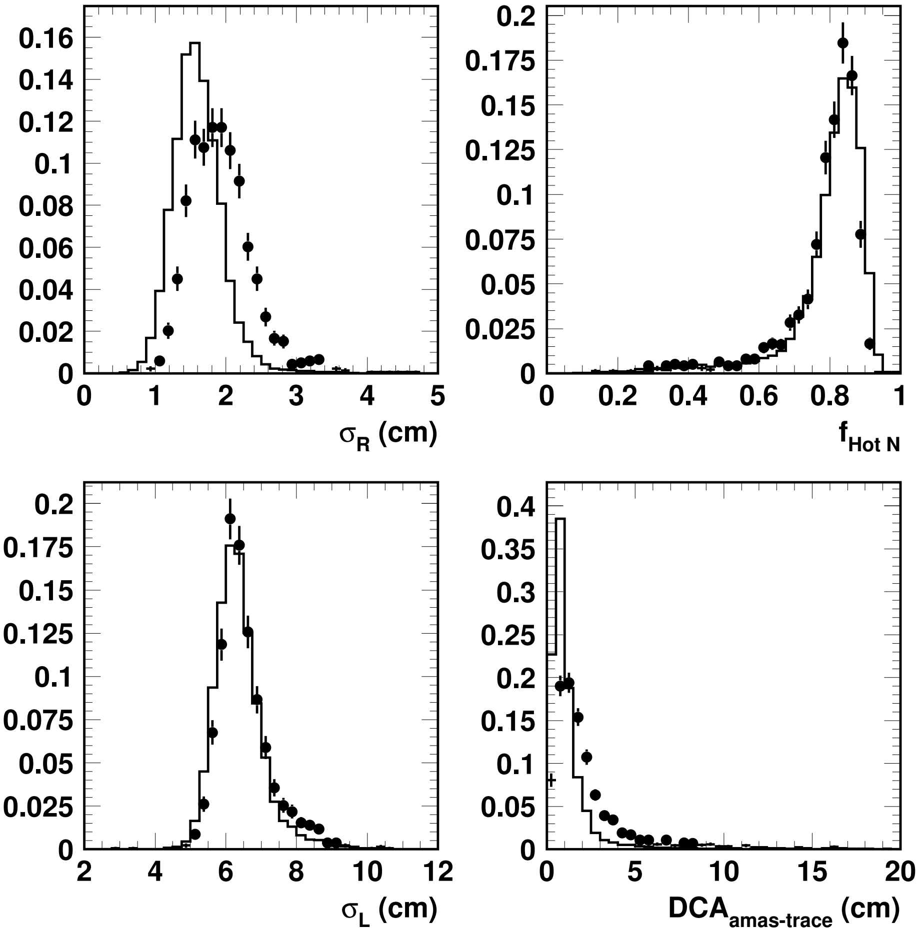

FIG. 5.9 – *Distribution des principaux estimateurs calorimétriques (rayon transverse, fraction contenue dans le cœur chaud, dispersion longitudinale) et de la distance amas-trace des candidats positrons pour les données (points) et la simulation (histogramme).*

leurs effets ne sont pas affectés par ces différences. Le fait que la taille transverse des gerbes électromagnétiques soit plus petite dans la simulation peut cependant influer sur l'efficacité d'identification à l'abord des cracks en ϕ. Ce problème sera traité à la section 6.2.1.

5.2 Contrôle des échelles d'énergie électromagnétique et hadronique

Cette partie est consacrée à la calibration du calorimètre LAr. Après avoir montré comment il est possible de le calibrer en angle et en énergie, je donnerai les résultats obtenus et l'erreur systématique sur la mesure de l'énergie électromagnétique et hadronique.

5.2.1 Stratégie

La mesure de l'énergie du positron diffusée est cruciale pour la reconstruction de la cinématique des événements de DIP. Elle doit répondre à deux critères:

- Puisque l'on veut comparer les données à la prédiction du Modèle Standard, et que cette comparaison est faite via la simulation, il faut que l'on s'assure que la simulation de la réponse du détecteur, et en particulier de la réponse en énergie, est la plus fidèle possible;
- Afin de pouvoir remonter aux quantités "vraies" l'énergie que l'on mesure doit être égale en moyenne à l'énergie "vraie" du positron.

Il est possible de répondre à ces deux critères avec une certaine précision qui nous donnera l'erreur systématique sur la mesure en énergie.

La procédure d'obtention de l'énergie des amas dans le calorimètre LAr a été expliquée à la section 4.5.2. Elle repose principalement sur les résultats des tests CERN. Il s'agit donc ici de corriger *in situ* la réponse du calorimètre pour des effets plus ou moins locaux qui seraient survenus depuis l'installation du calorimètre autour du point d'interaction (comme l'écrasement mécanique de certaines cellules qui entraîne un rapprochement des électrodes et donc une variation de la réponse des canaux correspondants, ou comme la description des matériaux morts).

Cette calibration *in situ* est rendue possible par l'existence de méthodes qui permettent de prédire l'énergie du positron diffusé dans certains processus où les événements sont surcontraints. En effet, si l'on considère le processus inclusif $e^+p \to e^+X$, on peut écrire les équations de conservation de l'énergie longitudinale et transverse:

$$\begin{aligned} (E - P_z)_X + E_e(1 - \cos\theta_e) &= 2E_0 \\ (P_\perp)_X &= E_e \sin\theta_e \end{aligned}$$

En divisant la première par la seconde, et en définissant l'angle γ du système X par $\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{(E-P_z)_X}{(P_\perp)_X}$ on obtient:

$$\tan\frac{\gamma}{2} + \tan\frac{\theta_e}{2} = \frac{2E_0}{E_e \sin\theta_e} \quad .$$

Ceci permet d'écrire l'énergie du positron diffusé, appellée "énergie double-angle" E_{DA} en fonction de son angle et celui du système X:

$$E_{DA} = \frac{2E_0}{(\tan\frac{\gamma}{2} + \tan\frac{\theta_e}{2})\sin\theta_e} \quad . \tag{5.1}$$

Par conséquent, la variable E_e/E_{DA} nous permet de tester l'échelle en énergie électromagnétique. Cette méthode dite double-angle a été appliquée sur deux lots d'événements:

- Les événements de DIP où le système X est l'état final hadronique. L'angle γ n'est pas exactement l'angle du jet de courant à cause de la masse de ce jet et de l'énergie qui est partagée lors de la fragmentation entre ce jet et les restes du proton.

- Les événements QED Compton élastique $e^+p \to e^+\gamma p$ où le photon est rayonné à grand angle. Dans ce cas l'angle γ est exactement l'angle du photon.

Cette méthode ne dépend pas au premier ordre de la mesure en énergie du système X. Par conséquent, pour les événements de DIP ne présentant qu'un seul jet, elle est indépendante de la connaissance de l'échelle d'énergie hadronique. En revanche elle est sensible au rayonnement QED dans l'état initial: le rayonnement par le positron incident d'un photon d'énergie E_γ est équivalent au changement de l'énergie du faisceau de positron E_0 en $E_0 - E_\gamma$. Comme on ne détecte pas ce photon, l'équation 5.1 est fausse pour ces événements.

La formule 5.1 montre que les précisions obtenues avec ces méthodes dépendent de la mesure de l'angle hadronique dans le cas des DIP et de la qualité de la mesure angulaire des amas électromagnétiques qui sera présentée en premier lieu.

Lorsque la section électromagnétique sera calibrée, il sera possible de calibrer ensuite la partie hadronique en utilisant le fait que dans les événements de DIP l'énergie transverse totale doit être nulle: le positron et le système hadronique doivent avoir la même énergie transverse.

5.2.2 La mesure de l'angle polaire du positron

Il est possible de mesurer l'angle polaire du positron diffusé de deux façons: soit à partir de l'amas calorimétrique, soit à partir de la trace associée. Avant de comparer leurs performances, il est nécessaire de vérifier la qualité de l'information.

En utilisant des événements simulés on peut comparer l'angle mesuré (θ_{amas} ou θ_{trace}) à l'angle généré ($\theta_{gen.}$). θ_{trace} ne présente aucune déviation systématique par rapport à $\theta_{gen.}$, contrairement à θ_{amas} qui peut différer de $\theta_{gen.}$ de quelques mrad. Pour comparer les données et la simulation, la seule variable possible est la différence $\theta_{amas} - \theta_{trace}$. La figure 5.10 montre comment cette variable varie avec θ_{amas} pour différentes roues du calorimètre. On voit ainsi que, pour la simulation, pour les roues CB1, CB2 et CB3, θ_{amas} surestime θ_{trace} pour $\theta_{amas} < 90°$, et le sous-estime pour $\theta_{amas} > 90°$. Cet effet se comprend par le fait que dans ces roues les plaques d'absorbeur sont parallèles à l'axe du faisceau, et donc perpendiculaires à l'axe de la gerbe lorsque $\theta_{amas} = 90°$: l'échantillonnage est maximal dans ce cas. C'est ce qui tend θ_{amas} à se rapprocher de 90°. La variation est similaire pour les données, excepté un décalage dans CB2 et CB1 qui peut-être expliqué par une position géométrique des roues différente dans le détecteur et dans la simulation.

Une correction est appliquée pour prendre en compte cette dépendance angulaire. On voit sur la figure 5.11(a) qu'après cette correction, il n'y a plus de déviation par rapport à l'angle généré pour la mesure calorimétrique. On voit de plus que la résolution angulaire varie avec l'angle polaire: de 5 mrad dans la partie centrale du LAr à 1 mrad dans la partie avant. En effet la granularité du calorimètre est plus fine dans la partie avant que dans la partie centrale. Les figures 5.11(b) et (c) montrent que, même si la résolution de θ_{trace} est sensiblement meilleure que θ_{amas}, les queues de la distribution $\theta_{mesure} - \theta_{gen.}$ sont

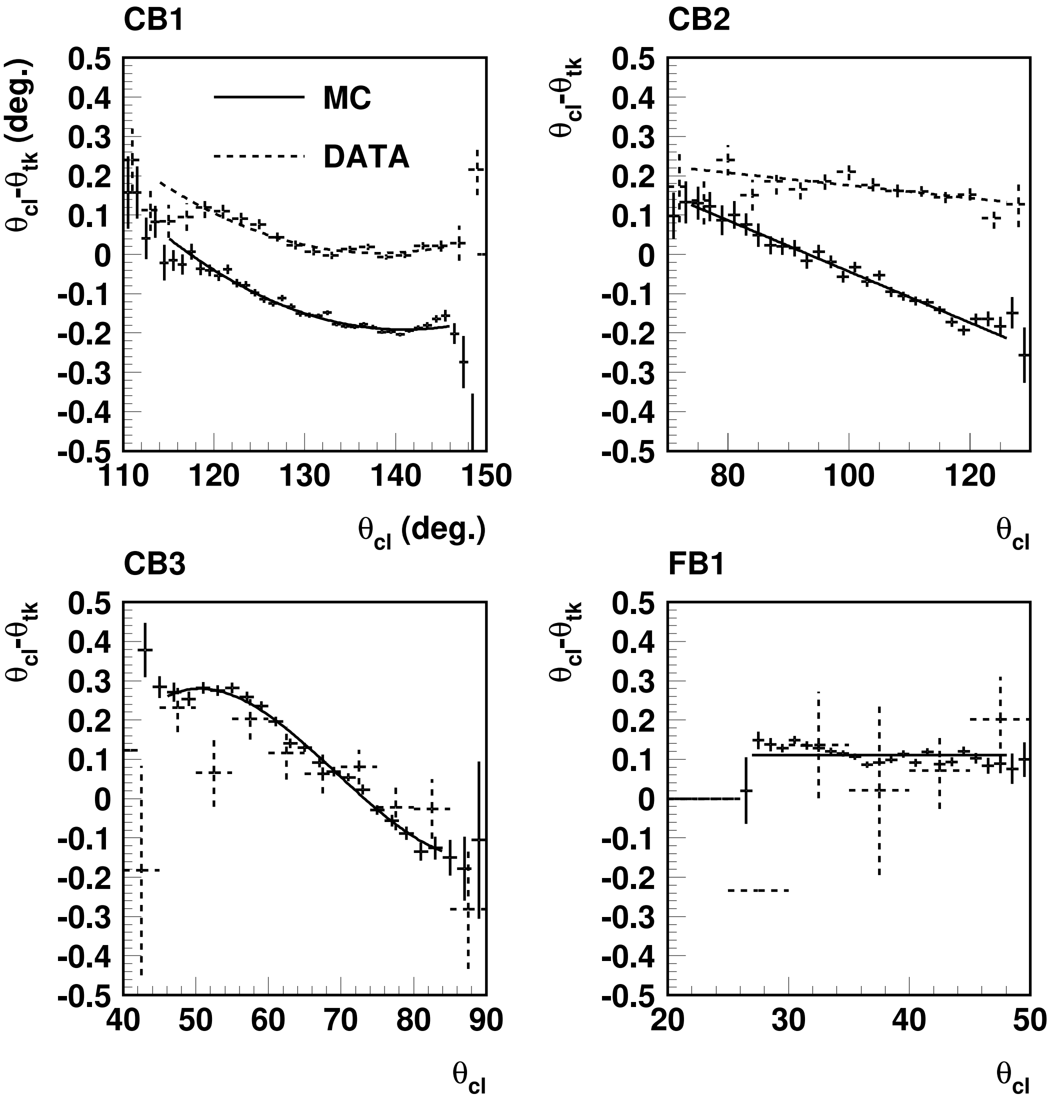

FIG. 5.10 – *Pour différentes roues du calorimètre LAr, la différence* $\theta_{amas} - \theta_{trace}$ *est représentée pour la simulation (trait continu) et les données (tirets) en fonction de* θ_{amas}.

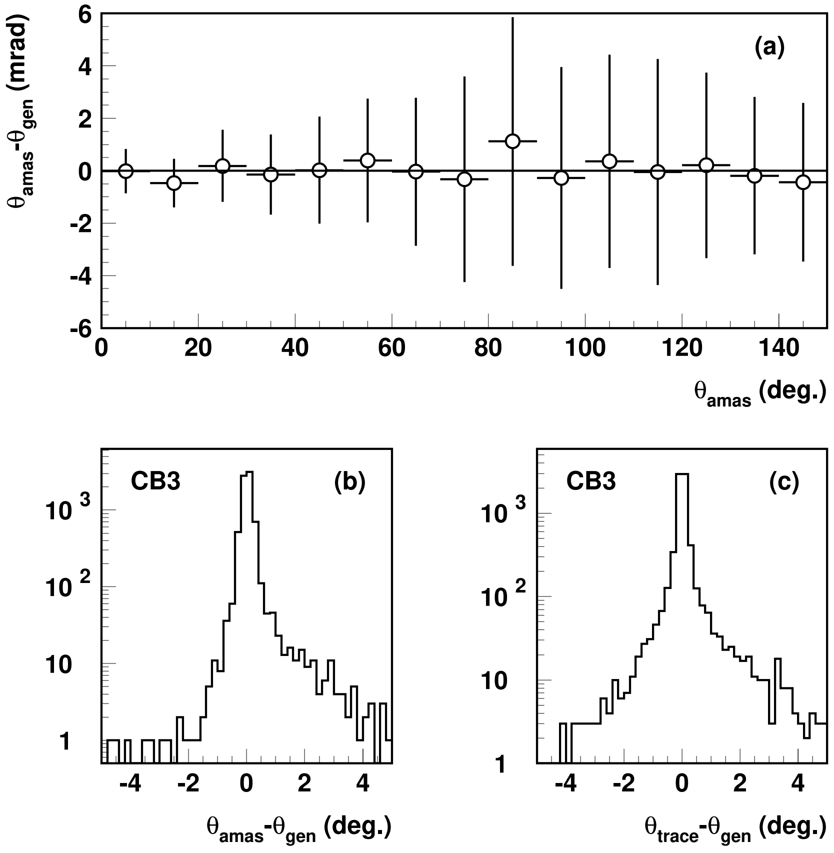

FIG. 5.11 – *La mesure de l'angle polaire après correction: (a) la moyenne (cercle) et la résolution (barre d'erreur verticale) de* $\theta_{amas} - \theta_{gen}$ *en fonction de l'angle polaire; lorsque le positron est dans CB3: (b) la distribution* $\theta_{amas} - \theta_{gen}$*, (c) la distribution* $\theta_{trace} - \theta_{gen}$

moins importantes pour la mesure calorimétrique. Il y a deux raisons pour cela:

- L'angle calorimétrique n'est pas sensible au rayonnement QED dans l'état final (les gerbes du positron et du photon sont réunies en un seul amas lorsque le photon est émis à moins de 7.5° du positron);
- Lorsque la trace associée est une trace non-ajustée au vertex, son angle n'est pas bien mesuré.

C'est principalement pour ces deux raisons que nous utiliserons dans la suite l'angle défini par l'amas calorimétrique.

5.2.3 La calibration en énergie de la section électromagnétique

Puisque l'on se sert de processus physiques pour la calibration, la précision obtenue va dépendre de la statistique obtenue. Il faut donc considérer deux régions dans le calorimètre:

la région centrale (de BBE à CB3) où le nombre d'événements de DIP est suffisamment important pour une calibration fine, et la région avant (de FB1 à IF) où la statistique obtenue (en DIP et QED Compton) permet uniquement une calibration par roue.

Calibration de la partie centrale

Il faut d'abord sélectionner un lot d'événements de DIP. Les critères choisis sont:

- Un seul candidat positron avec $E_\perp^e > 15$ GeV. Il doit être très isolé (l'énergie dans un cône de rayon 1 en $\eta - \phi$ autour du positron est inférieure à 1 GeV) et en dehors des cracks en ϕ (la distance au crack en ϕ le plus proche est supérieure à 3°);
- Au moins un jet de plus de 5 GeV en énergie transverse dont l'angle polaire est supérieur à 7°, ce qui permet d'assurer que la perte dans le tube à vide dans la direction du faisceau de proton est limitée;
- $40 < \sum(E - P_z) < 70$ GeV. Cette coupure rejette les événements où un photon de plus de 7.5 GeV a été rayonné dans l'état initial.

A l'intérieur d'une région en $\theta - \phi$, le facteur de calibration pour cette région est obtenue par une méthode itérative à partir d'un facteur de calibration initial f_0:

- A partir des énergies reconstruite E_{rec} et prédite par la méthode double-angle E_{DA} des événements où le positron est dans cette région, on calcule t_0 qui est la moyenne de $\frac{f_0 E_{rec}}{E_{DA}}$ en donnant un poids qui dépend de $\sum(E - P_z)$ afin de minimiser la contribution des événements QED ISR;
- On définit le nouveau facteur de calibration $f_1 = f_0/t_0$.

L'intérêt d'une méthode itérative est d'être certain qu'après application du facteur de calibration final f_n (ce qui change le nombre d'événements sélectionnés et leur poids), la moyenne de $\frac{f_n E_{rec}}{E_{DA}}$ est bien égale à 1.

Cette méthode a d'abord été testée sur un lot d'événements simulés en "décalibrant" aléatoirement et en vérifiant qu'à la fin du processus itératif on a bien $\frac{f_n E_{rec}}{E_{gen.}}$ centré en 1 quand la moyenne de $\frac{f_n E_{rec}}{E_{DA}}$ est bien égale à 1. C'est ce que montre la figure 5.12 après 5 itérations en ayant au départ "décalibré" d'un facteur aléatoire gaussien centré sur +5%. La queue de la distribution E_{rec}/E_{DA} à gauche du pic est due aux événements QED ISR pour lesquels on s'attend à ce que $E_{rec}/E_{DA} < 1$.

En utilisant cette méthode, on peut ainsi:

- calibrer le calorimètre octant par octant pour chaque roue: comme les octants sont des modules indépendants (hautes tensions appliquées, lecture des pads), ils sont susceptibles d'avoir une réponse différente. La figure 5.13 montre que c'est effectivement le cas pour les données avec des écarts entre octants allant jusqu'à 4%. Il n'y a aucun écart dans la simulation.

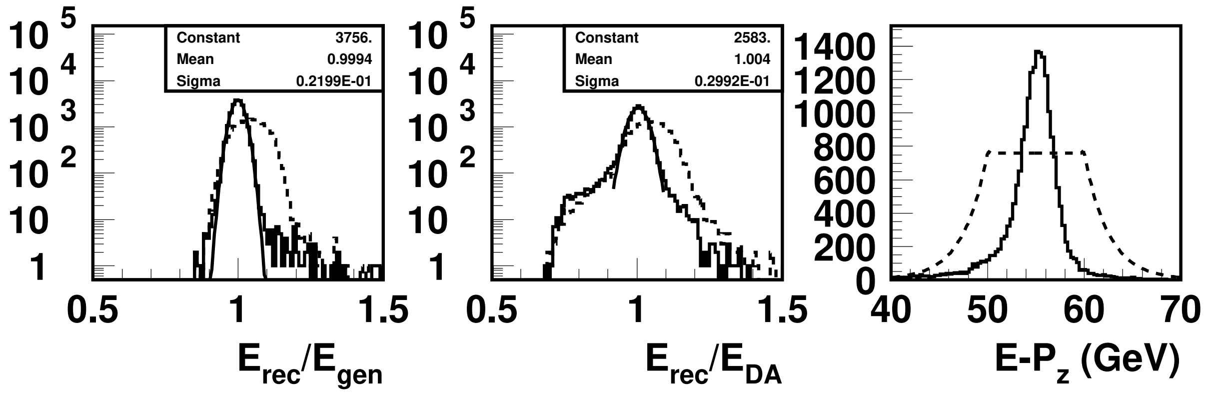

FIG. 5.12 – *Illustration de la méthode de calibration: à gauche: la distribution* $E_{rec}/E_{gen.}$ *avant la procédure (tirets) et après calibration (trait plein); au centre: la distribution* E_{rec}/E_{DA} *avant la procédure (tirets) et après calibration (trait plein); à droite: la distribution de* $\sum(E-P_z)$ *(trait plein) et le poids appliqué lors de la calibration (tirets). Les valeurs moyenne et d'écart-type indiquées sur les deux premières figures correspondent à un ajustement gaussien après calibration.*

- calibrer en fonction de z après la calibration par octant. Les pas sont choisis pour avoir au moins 100 événements par pas: 1 cm pour $-150 < z_{amas} < -40$ cm, 2 cm pour $-40 < z_{amas} < -0$ cm, 5 cm pour $0 < z_{amas} < 40$ cm. Cette calibration est appliquée aux données comme à la simulation, ce qui permet d'avoir un très bon accord en particulier dans la région des cracks en z, comme le montre la figure 5.14.

Il est à noter que, la prédiction double-angle dépendant de l'angle hadronique γ, il faut que la simulation décrive correctement cet angle. La figure 5.15 montre que c'est effectivement le cas. Dans le domaine cinématique considéré ici, l'erreur sur E_{DA} provenant de γ est inférieure à 1%. Il est à noter que la calibration utilisant les événements Compton, qui comme nous allons le voir dans la section suivante est en accord avec les résultats obtenus en utilisant les événements de DIP, permet un contrôle indépendant de γ.

Calibration de la partie avant

Dans cette région où la statistique est faible on peut seulement pour chaque roue:

- comparer la moyenne de E_{rec}/E_{DA} des données à celle de la simulation et corriger pour l'écart observé;
- trouver, à partir de la simulation, le facteur de calibration qui permet d'avoir en moyenne $E_{rec} = E_{gen.}$ et l'appliquer aux données et à la simulation.

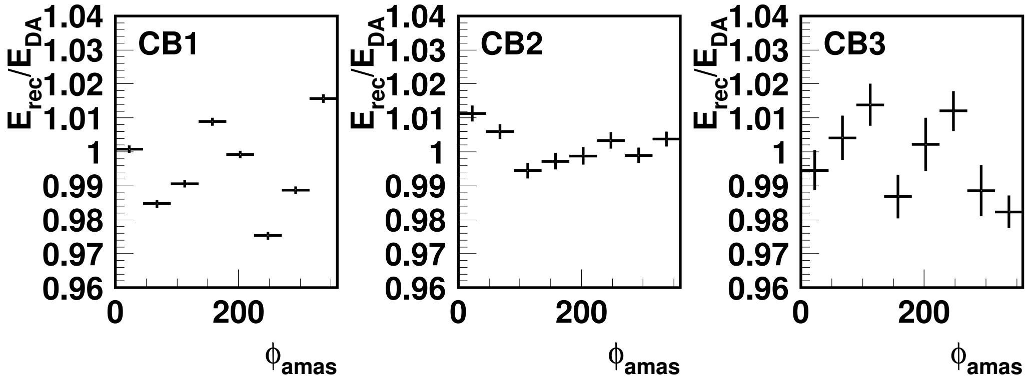

Fig. 5.13 – *Moyenne pour les données de E_{rec}/E_{DA} de chaque octant pour les roues CB1, CB2 et CB3. L'angle ϕ est en degrés.*

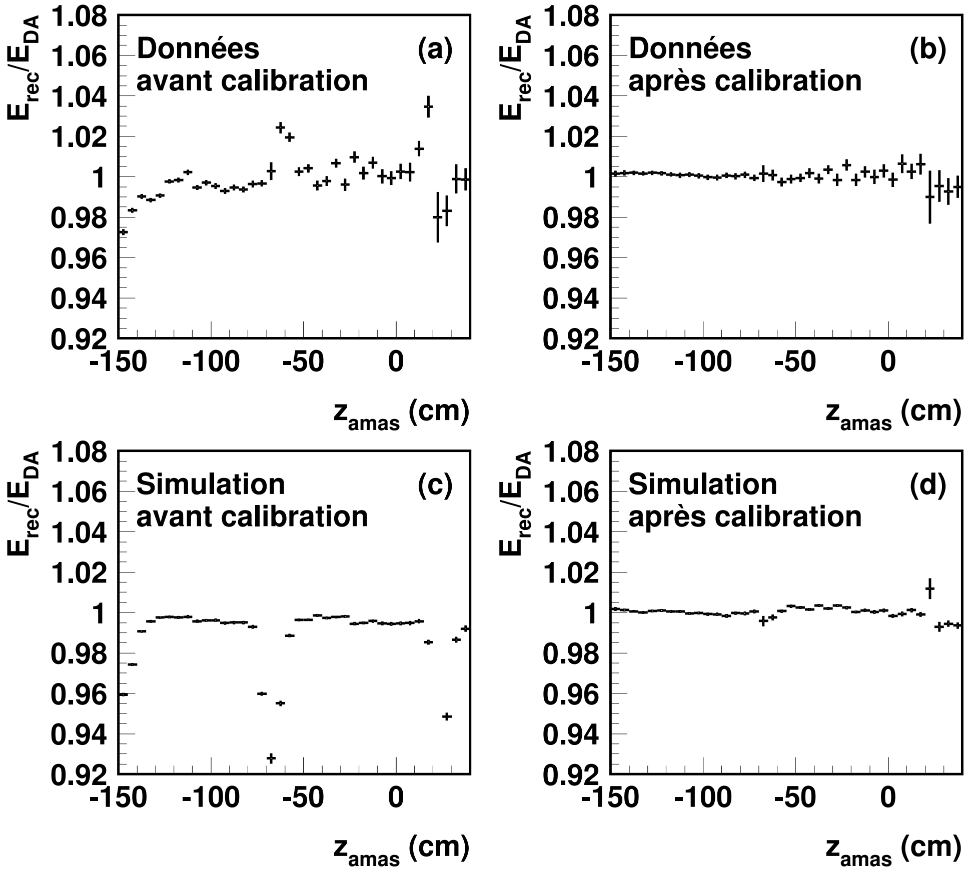

Fig. 5.14 – *Moyenne de E_{rec}/E_{DA} en fonction de z_{amas} avant et après calibration pour les données ((a) et (b)) et pour la simulation ((c) et (d)).*

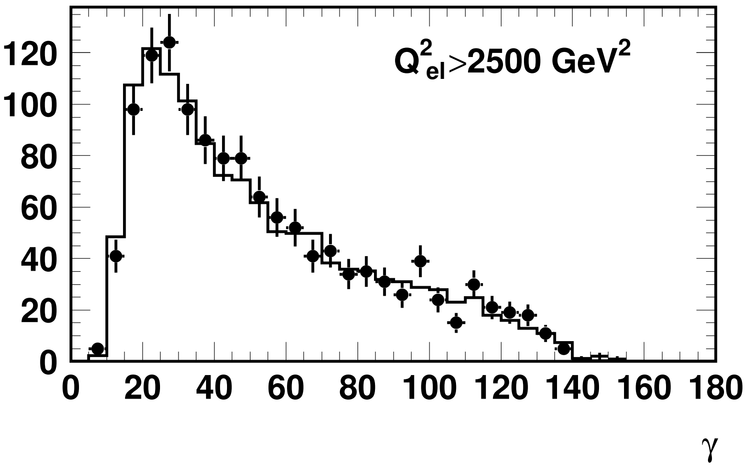

FIG. 5.15 – *Distribution de l'angle hadronique γ (en degrés) pour les données (points) et la simulation (histogramme).*

J'ai utilisé, pour faire cette comparaison données-simulation:

- **Les événements de DIP** satisfaisant aux critères $E_\perp^e > 15$ GeV, $Q^2 > 2500$ GeV^2 et $40 < \sum(E - P_z) < 70$ GeV;
- **Les événements QED Compton élastiques**: ils sont sélectionnés en demandant qu'il y ait deux amas électromagnétiques très isolés dont l'un a une énergie transverse supérieure à 10 GeV, que l'énergie totale dans le calorimètre LAr en dehors de ces deux amas ne dépasse pas 1.5 GeV et que l'énergie dans le calorimètre PLUG soit inférieure à 4 GeV. Il est à noter qu'aucun événement provenant du processus $e^+p \to \gamma\gamma \to e^+e^-$ (dans lesquels le positron incident n'est pas détecté ce qui rend l'équation 5.1 fausse) ne satisfait à ces critères.

A partir des ces deux lots, on peut mesurer la moyenne de E_{rec}/E_{DA} à l'intérieur du volume fiduciel de chaque roue et entre ces régions (ce qui correspond aux cracks en z), pour les données et la simulation. La figure 5.16 montre le résultat de la comparaison de ces moyennes pour les événements DIP et QED Compton élastiques. Elle montre tout d'abord que dans la région centrale (CB2 jusqu'au crack CB3-FB1) le résultat obtenu avec les événements Compton est en parfait accord avec celui obtenu avec les événements de DIP, ce qui valide la méthode Compton. Elle montre ensuite que dans la région avant (FB1 à IF), on sous-estime l'énergie électromagnétique dans les données par rapport à la simulation. Comme la statistique est faible et qu'il est donc impossible d'être précis au %, cet écart est considéré comme constant. En faisant la moyenne pondérée des méthodes DIP et Compton sur cette région avant, on obtient un écart moyen égal à $-4.5 \pm 0.5\%$. En prenant en compte le résultat obtenu avec d'autres méthodes (méthode ω pour les événements de DIP, balance en $P_\perp$ pour les Compton), on trouve un écart de -4.2%.

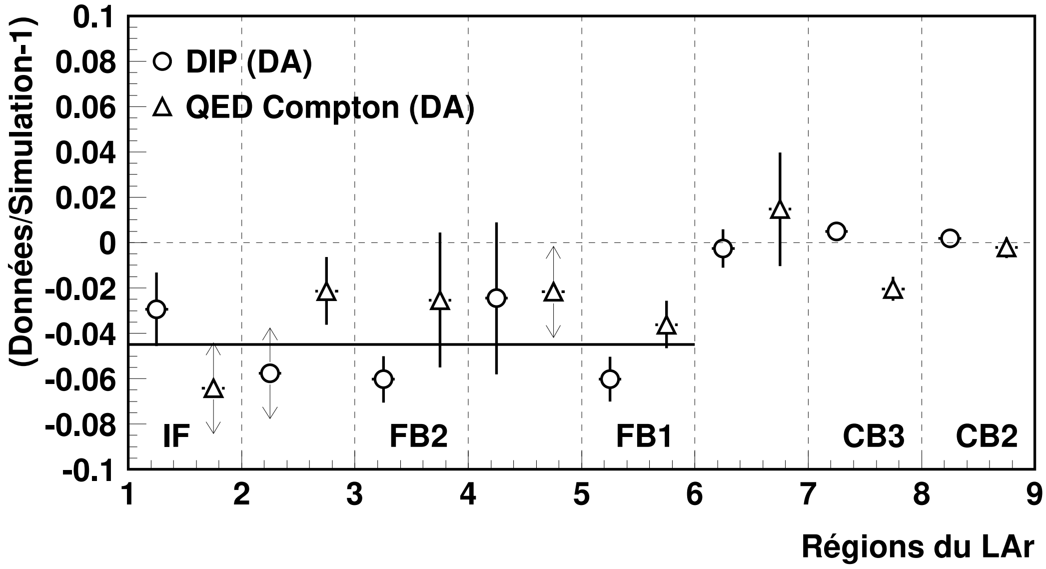

FIG. 5.16 – *Comparaison entre données et simulation des moyennes E_{rec}/E_{DA} pour différentes régions du calorimètre LAr (volume fiduciel des roues et cracks entre ces roues) en utilisant les événements de DIP et Compton. Les points dont la barre d'erreur est une flèche correspondent à un seul événement observé. L'écart moyen de -4.5% observé dans la région avant est indiqué par le trait horizontal.*

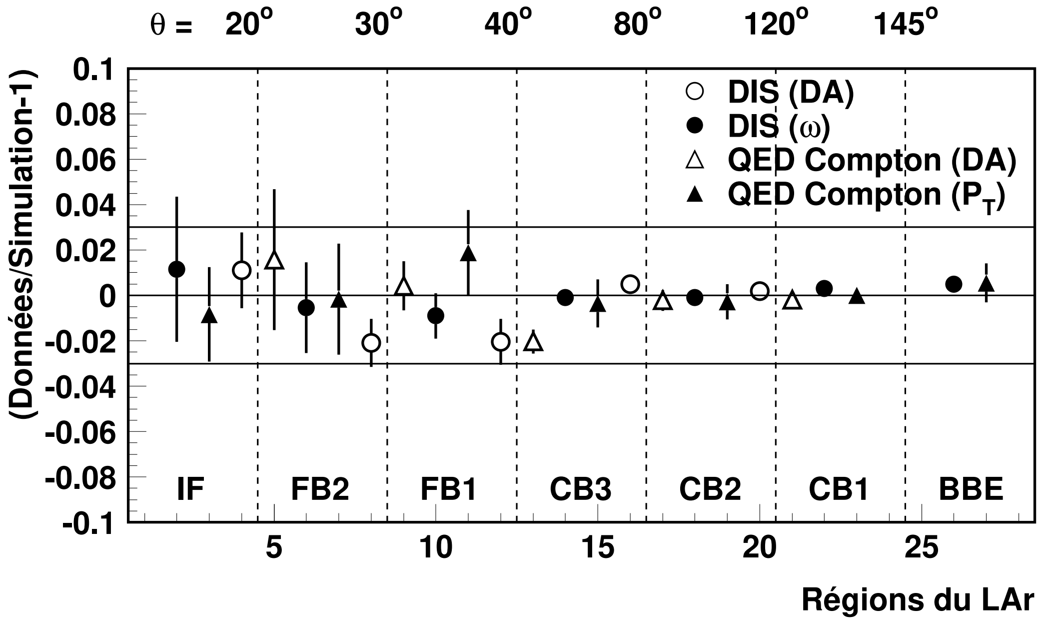

FIG. 5.17 – *Comparaison entre données et simulation des moyennes E_{rec}/E_{DA} pour différentes régions du calorimètre LAr après avoir appliqué le facteur de 4.2% dans la région avant. Les deux lignes horizontales indiquent l'erreur systématique de $\pm3\%$.*

Il est important de souligner le fait que la calibration *in situ*, et en particulier l'utilisation de la méthode Compton n'a été rendue possible que par l'augmentation de la statistique.

La figure 5.17 montre l'accord données-simulation obtenu en appliquant un facteur de correction global dans cette région avant de +4.2% sur les données. Cet accord est global mais on sait qu'il y peut y avoir des différences locales, en particulier celles entre octants. On en déduit que l'erreur systématique sur la mesure en énergie des positrons est de ±3%. Pour diminuer cette erreur systématique il faudrait être capable de calibrer octant par octant, ce qui requiert une plus grande statistique.

A partir de la simulation on trouve que pour avoir en moyenne $E_{rec} = E_{gen.}$ il faut appliquer les facteurs supplémentaires suivants:

Roue	IF	FB2	FB1
Facteur	+3.5%	+0.3%	+1.5%

5.2.4 Calibration hadronique

Il est important de mesurer correctement l'énergie hadronique:

- En courant neutre: cette énergie intervient dans les variables $\sum(E-P_z)$ ou $P_\perp^{manquant}$, que nous utiliserons pour sélectionner les événements.
- En courant chargé: l'énergie de l'état final hadronique est ici la seule information disponible. La qualité de l'analyse en courant chargé dépendra crucialement de sa précision.

On voit ici que le problème n'est pas de maîtriser uniquement la calibration de la partie hadronique du calorimètre LAr, mais d'être capable de mesurer l'énergie de l'état final hadronique. De nouveau il faut s'assurer que la simulation décrit la reconstruction de cette énergie, et que l'énergie reconstruite est en moyenne égale à l'énergie vraie afin de pouvoir remonter à la cinématique des événements.

Afin de répondre à ces deux exigences, nous appliquons un facteur correctif à l'énergie finale après reconstruction (c'est-à-dire après que l'on ait corrigé pour le fait que le calorimètre ne soit pas compensé intrinsèquement):

	Données	Simulation
Facteur	+6%	+4%

La méthode qui permet de vérifier l'échelle d'énergie pour des objets hadroniques est d'utiliser la conservation de l'énergie-impulsion dans le plan transverse pour les événements de DIP en courant neutre:

$$P_\perp^{hadrons} = E_\perp^e.$$

En effet, puisque, après calibration, la mesure en énergie des positrons peut servir d'échelle de référence, la variable $P_\perp^{hadrons}/E_\perp^e$ permet de tester la mesure en énergie de l'état final hadronique. La figure 5.18 montre l'état de la balance en $P_\perp$ pour trois régions différentes en Q^2 ($Q^2 > 2500, 7500$ et 15000 GeV^2) ce qui permet de s'affranchir en partie de la différence des sections efficaces en courant neutre et courant chargé. On voit sur cette figure que l'énergie de l'état final hadronique est bien mesurée, qu'il y a un bon accord entre les données et la simulation et que l'on peut garantir une erreur systématique de ±4%.

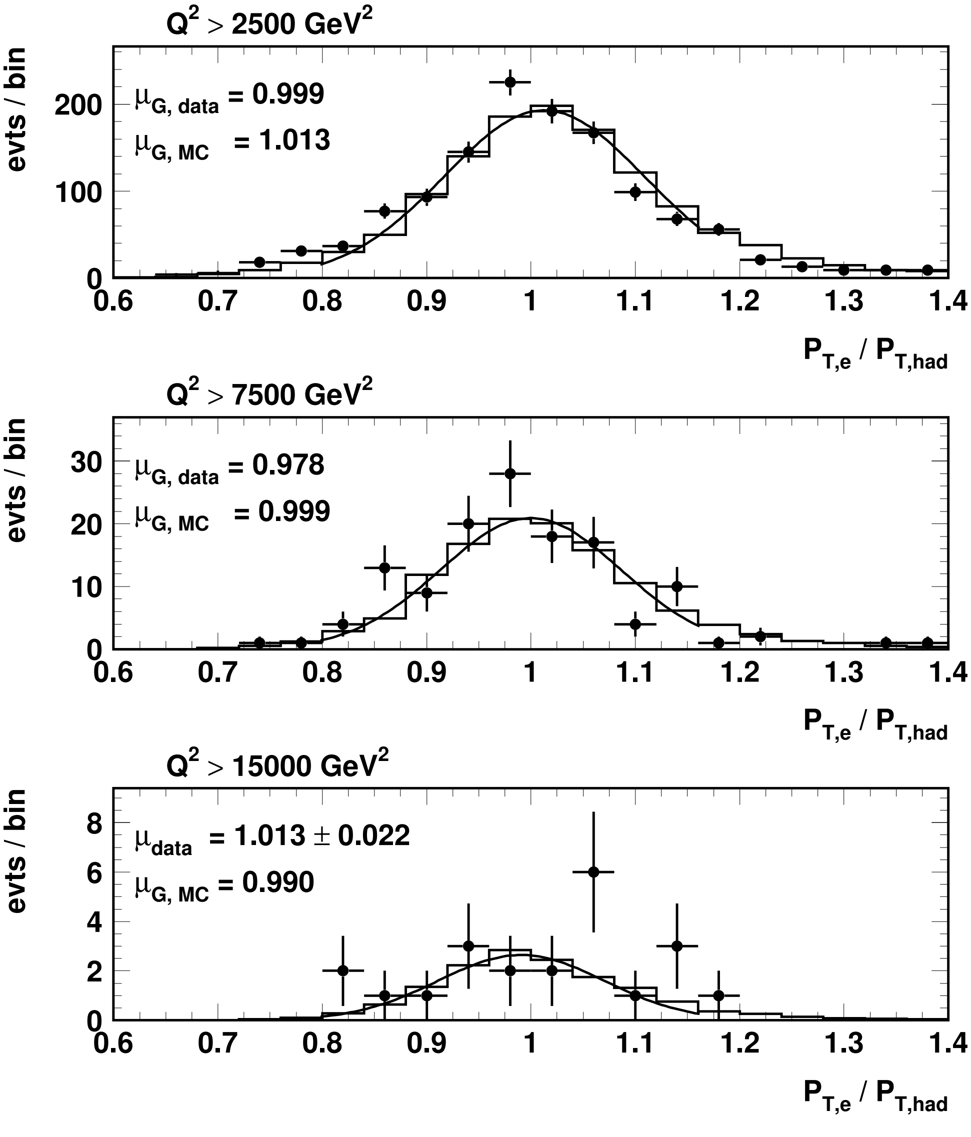

FIG. 5.18 – *Comparaison entre données et simulation de la distribution de* $P_{\perp}^{hadrons}/E_{\perp}^{e}$ *pour* $Q^2 > 2500$ GeV^2 *(en haut),* $Q^2 > 7500$ GeV^2 *(au milieu),* $Q^2 > 10000$ GeV^2 *(en bas).* μ *désigne la moyenne de la distribution,* μ_G *désigne la moyenne de la gaussienne ajustée à la distribution.*

5.3 Mesure de la cinématique

Le détecteur H1 permet de détecter le positron diffusé et l'état final hadronique, ce qui revient à mesurer quatre variables indépendantes: θ_e, E_e, θ_h et E_h. Or il faut reconstruire deux variables cinématiques. Dans le cas des événements en courant chargé seule l'information hadronique peut être utilisée. En revanche, en courant neutre, la cinématique est sur-contrainte: il existe plusieurs façons de reconstruire les variables cherchées. Il importe donc de choisir celle que l'on va utiliser en prenant en compte des critères de résolution et de migration.

5.3.1 Méthodes de reconstruction

Je présente ici succintement les méthodes et les variables utilisées, La table 5.1 donnant les formules pour y, Q^2 et M.

Méthode électron

Elle utilise uniquement l'énergie E et l'angle θ du positron diffusé. Elle est donc insensible à la mesure de l'état final hadronique, et donc indépendante de tout modèle d'hadronisation.

Méthode hadronique

L'utilisation exclusive de l'information hadronique est problématique puisque les débris du proton qui partent en grande partie dans le tube à vide ne sont pas détectés. Il faut donc trouver des variables qui ne sont pas trop affectées par cette perte. Dans l'hypothèse simpliste où ces débris partent selon l'axe z et n'emportent donc aucune énergie transverse, les deux variables suivantes ne sont pas affectées:

$$T = P_\perp^h = \sqrt{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2}$$

$$\Sigma = \sum_h (E_h - P_{z,h})$$

En pratique elles sont affectées mais on peut s'attendre à ce que l'effet soit faible puisque les débris partent à très petit angle et de façon presque isotrope autour de l'axe z.

Méthode Double Angle

Pour calibrer la réponse en énergie du positron, on a introduit l'angle de l'état final hadronique $\gamma = 2\arctan(\Sigma/T)$. De même que l'on a pu prédire l'énergie du positron diffusé avec γ et θ, il est possible de reconstruire les variables cinématiques. θ n'est pas sensible à la mesure en énergie du positron. γ est indépendant de l'échelle absolue en énergie du flux hadronique, mais dépend de l'intercalibration du calorimètre, en particulier pour les événements à plusieurs jets. La précision sur γ est ~ 30 mrad.

Méthode Σ

Les trois méthodes précédentes n'utilisent que deux variables mesurées. Ce qui est tout à fait justifié lorsqu'il n'y a pas de rayonnement QED dans l'état initial. Dans le cas contraire, et en supposant que le photon rayonné parte à $\theta_\gamma = 180°$, il faut trois variables pour décrire le processus. En utilisant les variables électrons et Σ, on peut reconstruire l'énergie du positron initial qui n'est plus égale à E_0:

$$E_{initial} = E_0 - E_\gamma = \frac{\Sigma + E(1-\cos\theta)}{2}$$

En remplaçant E_0 par $E_{initial}$ et l'impulsion transverse hadronique par l'énergie transverse du positron dans les formules de la méthode hadronique, on obtient les formules de la méthode Σ, qui est insensible au rayonnement QED ISR pour les variables Q^2, y et M.

Méthode ω

Cette nouvelle méthode a été introduite [2] pour utiliser au mieux l'amélioration de la mesure de γ dans le domaine des grands Q^2 (l'énergie des hadrons est en moyenne plus grande, l'état final est constitué le plus souvent par un jet de hadrons très collimé).

Plaçons nous dans le cas où il n'y a pas de rayonnement QED dans l'état initial. Si θ et γ sont bien mesurés (ce qui implique que $\delta\Sigma/\Sigma = \delta T/T$), on peut écrire à partir de la conservation de l'énergie-impulsion les contraintes suivantes:

$$(1-y_e)\frac{\delta E}{E} + y_h\frac{\delta\Sigma}{\Sigma} = y_e - y_h$$

$$-E_\perp^e\frac{\delta E}{E} + T\frac{\delta\Sigma}{\Sigma} = E_\perp^e - T$$

où δE et $\delta\Sigma$ (que l'on obtient en résolvant le système) sont les corrections à apporter à E et Σ. L'information ainsi obtenue sur δE n'est pas très significative car elle est de l'ordre de l'erreur sur la mesure de E. En revanche celle sur $\delta\Sigma/\Sigma$ va permettre d'améliorer la mesure de Σ en le remplaçant par $\Sigma + \delta\Sigma$. Les formules de reconstruction par cette méthode de déduisent de celles de la méthode Σ par cette substitution.

5.3.2 Résolution

Afin de choisir la méthode que l'on utilise dans une analyse, il faut évidemment prendre en compte la résolution que l'on peut obtenir dans le domaine cinématique considéré. En supposant que les erreurs sur la mesure de E et θ, ainsi que γ et E_h ne sont pas corrélées, on peut écrire les erreurs relatives sur y, Q^2 et M en fonction des erreurs expérimentales.

Méthode électron

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = -\frac{1-y}{y}\left(\frac{\delta E}{E} \oplus \cot(\theta/2)\delta\theta\right)$$

Méthode	y	Q^2	M
e	$1-\frac{E}{E_0}\sin^2(\theta/2)$	$4E_0E\cos^2(\theta/2)$	$\sqrt{Q_e^2/y_e}$
h	$\frac{\Sigma}{2E_0}$	$\frac{T^2}{1-y_h}$	$\sqrt{Q_h^2/y_h}$
2α	$\frac{\tan\gamma/2}{\tan\gamma/2+\tan\theta/2}$	$4E_0^2\frac{\cot\theta/2}{\tan\gamma/2+\tan\theta/2}$	$\sqrt{Q_{2\alpha}^2/y_{2\alpha}}$
Σ	$\frac{\Sigma}{\Sigma+E(1-\cos\theta)}$	$\frac{E^2\sin^2\theta}{1-y_\Sigma}$	$\sqrt{Q_\Sigma^2/y_\Sigma}$
ω	$\frac{\Sigma+\delta\Sigma}{\Sigma+\delta\Sigma+E(1-\cos\theta)}$	$\frac{E^2\sin^2\theta}{1-y_\omega}$	$\sqrt{Q_\omega^2/y_\omega}$

TAB. 5.1 – *Expressions de y, Q^2 et de M pour différentes méthodes de reconstruction.*

$$\frac{\delta Q_e^2}{Q_e^2} = \frac{\delta E}{E} \ominus \tan(\theta/2)\delta\theta$$

$$\frac{\delta M_e}{M_e} = \frac{1}{2y}\frac{\delta E}{E} \oplus \frac{1}{2}\left(\frac{1-y}{y}\cot(\theta/2) - \tan(\theta/2)\right)\delta\theta$$

On voit que la mesure de y et M se dégrade à petites valeurs de y.

Méthode hadronique

On peut avoir une formule approchée des erreurs en négligeant la masse du jet de courant et les effets d'hadronisation. On définit y et Q^2 en fonction de l'énergie et de l'angle du quark expulsé:

$$y = \frac{E_q}{2E_0}(1-\cos\theta_q) \;\text{ et }\; Q^2 = \frac{(E_q\sin\theta_q)^2}{1-y}$$

Les erreurs δE_q et $\delta\theta_q$ se propagent de la façon suivante:

$$\frac{\delta y_h}{y_h} \sim \frac{\delta E_q}{E_q} \oplus \cot(\theta_q/2)\delta\theta_q$$

$$\frac{\delta Q_h^2}{Q_h^2} \sim \frac{2-y}{1-y}\frac{\delta E_q}{E_q} \oplus \left(2\cot\theta_q + \frac{y}{1-y}\cot(\theta_q/2)\right)\delta\theta_q$$

$$\frac{\delta M_h}{M_h} \sim \frac{1}{2(1-y)}\frac{\delta E_q}{E_q} \oplus \left(\cot\theta_q + \frac{2y-1}{2(1-y)}\cot(\theta_q/2)\right)\delta\theta_q$$

On voit que la mesure de la masse M et de Q^2 est très mauvaise à $y \sim 1$.

Méthode Double-Angle

$$\frac{\delta y_{2\alpha}}{y_{2\alpha}} = -\frac{1-y}{\sin\theta}\delta\theta \oplus \frac{1-y}{\sin\gamma}\delta\gamma$$

$$\frac{\delta Q^2_{2\alpha}}{Q^2_{2\alpha}} = \frac{y-2}{\sin\theta}\delta\theta \oplus \frac{-y}{\sin\gamma}\gamma$$

$$\frac{\delta M_h}{M_h} = \frac{-1}{2\sin\theta}\delta\theta \oplus \frac{-1}{2\sin\gamma}\delta\gamma$$

Puisque $\delta\gamma \sim 10\delta\theta$, c'est le terme en $\delta\gamma$ qui est prépondérant. Cela entraîne que la mesure à petit y (ce qui correspond à des petits γ) est difficile.

La figure 5.19 montre l'erreur à un σ sur la mesure de certains points dans le plan (M, y) pour les méthodes électron, double-angle et hadronique. Elle illustre le comportement de l'erreur sur M en fonction de θ et elle montre que dans la région des grands Q^2 la méthode électron est la plus adaptée à la mesure de M et de y.

5.3.3 Migration due au rayonnement QED dans l'état initial

On a vu que la méthode Σ a été développée afin d'être insensible au rayonnement QED dans l'état initial, mais ce n'est pas le cas des méthodes où seulement deux quantités sont utilisées. La table suivante montre comment les variables reconstruites migrent en fonction des variables au vertex hadronique, $\hat{y}, \hat{Q}^2$ et $\hat{M}$, et de la fraction d'énergie emportée par le photon $z = E_\gamma/E_0$:

Méthode	$y/\hat{y}$	$Q^2/\hat{Q}^2$	$M/\hat{M}$
e	$1 + z\frac{1-\hat{y}}{\hat{y}}$	$\sim 1 + z$	$\sim 1 + z\frac{2\hat{y}-1}{2\hat{y}}$
h	$1 - z$	$\sim 1 - z\frac{\hat{y}}{1-\hat{y}}$	$\sim 1 + z\frac{1-2\hat{y}}{2(1-\hat{y})}$
2α	1	$\sim 1 - 2z$	$\sim 1 + z$

La figure 5.20 illustre ces effets de migration pour $z = 0.1$. Pour la méthode électron les événements migrent toujours à plus grand y et le sens de migration pour la variable M dépend de y: on sous-estime M à $y < 0.5$ et on la surestime à $y > 0.5$. Contrairement à y_e, $y_{2\alpha}$ est insensible à l'effet QED ISR. Cependant $M_{2\alpha}$ surestime systématiquement $\hat{M}$ (de 10% pour $z = 0.1$). Le comportement des variables hadroniques est opposé à celui des variables électrons: y est toujours sous-estimé et on sous-estime M à grand y.

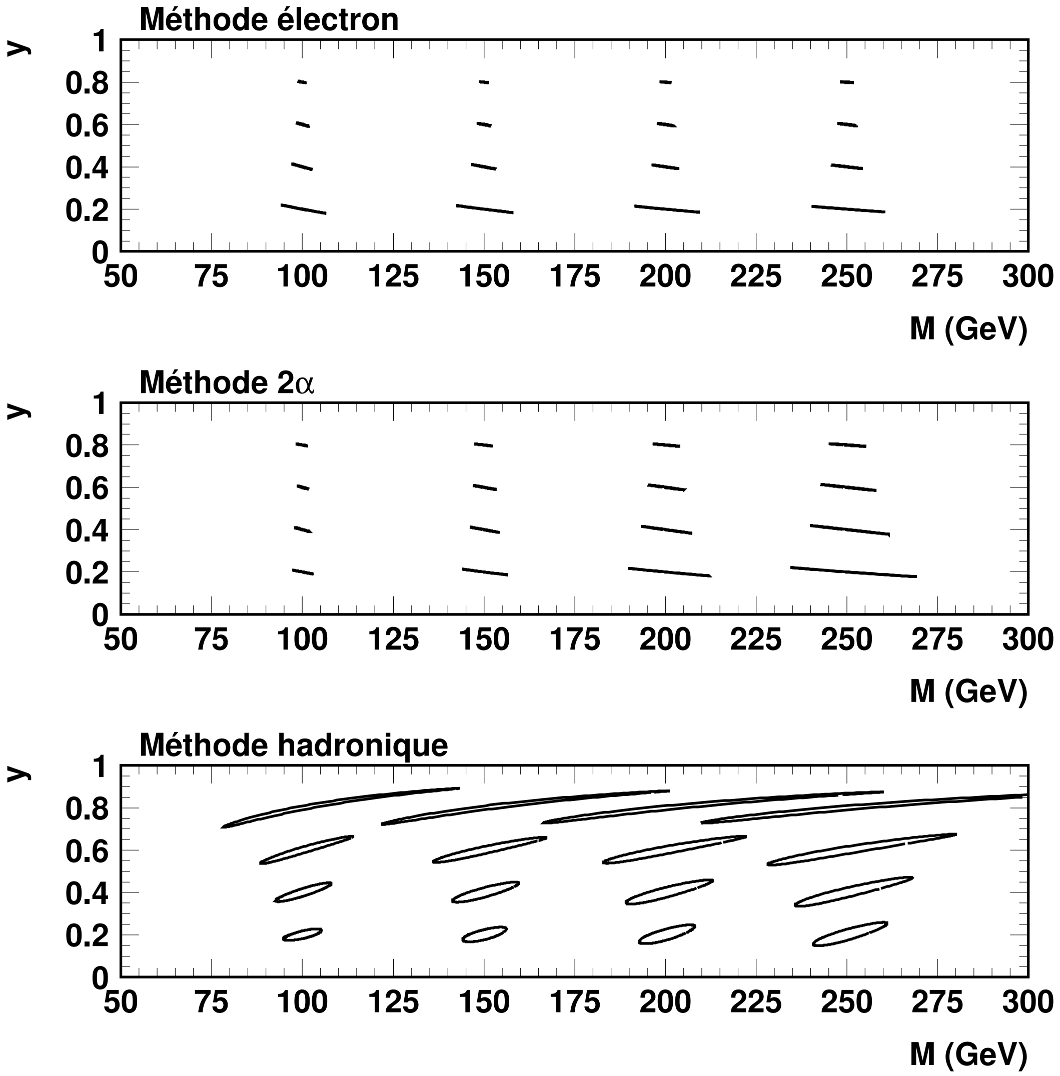

Fig. 5.19 – *L'erreur sur la mesure de plusieurs points dans le plan* (M, y) *est représentée par un contour à un* σ. *Les erreurs expérimentales utilisées sont:* $\frac{\delta E}{E} = \frac{14\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$, $\frac{\delta E_h}{E_h} = \frac{70\%}{\sqrt{E_h}} \oplus 2\%$, $\delta\theta$ *varie entre* 1 *et* 5 mrad *suivant la région angulaire, et* $\delta\gamma = 30$ mrad.

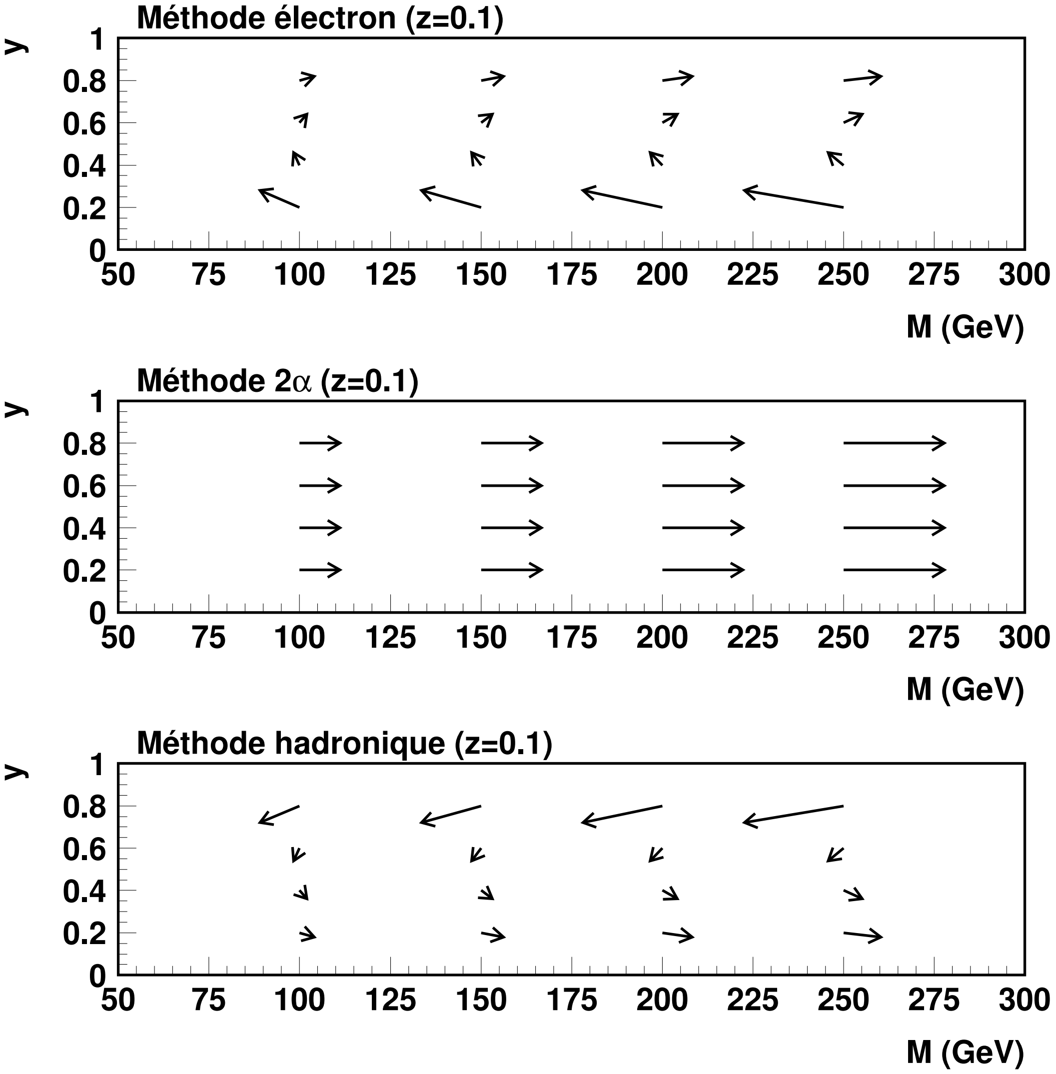

FIG. 5.20 – *Illustration de la migration dans le plan* (M, y) *due au rayonnement d'un photon dans l'état initial pour les méthodes électron, double-angle et hadronique: chaque flèche va des variables au vertex hadronique* $(\hat{M}, \hat{y})$ *aux variables reconstruites* (M_{rec}, y_{rec}).

La méthode Σ par construction est insensible à l'effet QED ISR pour les variables y, Q^2 et M.

Dans le cas de la méthode ω, le processus de correction permet de détecter l'émission d'un photon dans l'état initial. En effet, lorsqu'il n'y a pas d'émission, $\frac{\delta E}{E}$ est négligeable et il n'est pas corrélé avec $\frac{\delta\Sigma}{\Sigma}$. En revanche, lorsqu'un photon part avec une fraction z de lénergie du positron initial, on a $\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta\Sigma}{\Sigma} = z$ si la mesure en énergie au niveau détecteur est exacte. Afin de détecter l'émission d'un tel photon, les critères suivants sont utilisés:

$$\frac{\delta E}{E} > 5\% \quad \text{et} \quad \frac{\delta\Sigma}{\Sigma} > 5\% \quad \text{et} \quad \frac{\delta E}{E} + \frac{\delta\Sigma}{\Sigma} > 15\%$$

Ces conditions permettent de détecter des événements ayant émis un photon de plus de 2 GeV avec une efficacité de 85% à grand Q^2 en identifiant par erreur des événements non radiatifs dans moins de 3% des cas [2].

5.3.4 Choix et performances

Puisque seule la méthode hadronique est utilisable dans le cas des événements courant chargé, la question du choix se pose uniquement pour la mesure de la cinématique des événements en courant neutre. Afin de répondre à des critères de simplicité, de précision et de sensibilité à l'effet QED ISR, nous avons choisi d'utiliser la méthode électron:

- elle n'utilise que l'angle et l'énergie du positron diffusé qui sont, après le travail de calibration, très bien décrits par la simulation;
- elle a la meilleure précision dans la région des grands Q^2, en particulier sur la variable M;
- les migrations pour les événements radiatifs sont suffisamment faibles.

Les autres méthodes seront utilisées afin d'effectuer des contrôles indépendants.

Afin de clore cette partie nous allons vérifier les performances obtenues avec la méthode électron et la méthode hadronique, et comparer la simulation aux données.

La figure 5.21 montre sur un lot simulé d'événements courant neutre la qualité de la mesure obtenue avec la méthode électron. La sélection appliquée est: $Q^2_e > 2500$ GeV^2, $0.1 < y_e < 0.9$ et $E_\perp > 15$ GeV. On peut voir ainsi que pour les variables $V = Q^2, y$ et M, on a bien V_e/V_{gen} centré en 1. La précision sur Q^2 s'améliore en allant vers les très grands Q^2 (ce qui implique des grandes valeurs de y): 20% à $Q^2 \sim 2500$ GeV^2 et 15% à $Q^2 \sim 10000$ GeV^2. De même, les mesures de y et de M s'améliorent lorsque l'on se place à grand y.

La reconstruction des variables cinématiques avec la méthode hadronique est illustrée par la figure 5.22 qui montre sur un lot d'événements simulés courant chargé les distributions de V_h/V_{gen} avec $V = Q^2, y$ et M. Les événements vérifient: $P_\perp^{manquant} > 25$ GeV et $0.1 < y_h < 0.9$. On peut voir que la calibration globale qui a été appliquée permet d'avoir en moyenne $V_h = V_{gen}$ à 4% près. Une calibration plus fine est en cours d'élaboration.

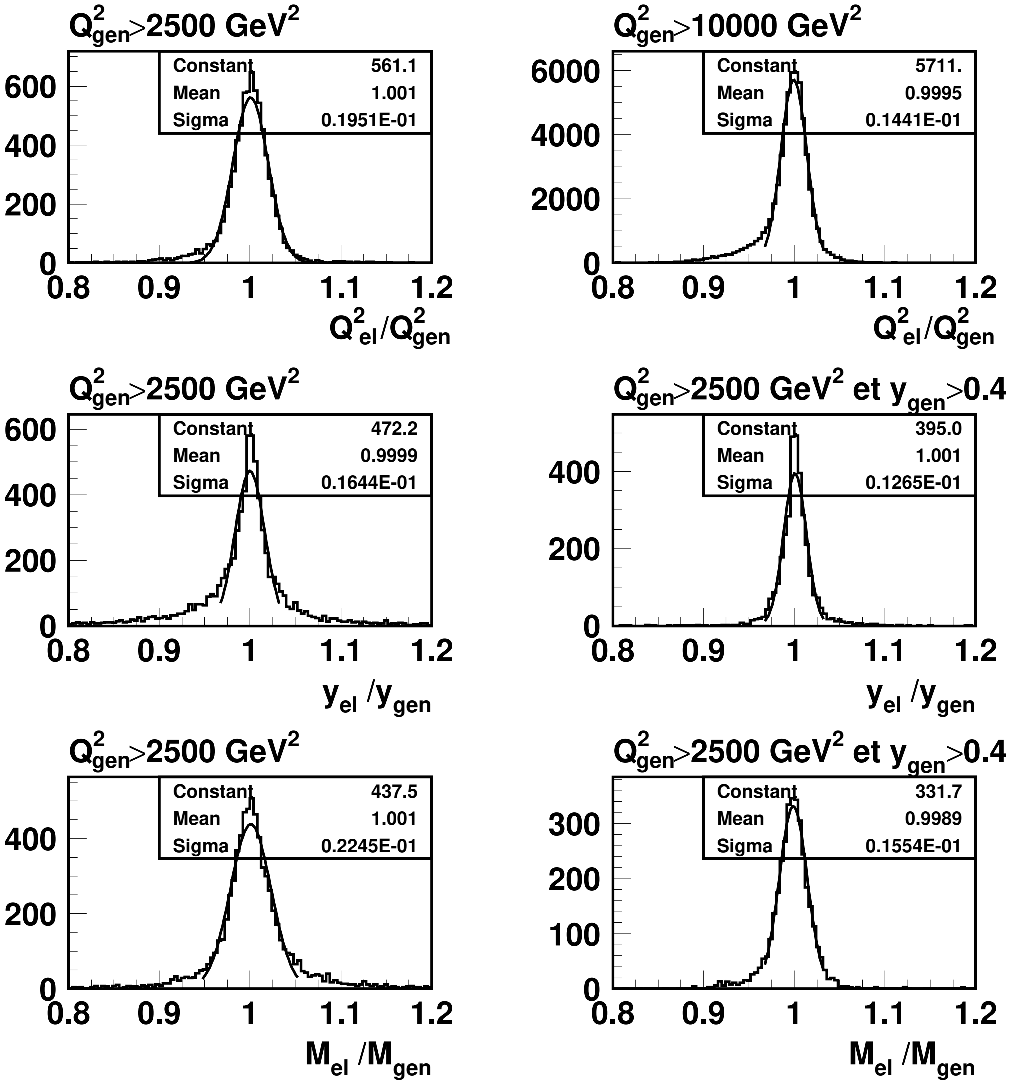

FIG. 5.21 – *Contrôle de la mesure des variables cinématiques avec la méthode électron sur un lot d'événements simulés.*

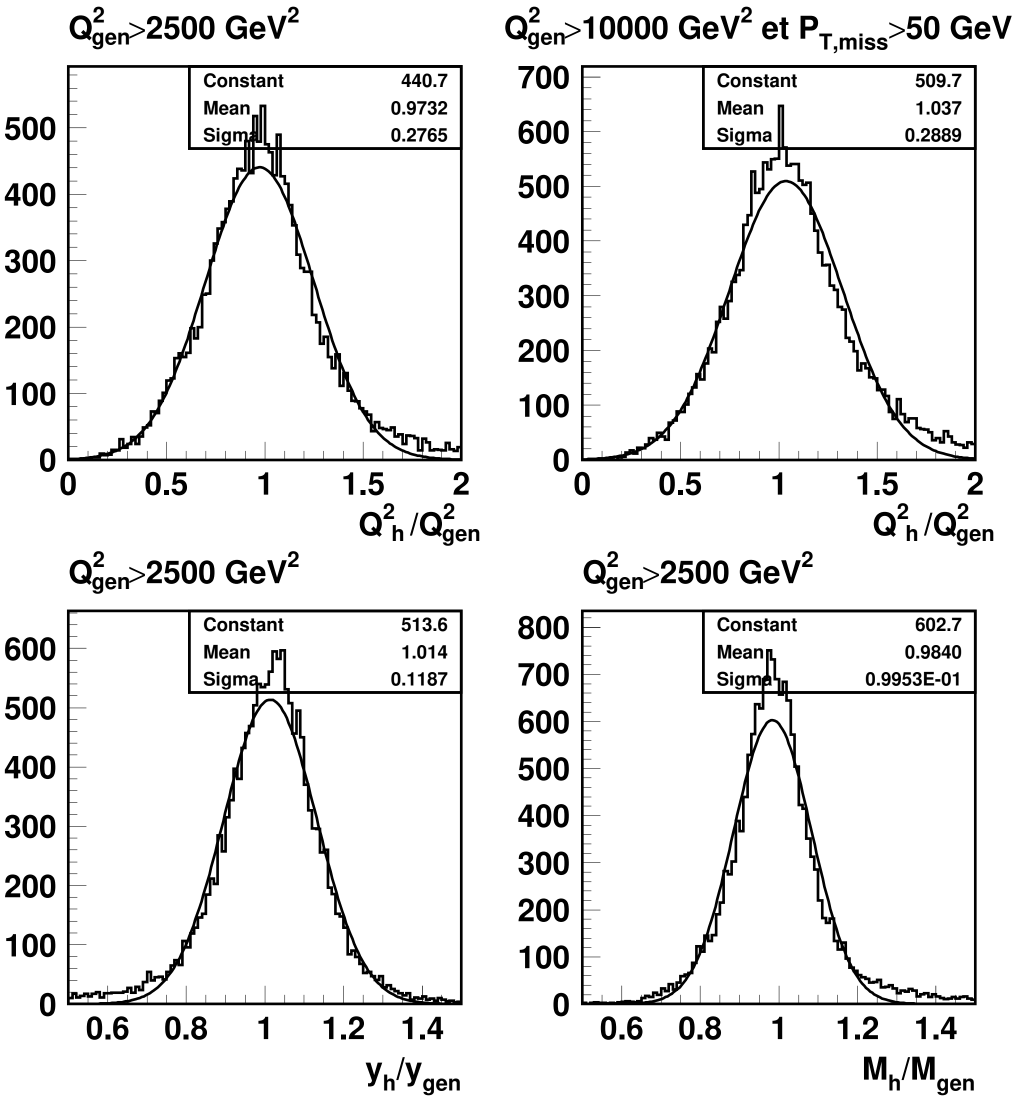

FIG. 5.22 – *Contrôle de la mesure des variables cinématiques avec la méthode hadronique sur un lot d'événements simulés.*

Elle permettra d'obtenir une meilleure relation $V_h = V_{gen}$ et de réduire la systématique actuelle sur la mesure en énergie de l'état final hadronique.

Les figures 5.23 montrent les distributions $(M_{el} - M_{DA})/M_{DA}$ et $(M_h - M_{el})/M_{el}$ dans différents domaines cinématiques afin de comparer la simulation aux données. Les figures 5.23 (a) et (b), qui testent essentiellement la résolution en énergie électromagnétique, montrent que la simulation décrit correctement les données. Pour améliorer cette description, il faut dégrader la résolution sur l'énergie électromagnétique de 2%, comme l'illustrent les figures 5.23 (c) et (d), ce qui a pour conséquence de dégrader les résolutions présentées dans la figure 5.21 d'environ 1%. Cette opération n'a pas été appliquée dans l'analyse présentée dans cette thèse car elle a un effet négligeable sur les résultats présentés dans le chapitre 7, en particulier à cause de l'erreur systématique de 3% sur cette même énergie électromagnétique. Les figures 5.23 (e) et (f) montrent que la résolution sur l'énergie hadronique est aussi correctement décrite.

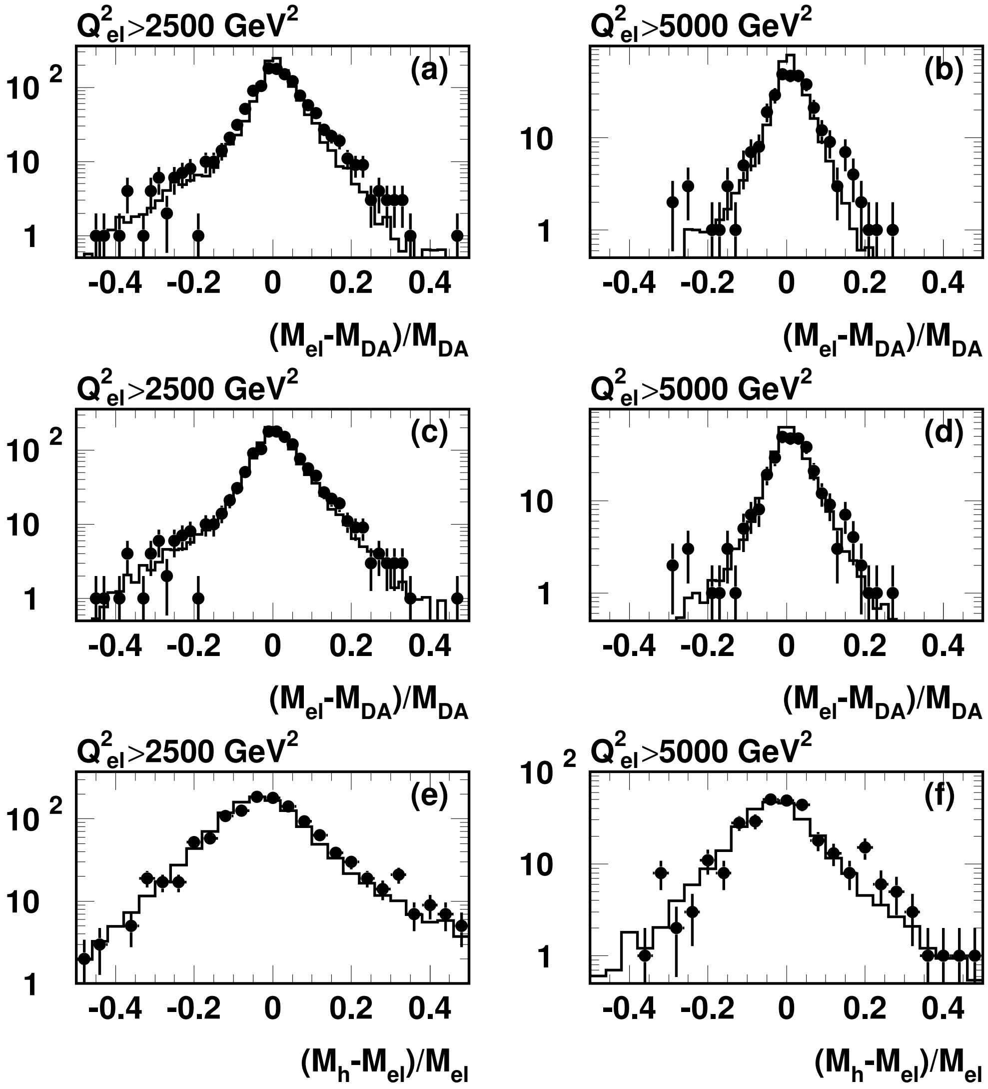

FIG. 5.23 – *Comparaison entre les données (points) et la simulation (histogramme) des distributions: (a) et (b)* $(M_{el} - M_{DA})/M_{DA}$, *(c) et (d)* $(M_{el} - M_{DA})/M_{DA}$ *en dégradant la résolution sur l'énergie électromagnétique de 2%, (e) et (f)* $(M_h - M_{el})/M_{el}$.

Bibliographie

[1] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996) 132.

[2] U. Bassler et G. Bernardi, Z. Phys. C76 (1997) 223.

Chapitre 6

Sélection des événements

Il s'agit ici de sélectionner les événements en courant neutre et en courant chargé qui vont faire l'objet de cette analyse. Cette sélection comprend trois étapes:

- Rejeter les événements ne provenant pas des collisions e^+p;
- Sélectionner les candidats de DIP courant neutre et chargé à grand Q^2;
- Minimiser la contamination due aux autres processus physiques.

L'ensemble de l'analyse porte sur les données prises par H1 entre 1994 et 1997. Une première partie des données (1994-1996) a été analysée avant la remise en marche de HERA en 1997, et les résultats obtenus ont donné lieu à une publication [1]. La statistique apporté par la campagne de 1997 a permis d'affiner la compréhension du détecteur et d'améliorer la sélection. Je vais donc décrire plus particulièrement cette dernière en rappelant, le cas échéant, les critères utilisés pour l'analyse 1994-1996 lorsque ceux-ci ont été modifiés.

6.1 Sélection des collisions physiques

6.1.1 Sélection et luminosité

L'expérience a pu bénéficier depuis quatre années de la montée en puissance de l'accélérateur HERA. La figure 6.1 montre la luminosité intégrée délivrée par HERA et enregistrée par l'expérience. Celle dernière est inférieure à la luminosité produite car seules les périodes où le détecteur est opérationnel sont prises en compte. Après que les deux faisceaux aient atteint leurs énergies nominales et que la machine commence à produire des collisions, il faut attendre que les faisceaux soient suffisamment stables et propres pour que l'on puisse activer tous les détecteurs de l'expérience (comme par exemple les chambres à fils qui ne peuvent tolérer un trop grand taux de bruit de fond dû aux collisions des protons avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide). Les données sont prises par tranches (runs) et on associe à chaque événement enregistré un numéro d'événement.

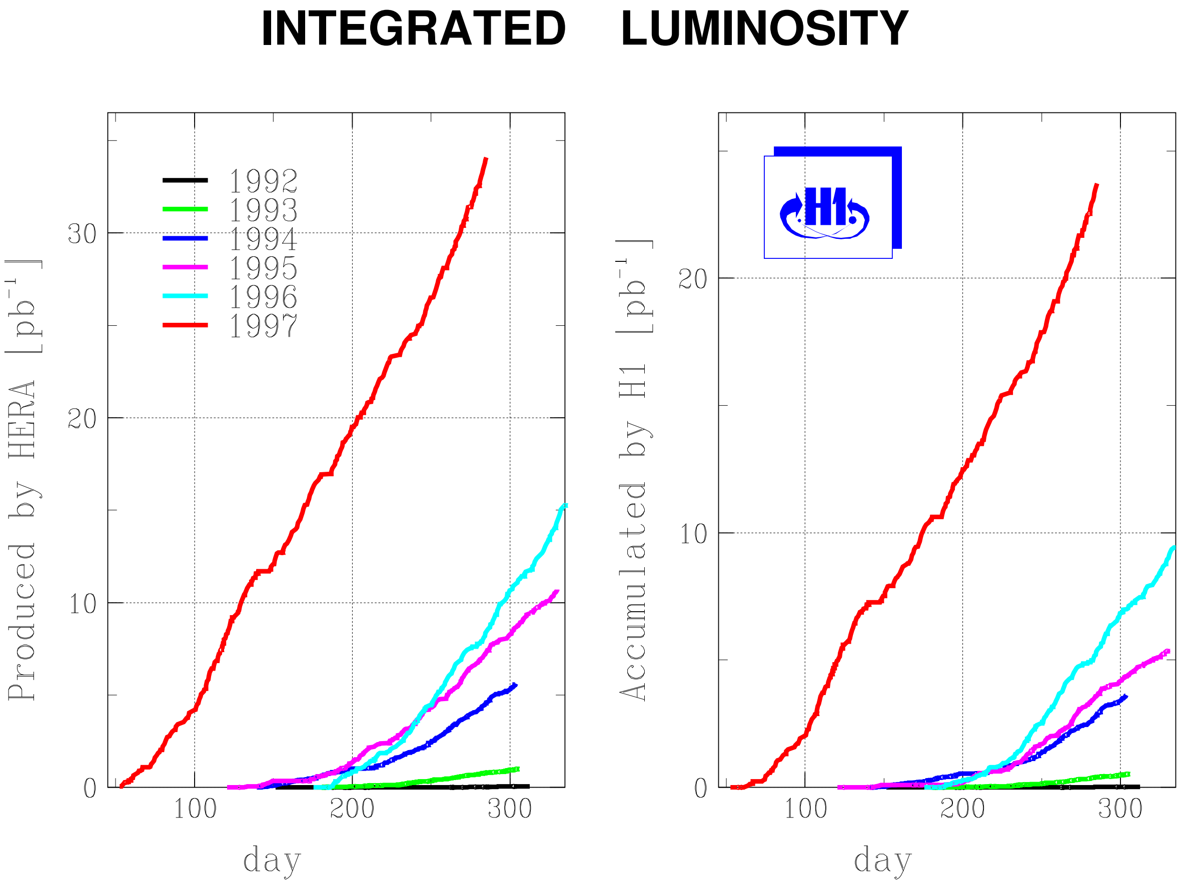

FIG. 6.1 – *Luminosité intégrée par année en fonction de la durée de fonctionnement délivrée par HERA (à gauche) et enregistrée par H1 (à droite).*

Les débuts et fins de run sont choisis de telle sorte que les conditions de prise de données soient constantes à l'intérieur d'un même run: des conditions stables de faisceaux , un ensemble fixe de sous-détecteurs opérationnels. Les runs que nous avons sélectionnés vérifient les conditions suivantes:

- le champ magnétique dans H1 est à sa valeur nominale;
- les collisions ont lieu autour du point nominal d'interaction (des runs spéciaux pour l'étude des petits x ont été pris en déplaçant le lieu des collisions de ±70 cm)
- les hautes tensions des chambres CJC1 et CJC2, du calorimètre LAr et du calorimètre arrière (BEMC ou Spacal) sont à leurs valeurs nominales;
- les sous-déclencheurs LAr utilisés pour l'analyse sont opérationnels et ne sont pas soumis à des facteurs de suppression.

L'ensemble de ces critères corresponde à la luminosité intégrée suivante:

Année	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	$\delta\mathcal{L}$ (pb^{-1})
1994	2.79	0.042
1995	4.06	0.093
1996	8.07	0.161
1997	22.12	0.664
1994-1996	14.19	0.32
1994-1997	37.04	0.96

6.1.2 Déclenchement en ligne

Nous avons vu dans la section 4.5.1 qu'un système de déclenchement filtre les événements en ligne. Les seuls niveaux de déclenchement pertinents pour cette analyse sont les niveaux L1 et L4.

Afin de maximiser l'efficacité pour les courants neutres et les courants chargés nous avons utilisé le OU de six sous-déclencheurs qui reposent principalement sur les éléments de déclenchement du calorimètre LAr suivants (l'appellation `1` ou `2` désigne le niveau de seuil):

- `LAr_electron_1`, `LAr_electron_2`;
- `LAr_Etrans_1`, `LAr_Etrans_2`;
- `LAr_Etmiss_1`, `LAr_Etmiss_2`;

En demandant qu'au moins un de ces sous-déclencheurs soit activé, nous sommes capables de sélectionner les événements ayant un positron de grande énergie transverse, ou une activité transverse hadronique importante, ou une grande impulsion transverse manquante.

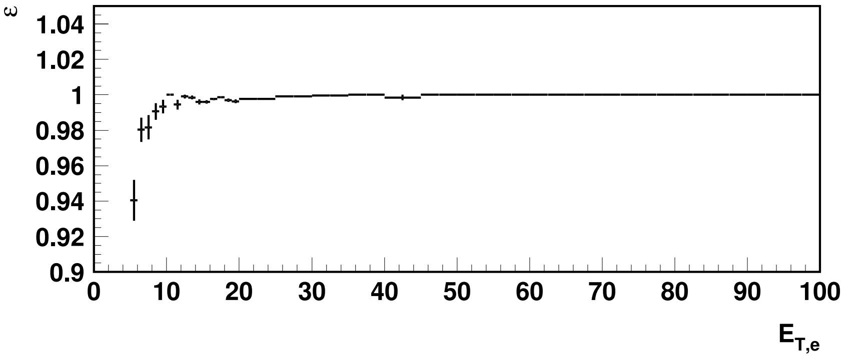

FIG. 6.2 – *Efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse du positron diffusé.*

Efficacité en courant neutre

Pour déterminer l'efficacité de déclenchement obtenue en courant neutre, j'utilise les événements $e^+ + X$ dont l'acquisition a été déclenchée par un sous-déclencheur indépendant n'utilisant que l'information des traces. A cause de problèmes de bruit, les éléments `LAr_electron_1` et `LAr_electron_2` n'étaient pas 100% efficaces dans tout le calorimètre: dans certaines régions elle tombait à 95% en 1996 et 1997. La figure 6.2 montre l'efficacité obtenue en utilisant les six éléments de déclenchement: on voit qu'elle est égale à 100% pour $E_\perp > 15$ GeV.

Efficacité en courant chargé

La statistique obtenue en courant chargé ne permet pas de déterminer directement l'efficacité de déclenchement pour ce canal. Afin de s'affranchir de ce problème, on utilise des événements courant neutre dont on retire l'information correspondant à l'amas et à la trace du positron. On obtient ainsi un lot d'événements appelés pseudo-CC qui peuvent servir à déterminer l'efficacité de déclenchement recherchée. Ces événements sont complètement resimulés et reconstruits. Puisque l'on utilise directement les données, nous ne dépendons pas d'un modèle spécifique d'hadronisation. En pondérant ces événements en fonction de M et y afin de retrouver la section efficace courant chargé on obtient la courbe d'efficacité de la figure 6.3. En utilisant uniquement les éléments de déclenchement `LAr_Etmiss_1` et `LAr_Etmiss_2`, la courbe d'efficacité atteint son maximum proche de 100% uniquement à $P_\perp^h = 40$ GeV. On voit donc que l'apport des autres éléments de déclenchement permet d'augmenter l'efficacité au dessous de 40 GeV. Elle est constante pour $P_\perp^h \geq 25$ GeV: $\epsilon = 97 \pm 2\%$.

Afin de vérifier l'efficacité du niveau L4, nous avons analysé la fraction d'événements normalement rejetés par ce niveau. Aucun événement ne survit à la sélection finale, décrite plus loin. Les pertes d'efficacité dues à ce niveau L4 sont par conséquent complètement négligeables.

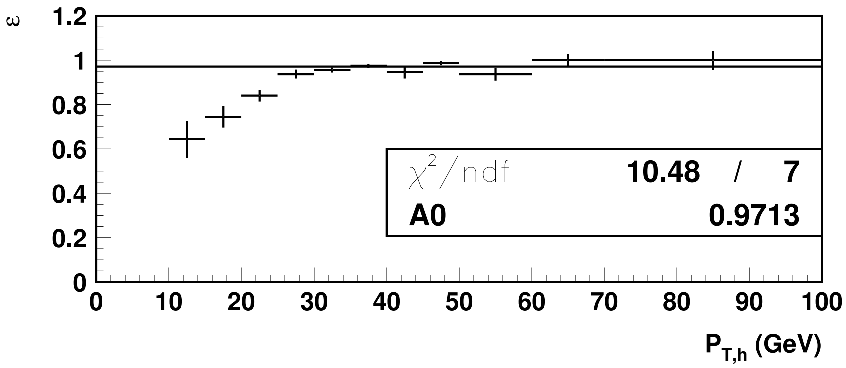

FIG. 6.3 – *Efficacité de déclenchement déterminé sur un lot d'événements pseudo-CC en fonction de l'impulsion transverse de l'état final hadronique.*

6.1.3 Première sélection physique: la classification

Conformément à ce qui a été dit à la section 4.5.1, les événements sont regroupés au niveau L5 en "classe" d'événements possédant une topologie similaire. Cette classification est appliquée aux données et à la simulation. Il s'agit donc ici de choisir un ensemble minimal de classes nous assurant la meilleure efficacité. Nous utilisons trois classes: celle des courants neutres à grand Q^2 (classe NC), celle des courants chargés (classe CC), et pour augmenter l'efficacité celle contenant les événements ayant deux jets dans l'état final (classe JJ).

Classe NC

Elle contient les événements ayant:

- au moins un "candidat positron" dans le calorimètre LAr (un amas est considéré comme "candidat positron" si sa fraction électromagnétique est supérieure à 0.5 lorsqu'il est à plus de 5° d'un crack en ϕ, aucune coupure n'étant appliquée dans le cas inverse) ayant une énergie transverse de plus de 8 GeV à l'avant ($10° < \theta < 45°$) ou de plus de 5 GeV sinon;
- une impulsion transverse manquante inférieure à 40 GeV;
- une trace de bonne qualité dans les chambres centrales ou avant (au moins 10 points mesurés, une impulsion transverse supérieure à 0.2 GeV et une distance d'approche minimale au vertex primaire inférieure à 2 cm);
- passé certains filtres rejetant le bruit de fond cosmique (aucune trace dans le fer instrumenté derrière le "candidat positron", et aucune paire de traces isolées dos-à-dos qui pourraient provenir du passage d'une seule particule).

Classe CC

Cette classe requiert:

- une impulsion manquante supérieure à 10 GeV;
- une trace de bonne qualité dans les chambres centrales ou avant, ayant au moins 10 points de mesure et une distance d'approche minimale au vertex primaire inférieure à 5 cm (la détermination du vertex primaire est plus difficile dans le cas des événements courant chargé puisque les traces se trouvent dans un seul hémisphère).

Classe JJ

Elle différencie les événements qui ont de l'énergie (> 4 GeV) dans le détecteur d'électrons qui sert à la mesure de la luminosité, et qui sont par conséquent étiquetés comme étant des événements de photoproduction, et ceux qui ne le sont pas. Ce sont ces derniers qui nous intéressent. Ils doivent:

- contenir une trace de bonne qualité dans les chambres centrales;
- avoir une énergie transverse scalaire supérieure à 20 GeV;
- contenir deux jets (trouvés par un algorithme de cône appliqué aux cellules) dont l'angle polaire est inférieur à 155° et vérifiant $E_\perp^1 > 10$ GeV et $E_\perp^2 > 7$ GeV ($E_\perp^1 > 12$ GeV et $E_\perp^2 > 8$ GeV en 1994).

Les trois classes qui ont été présentées sont définies à partir de critères peu sévères qui permettent, comme le veut l'esprit de la classification, de maximiser l'efficacité des analyses. Par conséquent le lot d'événements ainsi obtenu est très important, et il contient entre autres des événements ne provenant pas des collisions e^+p, qu'il s'agit maintenant de rejeter.

6.1.4 Rejet du bruit de fond non-physique

Les événements enregistrés par H1 ne provenant pas de collisions e^+p sont de trois types (un exemple est représenté pour chacun dans la figure 6.4):

- les collisions des protons avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide;
- le rayonnement cosmique;
- les muons provenant du halo entourant le faisceau de proton.

Pour ces trois types de bruit de fond non-physique, le point apparent de l'interaction n'est pas, en général, autour du point nominal des interactions dans H1. C'est aussi le cas pour les collisions des positrons et des protons appartenants aux paquets satellites.

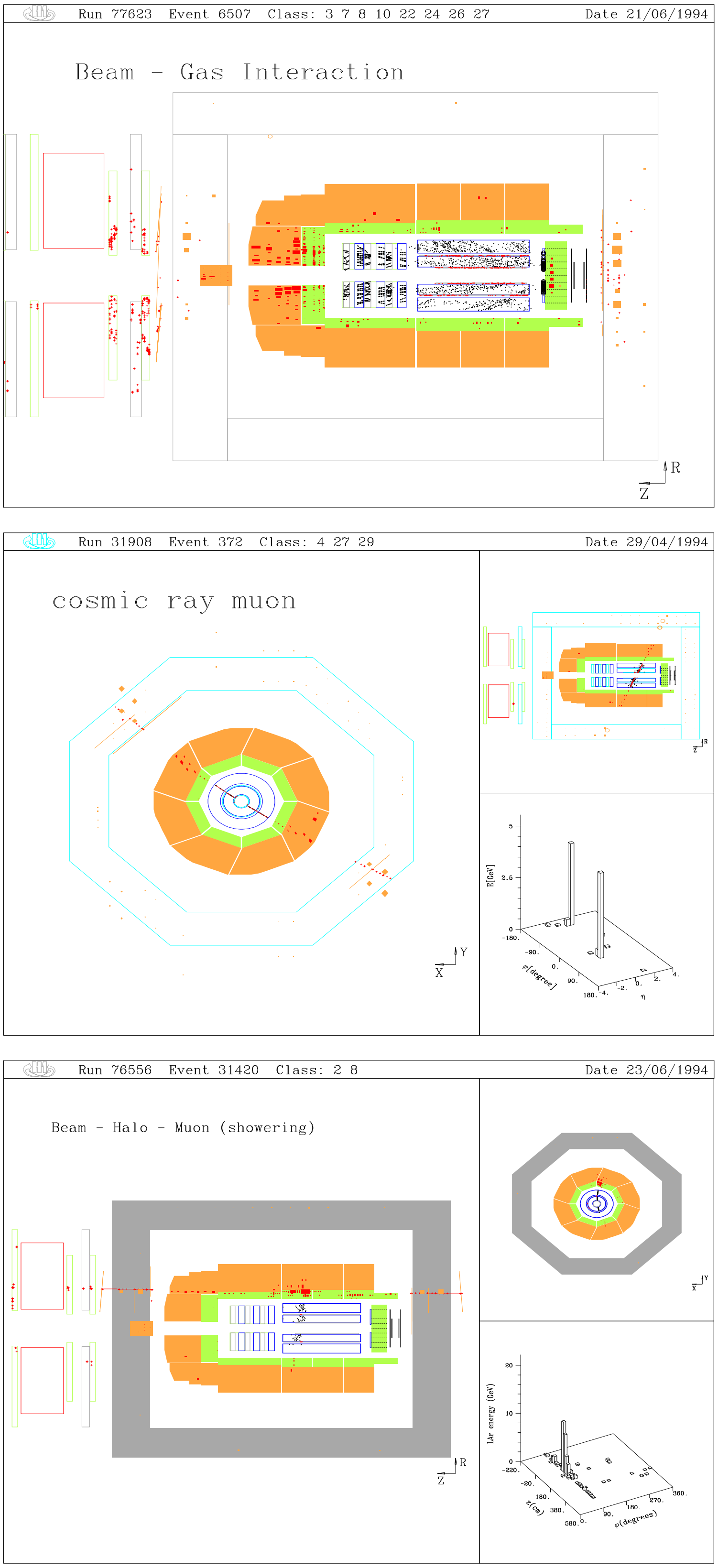

Fig. 6.4 – *Evénements typiques de bruit de fond non physique.*

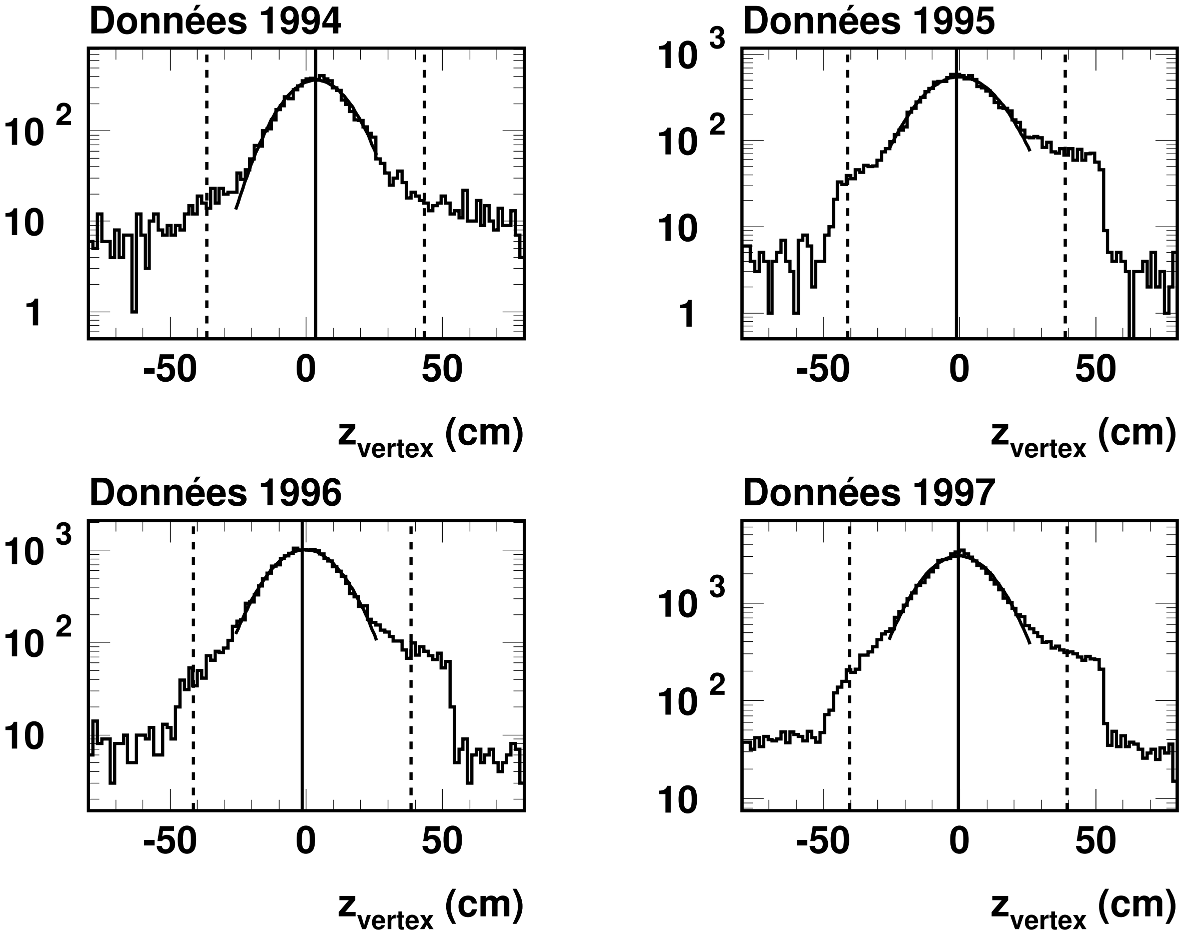

FIG. 6.5 – *Distribution de la position le long de l'axe z du vertex primaire. La trait plein vertical correspond à $\bar{z}$ et les tirets indiquent la coupure à $\bar{z} \pm 40$ cm.*

Nous demandons par conséquent qu'un vertex primaire ait été reconstruit et qu'il vérifie $|z_{vertex} - \bar{z}| < 40$ cm (pour l'analyse 1994-1996 la condition est $|z - \bar{z}| < 35$ cm) où $\bar{z}$ est la position moyenne le long de l'axe z du vertex d'interaction pour chaque année. La table suivante indique, pour chaque année, la valeur de $\bar{z}$ et de l'écart-type gaussien σ_z:

année	1994	1995	1996	1997
$\bar{z}$(cm)	3.5	-1.1	-1.5	-0.5
σ_z(cm)	12.3	13.0	12.4	12.9

La figure 6.5 montre la distribution de z_{vertex} dont le pic gaussien correspond aux collisions e^+p. Les coupures à $z \sim \pm 50$ cm pour les données 1995, 1996 et 1997 sont dues aux sélections L4 et L5.

Le passage des muons cosmiques dans le détecteur n'est pas corrélé en temps avec le passage des faisceaux: on peut donc utiliser l'information temporelle des chambres à dérive centrales pour leur réjection. La figure 6.6 montre la distribution du temps moyen des

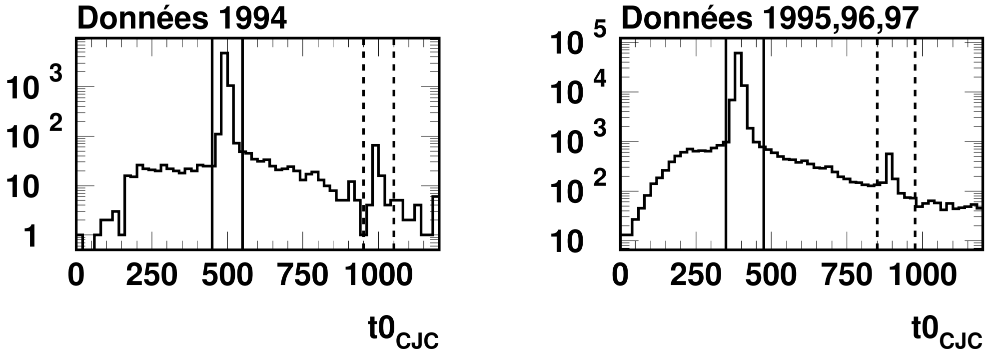

FIG. 6.6 – *Distribution du temps moyen reconstruit par les traces des CJC. Les traits verticaux représentent les intervalles acceptés par l'analyse: lecture au temps nominal (traits), lecture un croisement de faisceau après le temps nominal (tirets).*

traces de CJC pour les données 1994 et 1995-1997 (une translation a été effectuée entre 1994 et 1995). Ce temps est, à une constante près, le temps de dérive entre l'instant de la collision et le moment où la décision de déclenchement a été prise. Ainsi le premier pic de la distribution correspond au croisement nominal des faisceaux. Le deuxième correspond aux événements qui ont été déclenchés par le calorimètre LAr un temps de croisement trop tard: on lit par conséquent l'information du détecteur (et en particulier celle des chambres CJC) 96 ns en retard. Puisque ceci n'a pas de grande conséquence sur la lecture en énergie des détecteurs que l'on utilise (la branche dédiée à la mesure en énergie étant beaucoup plus lente que celle dédiée au système de déclenchement, l'erreur est de l'ordre de 2%), nous sélectionnons aussi ces événements comme l'indique la figure.

Dans le cas de l'analyse des événements courant chargé, cette sélection n'est pas suffisante. Un ensemble de filtres topologiques spécialement dédiés à la réjection de ces bruits de fond [2] est appliqué aux données et à la simulation. Un examen visuel permet de rejeter les événements de bruit de fond non physique qui survivent à ces filtres.

6.2 Sélection des collisions dures

Nous voulons sélectionner les événements en courant neutre et en courant chargé dans la région où il est intéressant de rechercher des nouvelles particules. Puisque nous sommes intéressés à des particules de relativement grande masse, nous recherchons un lepton de grande impulsion transverse dans l'état final. Lorsque c'est possible nous demandons que les événements soient bien mesurés, c'est-à-dire que l'état final soit bien contenu dans le détecteur. Nous appliquerons ensuite des critères cinématiques pour se placer dans un domaine où l'on mesure avec précision les variables cinématiques sans être trop affectés par des effets de migration.

6.2.1 Sélection courant neutre

Cette sélection repose principalement sur la présence d'un amas électromagnétique dans le calorimètre LAr identifié comme candidat positron, procédure décrite à la section 5.1. Si il y en a plusieurs, celui de plus grande énergie transverse est retenu. Il doit être associé à une trace comme indiqué dans la section 5.1.2. Les coupures suivantes sont alors appliquées:

analyse	1994-1996	1994-1997
lepton à grande énergie transverse	$E_\perp^e > 25$ GeV	$E_\perp^e > 15$ GeV
	$10 < \theta_e < 145°$	$5 < \theta_e < 145°$
conservation de l'énergie-impulsion	$P_\perp^{manquant}/\sqrt{E_\perp^e} < 3\sqrt{\mathrm{GeV}}$	$P_\perp^{manquant}/\sqrt{E_\perp^e} < 4\sqrt{\mathrm{GeV}}$
	$43 < E - P_z < 63$ GeV	$40 < E - P_z < 70$ GeV
critères cinématiques	$Q_e^2 > 2500$ GeV^2	
	$0.1 < y_e < 0.9$	

Le seuil en $E_\perp$ choisi permet d'être suffisamment au dessus du seuil de déclenchement tout en restant efficace pour des leptoquarks de masse relativement faible. La coupure angulaire inférieure effective est en fait autour de $7-8°$ de par l'acceptance des détecteurs de traces avant.

Afin de s'assurer que les événements sont bien mesurés nous demandons à ce que la perte d'énergie transverse soit faible. Une borne supérieure sur $P_\perp^{manquant}$ conviendrait, mais elle ne tiendrait pas compte de la fluctuation de la mesure de $P_\perp^h$ autour de sa valeur attendue $E_\perp^e$. La figure 6.7 montre que le spectre en $P_\perp^{manquant}$ est moins stable que celui de $P_\perp^{manquant}/\sqrt{E_\perp^e}$: cette dernière variable prend en compte la fluctuation en $\sqrt{E}$ de la mesure en énergie.

L'autre condition est la conservation de l'impulsion longitudinale. La variable $E - P_z$ permet de s'affranchir des pertes dues aux débris du proton qui partent dans la direction $+z$ et donc est égale à $2E_0$ lorsque tout le reste de l'état final est parfaitement mesuré. Elle est sensible à la fluctuation de la partie hadronique $\sum_{hadrons}(E_h - P_{z,h})$ (dont la contribution à $E - P_z$ augmente avec y) et au rayonnement d'un photon dans l'état initial (on a dans ce cas $E - P_z = 2(E_0 - E_\gamma)$). La coupure choisie permet de conserver une bonne acceptance à grand y, tout en rejetant les événements très radiatifs, comme le montre la figure 6.8.

Une autre source de problème de mesure en énergie est la perte d'énergie par le positron dans les matériaux morts lorsque celui-ci est proche d'un crack en ϕ. La procédure d'identification rejette une partie de ces événements mais il faut s'assurer d'une part que l'efficacité d'identification est bien décrite par la simulation, et d'autre part que la perte d'énergie n'est pas trop importante. Afin de déterminer l'efficacité autour des cracks en ϕ pour les données, on utilise la sélection définie pour la calibration (sauf le critère anti-crack) et on divise le spectre en ϕ par la valeur moyenne attendue par unité de ϕ déterminée en se plaçant à plus de 5° des cracks. La même procédure est appliquée à la simulation. Les figures 6.9 (a) et 6.9 (b) comparent l'efficacité ainsi obtenue dans les données et la simulation pour les deux roues CB1 et CB2 où la statistique est suffisante. On

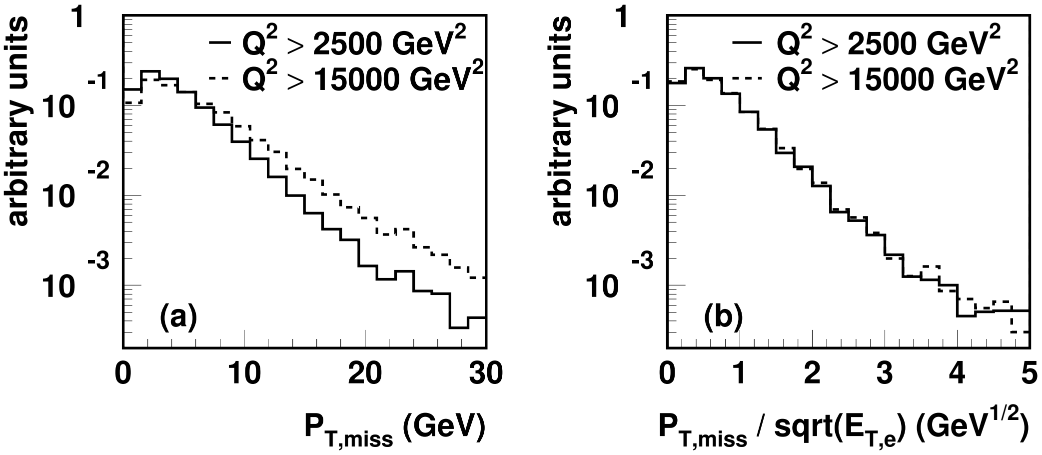

FIG. 6.7 – *Distributions de* $P_\perp^{manquant}$ *(à gauche) et de* $P_\perp^{manquant}/\sqrt{E_\perp^e}$ *(à droite) pour deux coupures en* Q^2*.*

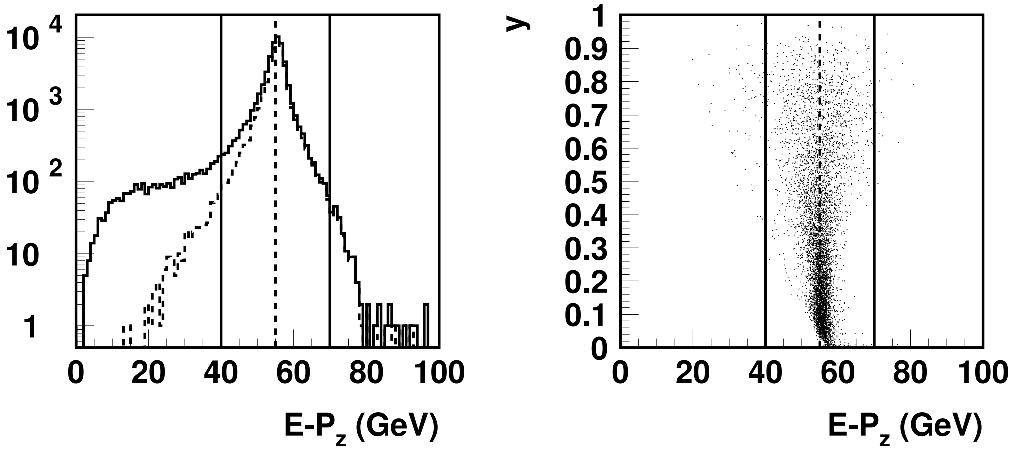

FIG. 6.8 – *A gauche: distributions de* $E - P_z$ *pour des événements simulés (trait plein) et pour ceux qui vérifient* $E_\gamma < 0.25$ GeV *(tirets); à droite: distribution des événements non radiatifs dans le plan* y *vs* $E - P_z$*. Les traits indiquent la coupure* $40 < E - P_z < 70$ GeV*, la ligne en tirets indique la valeur nominal* $2E_0$*.*

voit que l'accord est bon, et que l'efficacité chute dramatiquement pour $|\phi - \phi_{crack}| < 1°$. Cette région en azimut où la mesure en énergie est de toute façon fortement dégradée est exclue de l'analyse. On contrôle la qualité de la mesure en énergie autour des cracks en ϕ en se servant de la variable de calibration E_e/E_{DA}. Les figures 6.9 (c) et 6.9 (d) montrent comment la moyenne de cette quantité se comporte autour des cracks pour les données et la simulation. Elle est égale à 1 lorsque $|\phi - \phi_{crack}| > 2°$. Il y a une légère dissymétrie gauche-droite dans la région $|\phi - \phi_{crack}| < 2°$ qui est due à la courbure de la trajectoire du positron. Pour $1 < |\phi - \phi_{crack}| < 2°$, l'énergie est systématiquement sous-estimée et l'accord entre données et simulation n'est pas très bon. Nous utilisons par conséquent dans cette région les variables double-angle à la place des variables électrons.

Les coupures cinématiques choisies sélectionnent les événements à grand Q^2 et rejettent la région où la mesure de M se dégrade ($y < 0.1$) et celle qui est la plus affectée par la migration des événements radiatifs ($y > 0.9$). La sélection 1994-1997 permet d'augmenter l'acceptance comme le montre la figure 6.10.

6.2.2 Sélection courant chargé

En courant chargé le lepton dans l'état final est un neutrino que l'on ne peut détecter. Pour sélectionner un neutrino à grande énergie on utilise la conservation de l'impulsion dans le plan transverse en coupant sur l'énergie transverse de l'état final. On applique ensuite des critères cinématiques.

lepton à grande énergie transverse	$P_\perp^h > 25$ GeV
critères cinématiques	$Q_h^2 > 2500$ GeV^2
	$y_h < 0.9$

La coupure sur $P_\perp^h$ est suffisamment haute pour travailler avec une efficacité de déclenchement proche de 100%. La sélection en Q^2 est la même que pour les événements en courant neutre. Puisqu'on utilise les variables hadroniques, la région où la précision sur M est mauvaise est celle des très grands y qui est par conséquent rejetée.

6.3 Rejet du bruit de fond et contamination

Nous allons présenter les différentes sources de bruit de fond et la façon dont elles sont modélisées, puis, pour l'analyse en courant neutre et chargé, décrire les coupures spécifiques appliquées et estimer la contamination résiduelle.

6.3.1 Sources de bruit de fond

Les événements qui nous intéressent ici sont ceux dont l'état final peut comprendre ou simuler un positron de grande énergie transverse ou avoir une grande énergie transverse manquante. En effet l'énergie d'un jet peut être principalement emportée par un π^0 qui

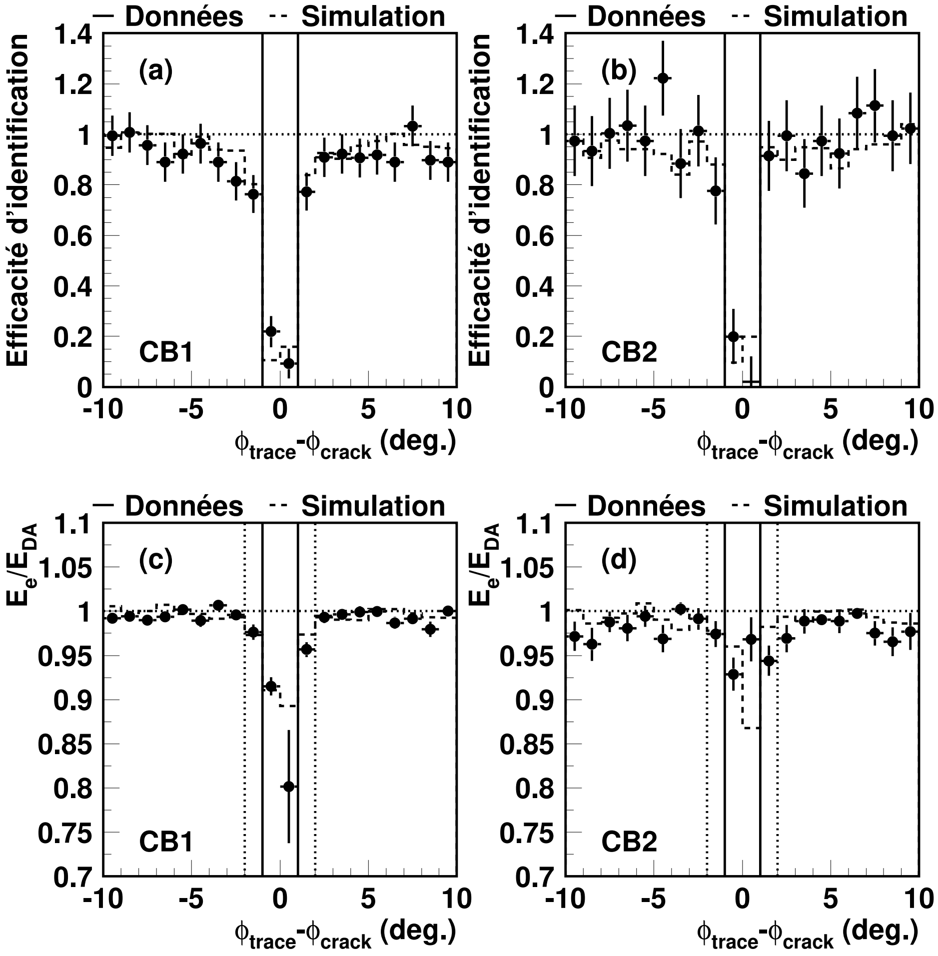

FIG. 6.9 – *En haut: efficacité d'identification autour des cracks en ϕ pour les données (points) et pour la simulation (tirets) déterminée dans les roues CB1 et CB2. Les barres verticales indiquent l'intervalle en ϕ rejeté. En bas: moyenne de E_e/E_{DA} autour des cracks en ϕ pour les données et la simulation. L'angle azimuthal est défini en extrapolant la trace jusqu'au cylindre d'axe z et dont le rayon est égal à la distance dans le plan transverse de l'amas à l'axe z.*

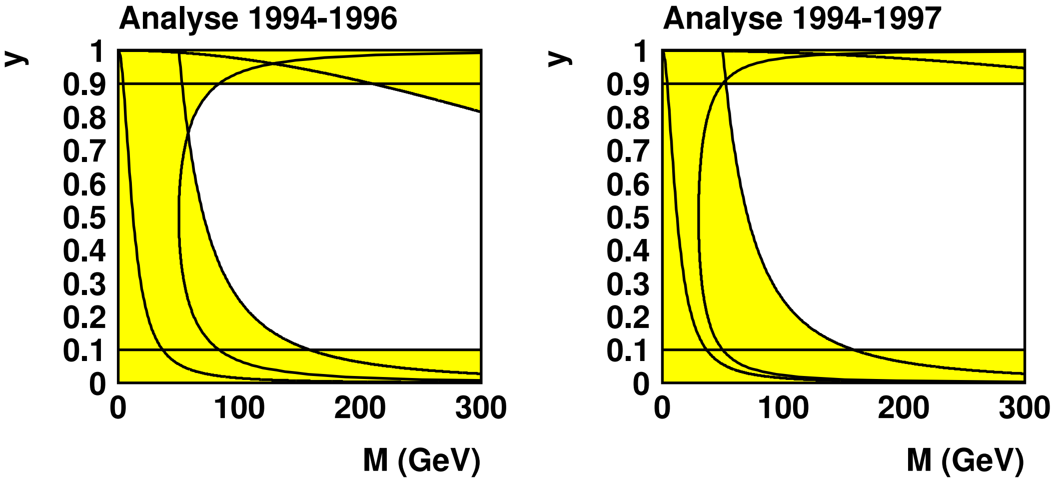

Fig. 6.10 – *Résumé de la sélection en courant neutre pour l'analyse 1994-1996 (à gauche) et 1994-1997 (à droite). La zone en clair est acceptée. Les lignes indiquent les coupures appliquées sur* $E_\perp^e, \theta_e, Q_e^2$ *et* y_e*.*

peut être identifié comme un positron, ou elle peut être mal mesurée (à cause des fluctuations) ce qui entraînera un $P_\perp^{manquant}$ important. On peut les classer en trois catégories suivant le processus dur dont ils proviennent: photoproduction, production de bosons Z^0 ou $W^\pm$, physique $\gamma\gamma$. Afin d'estimer leur contribution nous avons généré et simulé les états finals pertinents dont la liste est donnée par la table 6.1.

Nous avons étudié les processus de photoproduction directe ou résolue en utilisant le générateur PYTHIA [3]. Il repose sur les éléments de matrice QCD à l'ordre dominant et il comprend les effets de rayonnement de partons dans l'état initial et final dans l'approximation des logarithmes dominants. La fragmentation est faite par JETSET [6]. On utilise GRV (G) [7] pour évaluer la densité de partons dans le photon en prenant $P_\perp^2$ comme échelle de renormalisation et de factorisation. Les états finals dangereux pour notre analyse sont ceux qui ont des jets de grande énergie transverse, un photon dur ou ceux qui produisent des quarks lourds (c ou b) qui peuvent en se désintégrant donner un positron ou un neutrino. L'ensemble des processus de photoproduction est de loin la source la plus importante en termes de section efficace.

La production de bosons Z^0 ou $W^\pm$ a été modélisée en utilisant le générateur EPVEC [4]. Cette production est considérée comme un bruit de fond car elle n'est pas décrite par le générateur utilisé pour la DIP. Elle devient dangereuse lorsque le Z^0 ou le W est produit sur une ligne de quark: un des leptons de la désintégration (quand il s'agit d'un positron, d'un électron ou d'un neutrino) part vers l'avant ce qui correspond à l'état final des événements à grand Q^2.

Nous avons considéré également la contribution due aux processus à deux photons (où l'un des photons provient du proton et l'autre du positron). La production de paires e^+e^-

Processus à l'échelle partonique	Luminosité simulée (pb^{-1})	limite supérieure (95% CL) sur $N_{attendu}$ pour $\mathcal{L} = 14.19\ \mathrm{pb}^{-1}$	limite supérieure (95% CL) sur $N_{attendu}$ pour $\mathcal{L} = 37.04\ \mathrm{pb}^{-1}$
Photoproduction (directe et résolue)			
Jets à grand $P_\perp$			
$\gamma + q \to q + g, \quad \gamma + g \to q + \bar{q}$	500	0.7	$N_{attendu} = 4.8$ ($N_{95\%} = 0.2$ pour $Q^2 > 10000\ \mathrm{GeV}^2$)
Production de saveurs lourdes			
$\gamma + g \longrightarrow c + \bar{c}$	600	0.07	0.19
$\gamma + g \longrightarrow b + \bar{b}$	600	0.07	0.29
Production de photon			
$\gamma + q \to q + \gamma$	500	0.09	0.35
Production de Z ou de W			
$e + q \longrightarrow W + e + X$			
$\hookrightarrow e + \nu$	8600	0.005	0.1
$\hookrightarrow$ jet + jet	1400	0.16	0.53
$e + q \longrightarrow Z + e + X$			
$\hookrightarrow e^+ + e^-$	42000	0.003	0.04
$\hookrightarrow$ jet + jet	3600	0.18	0.55
Processus à deux photons			
$\gamma + \gamma \longrightarrow e^+ + e^-$	4500	0.04	0.15
$\gamma + \gamma \longrightarrow q + \bar{q}$	17000	0.002	0.007

TAB. 6.1 – *Résumé des bruits de fond pouvant contaminer les sélections de DIP en courant neutre et courant chargé à grand Q^2. Pour les trois catégories (indiquées en gras), l'ensemble des états finaux qui ont été étudiés et la luminosité simulée correspondante sont donnés. Les limites supérieures sur le nombre d'événements attendus correspondent à l'analyse 1994-1996 ($3^{ème}$ colonne) et à l'analyse 1994-1997 ($4^{ème}$ colonne) en courant neutre.*

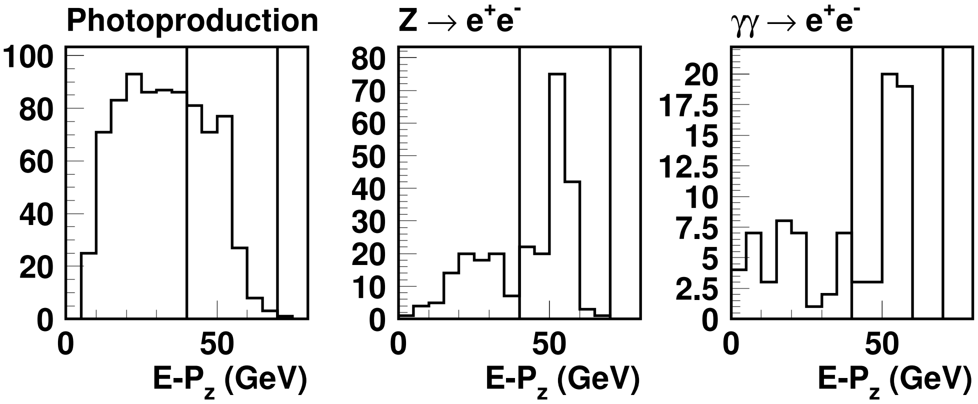

FIG. 6.11 – *Spectre en* $E - P_z$ *des événements dans lequel on a identifié un positron avec* $E_\perp^e > 15$ GeV *pour trois exemples de bruits de fond où le positron diffusé est souvent perdu dans le tube à vide.*

via $e^+p \rightarrow e+ +e^+e^- +X$ quand au moins un des leptons a une grande énergie transverse a été simulée par le générateur LPAIR [5] qui comprend les diagrammes de Bethe-Heitler à l'ordre le plus bas en α_{em} (i.e. α_{em}^4). La production de paires $q\bar{q}$ dans le collisions $\gamma\gamma$ a été étudiée en utilisant PYTHIA [3].

6.3.2 Réjection pour l'analyse courant neutre

En ce qui concerne la sélection des événements courant neutre, le fait de demander un positron à grand $E_\perp$ ayant une trace associée diminue fortement la contribution des processus où aucun positron n'est réellement produit. En effet, dans la plupart des processus vus précédemment, une grande fraction de l'énergie est déposée très à l'avant du détecteur. Ainsi si un amas est pris pour un positron, il aura une énergie transverse plutôt faible et le y reconstruit sera proche de 1. La coupure sur $E - P_z$ a aussi un bon pouvoir de réjection sur les processus où de l'énergie est perdue dans la direction du faisceau de positron, en particulier la photoproduction, comme le montre la figure 6.11.

Pour s'assurer que la contamination est négligeable, les critères suivants sont appliqués:

- afin de supprimer davantage la contamination due à la photoproduction ou aux événements de DIP à petit Q^2, on demande qu'il y ait moins de 7.5 GeV dans le calorimètre arrière (5 GeV dans l'analyse 1994-1996). En effet en photoproduction les débris du photon peuvent déposer de l'énergie dans ce calorimètre, et dans les événements de DIP à petit Q^2 le positron diffusé dans la région angulaire qu'il couvre. Dans l'analyse 1994-1996 on demande en plus que l'énergie dans le détecteur d'électron soit inférieure à 5 GeV sauf lorsque l'énergie totale vue dans le détecteur d'électron et de photon est proche de E^0 ($|E_{e-tag} + E_{\gamma-tag} - E^0| < 5$ GeV);

- les événements QED Compton sont rejetés en demandant que si il y a un deuxième amas identifié comme positron ou photon (on n'exige pas qu'une trace lui soit associée) tel que $E_\perp^{e(2)}/E_\perp^e > 0.9$, ils ne soient pas dos-à-dos en azimut ($\Delta\phi < 160°$);

- afin de rejeter les événements multi-leptons, on demande qu'au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 7 GeV soit reconstruit dans le domaine angulaire $7 < \theta_{jet} < 145°$ ($10 < \theta_{jet} < 145°$ dans l'analyse 1994-1996). Les événements de DIP qui sont rejetés par cette coupure sont ceux où le jet de courant part très vers l'avant, ce qui correspond à de très petits y et qui sont par conséquent déjà rejetés en partie par la coupure $y > 0.1$. On demande aussi qu'il y ait au plus deux candidats positrons avec $E_\perp > 4$ GeV. La perte occasionnée par cette coupure en DIP est quasi nulle puisque l'on attend au plus deux candidats (le positron diffusé et le cas échéant un photon rayonné). Dans l'analyse 1994-1996 on rejette les événements avec une paire e^+e^- dont la masse invariante est proche de la masse du Z^0 à 5 GeV près.

La contamination résiduelle pour chaque type de processus est indiquée dans la table 6.1. A $Q^2 > 2500$ GeV^2 elle est de 4.8 événements attendus en photoproduction et inférieure à 2.2 événements attendus pour l'ensemble des autres processus, ce qui correspond à une contamination inférieure à 0.5%. A $Q^2 > 10000$ GeV^2, la limite supérieure à 95% de confiance sur le nombre d'événements attendus pour $\mathcal{L} = 37.04$ pb^{-1} est 1.26 (pour l'analyse 1994-1996 ce nombre est de 0.1 pour $\mathcal{L} = 14.19$ pb^{-1}). Dans la plupart des cas, l'estimation de cette limite supérieure est limitée par la statistique Monte-Carlo utilisée.

6.3.3 Réjection pour l'analyse courant chargé

Afin d'éliminer la contribution du processus $Z \to e\nu$, on rejette les événements ayant un candidat positron avec $E_\perp^e > 5$ GeV ($E_\perp^e > 10$ GeV pour l'analyse 1994-1996). En vue de réduire davantage cette contribution, et la contamination à des événements de DIP en courant neutre dont le positron n'aurait pas été identifié, on demande qu'il n'y ait pas de traces de plus de 10 GeV en $P_\perp$, isolée dans un cône de rayon 1 en $\eta - \phi$. Cette coupure n'est pas appliquée dans l'analyse 1994-1996, mais on demandait que la topologie des événements ait une structure "1 jet" en imposant le critère suivant: $(E_\perp - P_\perp)/E_\perp < 0.5$ où $E_\perp$ est l'énergie transverse scalaire.

La limite supérieure à 95% de confiance sur le nombre attendu d'événements de bruit de fond est 3.4 à $P_\perp > 25$ GeV et de 0.69 à $P_\perp > 50$ GeV ce qui correspond à une contamination inférieure à 2% et 0.6% respectivement.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Z. Phys. C74 (1997) 191.

[2] I. Négri *et al.*, H1-10/96-498, note interne H1 (1996).

[3] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992), Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.

[4] H1 generator based on EPVEC 1.0;
U. Baur, J.A.M. Vermaseren et D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B375 (1992) 3.

[5] S. Baranov *et al.*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", DESY-Hamburg (1991) Vol. 3 p. 1478;
J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. B229 (1983) 347.

[6] JETSET 7.3 et 7.4;
T. Sjöstrand, Lund Univ. preprint LU-TP-95-20 (1995) 321pp;
idem, CERN preprint TH-7112-93 (February 1994) 305pp.

[7] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. D45 (1992) 3986;
idem Phys. Rev. D46 (1992) 1973.

Chapitre 7

Comparaison des données à la prédiction du modèle standard des DIP

Nous allons maintenant comparer les distributions des événements sélectionnés au chapitre précédent comme candidats de DIP courant neutre ou courant chargé, aux prédictions du modèle standard des DIP. Ces dernières sont déterminées en utilisant le lot d'événements simulés décrit à la section 2.4 auquel on applique toute la sélection en tenant compte de l'efficacité de déclenchement, et un facteur de normalisation directement calculé à partir de la luminosité intégrée correspondant aux données utilisées.

L'analyse en courant neutre sera présentée en deux temps: tout d'abord les résultats obtenus avec les données 1994-1996 ayant fait l'objet d'une publication de H1 [1], et ensuite les résultats préliminaires obtenus en incluant les données 1997 [2]. Je présenterai ensuite la détermination de sections efficaces intégrées au-dessus d'un seuil en Q^2, avant de donner les résultats obtenus en courant chargé.

7.1 Rappel des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques prises en compte sont:

- l'incertitude sur la luminosité intégrée ($\delta\mathcal{L}_{94-96} = \pm 2.3\%$ et $\delta\mathcal{L}_{94-97} = \pm 2.6\%$);
- l'incertitude sur la calibration absolue de l'échelle électromagnétique ($\pm 3\%$);
- l'incertitude sur la calibration absolue de l'échelle hadronique ($\pm 4\%$);
- l'incertitude sur la prédiction de la section efficace de DIP ($\pm 7\%$).

Ainsi le nombre d'événements attendus est:

$$N_{attendus} = N_{simulés}^{sélectionnés} \times \frac{\mathcal{L}_{données}}{\mathcal{L}_{simulée}} \times \epsilon_{déclenchement}.$$

L'erreur sur $N_{attendus}$ est obtenue en ajoutant en quadrature l'erreur théorique, l'erreur sur $\mathcal{L}_{données}$, l'erreur sur $\epsilon_{déclenchement}$, et l'erreur sur $N_{sim.}$ qui se décompose en une partie due à la statistique finie du lot simulé utilisé et d'une partie qui rend compte de l'erreur systématique sur la mesure en énergie des positrons et du flux hadronique:

$$\frac{\delta N_{att.}}{N_{att.}} = \frac{\delta\sigma_{théo.}}{\sigma_{théo.}} \oplus \frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \oplus \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \oplus \frac{\delta N}{N} \oplus \frac{\delta N_{em.}}{N} \oplus \frac{\delta N_{had.}}{N}$$

où la partie systématique est calculée en répétant l'analyse en décalibrant la simulation de plus ou moins l'erreur considérée:

$$\delta N_{em.} = \max_{syst.\ em.=\pm 3\%} |N_{syst.} - N|$$

$$\delta N_{had.} = \max_{syst.\ had.=\pm 4\%} |N_{syst.} - N| \quad .$$

7.2 Analyse en courant neutre des données 1994-1996

7.2.1 Propriétés générales des événements à grand Q^2

Dans les données on observe 443 (460) candidats de DIP vérifiant $Q_e^2 > 2500$ GeV^2 ($Q_{2\alpha}^2 > 2500$ GeV^2), ce qui est en très bon accord avec le nombre d'événements attendus qui est 427 ± 38 (442 ± 40). Ce bon accord est compatible avec notre estimé d'une contamination provenant de l'ensemble des sources de bruit de fond hors DIP inférieure à 0.5% (cf. section 6.3.2).

La figure 7.1 montre, pour ces candidats, les distributions de l'énergie et de l'angle polaire du positron diffusé, de l'énergie transverse manquante, ainsi que la bonne corrélation entre le Q^2 déterminé avec la méthode électron et celui déterminé avec la méthode double-angle. Les distributions sont comparées avec la simulation du modèle standard des DIP qui décrit bien les données, excepté pour les plus grandes énergies de positron mesurées. Je décrirai plus en détail cette déviation à l'aide de la variable Q^2 puisqu'à grand Q^2 ces deux variables sont presque équivalentes (cf. figure 3.8).

Une des variables cinématiques qui nous intéresse particulièrement est la masse $M = \sqrt{sx}$. La figure 7.2 montre la différence entre plusieurs déterminations de M pour les données et la simulation. L'accord obtenu pour $M_e - M_{2\alpha}$ et $M_e - M_h$ indique la qualité de la calibration tant du positron que de l'état final hadronique. Le fait que la simulation décrive raisonnablement la différence $M_e - M_{e+jet}$ où M_{e+jet} est la masse invariante du système formé par le positron diffusé et le jet de plus grande énergie transverse montre non seulement que l'énergie hadronique est correctement simulée, mais aussi que la topologie des événements est bien reproduite. Puisque cette différence $M_e - M_{e+jet}$ est centrée en 0, cela signifie que nous avons majoritairement affaire à des événements à un seul jet. La figure 7.2 (d) rappelle que la méthode électron permet de mesurer la masse générée $M_{gen} = \sqrt{sx_{gen}}$ avec précision (c'est-à-dire avec une dispersion $\sigma_{RMS} \simeq 7$ GeV et une résolution gaussienne au pic $\sigma_{Gauss.} \simeq 3$ GeV), et que dans le cas d'un modèle spécifique de résonance, elle sous-estime la masse de la résonance à cause des effets QCD (en particulier par le rayonnement de partons dans l'état final par le quark produit lors de la désintégration, qui n'est donc pas sur sa couche de masse).

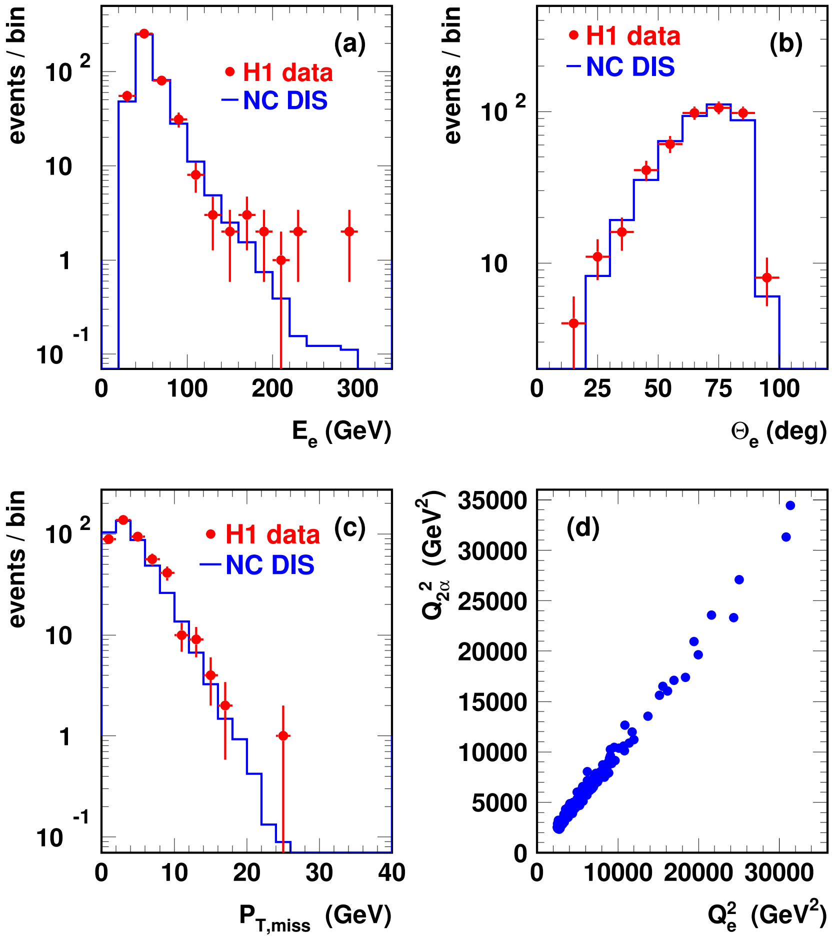

FIG. 7.1 – *Pour les candidats de DIP en courant neutre dans les données 1994-1996, les distributions de (a) l'énergie du positron diffusé* E_e*, l'angle polaire du positron* θ_e*, (c) l'énergie transverse manquante, et (d) la corrélation entre* Q^2_e *et* $Q^2_{2\alpha}$ *(points); en (a), (b) et (c), les histogrammes représentent l'attendu du modèle standard des DIP.*

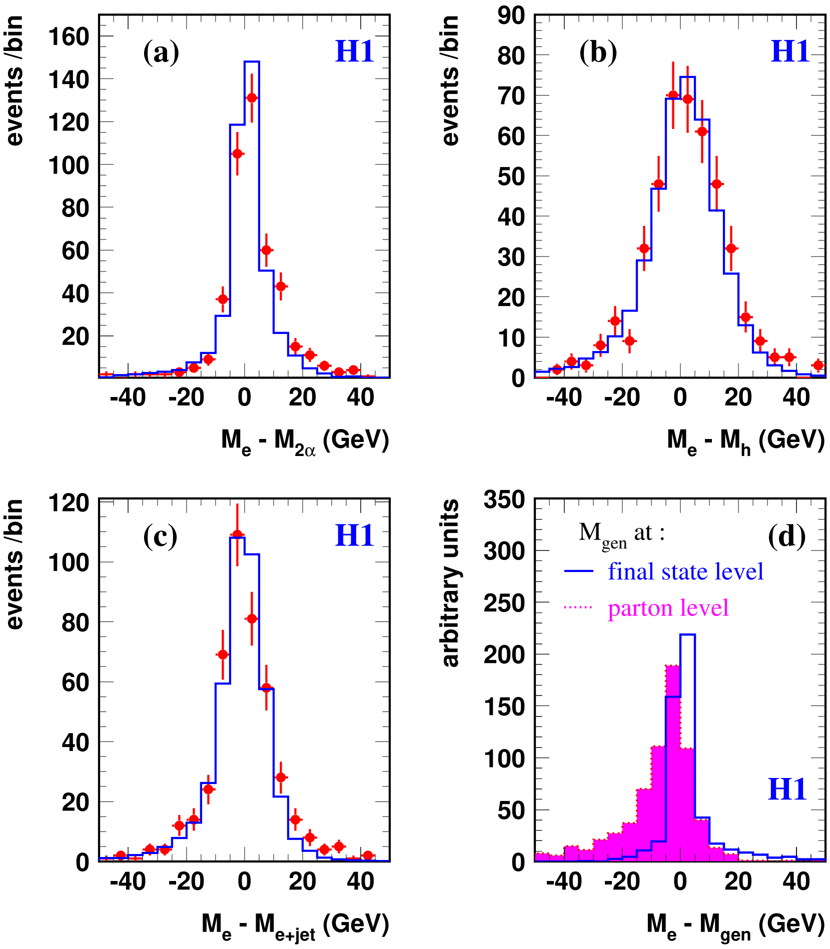

FIG. 7.2 – *Les distributions pour le lot d'événements courant neutre sélectionnés de la différence entre la masse calculée avec la méthode électron (M_e) et (a) celle mesurée avec la méthode double angle ($M_{2\alpha}$), (b) la masse déterminée à partir de l'état hadronique final (M_h) et (c) celle du système définie par le positron diffusé et le jet de plus haut $P_\perp$ (M_{e+jet}) pour les données (points) et la simulation (histogramme); en (d) la masse M_e est comparée à la masse générée pour la simulation de DIP (histogramme plein) et, dans le cas de la production en voie s d'une particule, avec la masse de cette particule.*

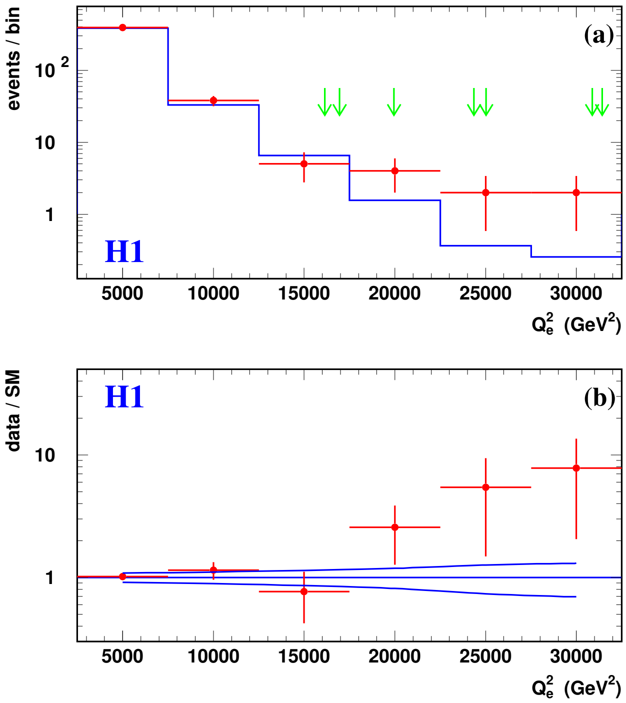

FIG. 7.3 – *(a) Distribution en Q_e^2 des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1994-1996 (points) et la simulation (histogramme). Les flèches indiquent les valeurs de Q_e^2 des événements à $Q_e^2 > 15000$ GeV^2 et $M_e > 180$ GeV; (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de Q_e^2; les lignes entourant la valeur* 1 *correspondent à l'erreur à $\pm 1\sigma$ sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP.*

7.2.2 Dépendance en Q^2

Nous avons vu que l'on observe plus d'événements qu'attendus à grande énergie du positron diffusé. On retrouve cet excès dans la distribution en Q^2 comme le montre la figure 7.3 (a): alors qu'il y a un bon accord pour $Q_e^2 < 15000$ GeV^2, la prédiction du modèle standard des DIP sous-estime le nombre d'événements observés pour $Q_e^2 > 15000$ GeV^2. L'incertitude sur cette prédiction ne suffit pas à expliquer cette déviation. On le voit dans la figure 7.3 (b) qui montre le ratio du nombre d'événements observés sur celui attendus et l'erreur à $\pm 1\sigma$ sur ce ratio. Cette erreur est dominée par l'erreur systématique sur l'énergie électromagnétique et elle varie entre 8.5% à petit Q^2 et 30% aux plus grandes valeurs de Q^2 observées.

Afin de quantifier cet excès, la table 7.1 donne le nombre d'événements observés et attendus au-dessus de plusieurs seuils en Q^2, ainsi que la probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ que, dans le cadre du modèle standard des DIP, le nombre N d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre N_{obs} d'événements observés dans les données. Cette probabilité prend en compte l'erreur systématique sur la prédiction δb

Q^2_{min} (GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000	30000
N_{obs}	443	122	20	12	5	2
N_{DIP}	426.7 $\pm$38.4	116.2 $\pm$11.6	18.3 $\pm$2.4	4.71 $\pm$0.76	1.32 $\pm$0.27	0.23 $\pm$0.05
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$	0.35	0.35	0.39	6×10^{-3}	1.4×10^{-2}	2.3×10^{-2}

TAB. 7.1 – *Le nombre d'événements observés (N_{obs}) dans les données 1994-1996 et celui prédit par le modèle standard des DIP (N_{DIP}) tels que $Q^2_e > Q^2_{min}$ pour plusieurs valeurs de Q^2_{min}; $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ est la probabilité que, dans le cadre de ce modèle, le nombre N d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre d'événements observés dans les données N_{obs}.*

par la convolution suivante:

$$\mathcal{P}(N \geq N_{obs}) = \int_0^{+\infty} dx G(x; b, \delta b) \sum_{k=N_{obs}}^{\infty} p(k; x)$$

où

- $p(k; x)$ est la probabilité de Poisson d'observer k événements quand le nombre d'événements attendus est x, i.e. $p(k; x) = e^{-x} x^k / k!$;
- $G(x; b, \delta b)$ est la densité de probabilité pour le nombre d'événements attendus, c'est-à-dire une gaussienne de valeur moyenne b et de largeur δb.

Les probabilités obtenues sont de l'ordre du % aux plus grandes valeurs de Q^2_{min}. Pour $Q^2 > 15000$ GeV^2, le nombre d'événements observés est $N_{obs} = 12$ pour 4.71 ± 0.76 attendus, ce qui correspond à une probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ de 6×10^{-3}.

Cette déviation est par conséquent tout à fait intéressante. Nous allons maintenant la décrire en termes des variables M et y qui sont les plus à même de discriminer la production de nouvelles particules en voie s.

7.2.3 Dépendance en M et y

La figure 7.4 montre la distribution des 443 candidats dans le plan y versus M.

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la région des "petits" Q^2 ($2500 < Q^2_e < 15000$ GeV^2). Les figures 7.5 (a) et (b) montrent, dans ce domaine, les projections en M_e et y_e qui sont bien reproduites par la prédiction du modèle standard des DIP, en particulier à grand y où les migrations dues aux événements radiatifs sont les plus dangereuses. Dans le domaine des grands Q^2 ($Q^2_e > 15000$ GeV^2), on voit, dans les figures 7.5 (c) et (d), que l'excès observé est concentré autour de $M_e \sim 200$ GeV et à grande valeur de y_e. Si on ne considère que les événements à "basse" masse ($M_e < 180$ GeV), le spectre en y_e (figure 7.5 (e)) est bien reproduit, alors qu'à grande masse ($M_e > 180$ GeV) on retrouve l'excès à grand y_e.

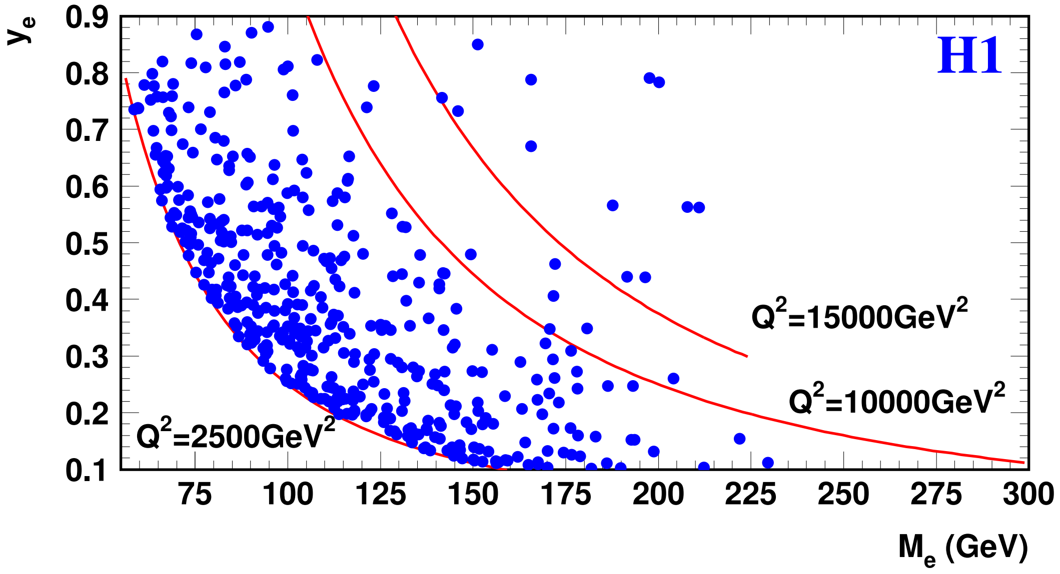

FIG. 7.4 – *Distribution des candidats de DIP sélectionnés dans le plan* (M_e, y_e)*; les lignes correspondent aux contours* $Q_e^2 = 2500, 10000$ *et* 15000 GeV^2.

Puisque, d'une part, la résolution sur M_e s'améliore à grand y, et que, d'autre part, un excès dû à la production en voie s d'un nouvelle particule se manifesterait plus visiblement à grand y, il est intéressant de regarder comment se comporte le spectre en M_e quand on augmente la coupure sur y_e. C'est ce que montrent les figures 7.6 (a) et (c) qui correspondent respectivement à $y_e > 0.2$ et $y_e > 0.4$. Les figures 7.6 (b) et (d) montrent les ratios du nombre d'événements observés sur attendus et l'erreur sur ce ratio. On voit qu'effectivement l'erreur diminue quand on se restreint aux grands y, et que l'excès observé autour de $M_e \sim 200$ GeV n'en devient que plus significatif.

Pour $y > 0.4$ et $M > 180$ GeV, 7 événements sont observés pour 1.83 ± 0.33 attendus en utilisant la méthode électron. Des résultats similaires sont obtenus en méthode double-angle puisque les 7 mêmes événements vérifient les coupures utilisant les variables double-angle et que le modèle standard des DIP prédit 1.75 ± 0.32 événements dans ce cas. L'accord des variables cinématiques de ces 7 événements calculées avec plusieurs méthodes montre qu'ils sont bien mesurés. En particulier le $\langle \frac{\delta E}{E} \rangle$ moyen calculé à partir de la méthode ω (cf. section 5.3.1) est de $1.1 \pm 1.8\%$. L'accord entre M_e et M_{e+jet} montre que l'on a affaire à des événements à un seul jet de grande impulsion transverse dans l'état final. Un de ces événements à grande masse et à grand y est montré dans la figure 7.7.

7.2.4 Analyse statistique

Afin de déterminer plus précisément l'intervalle en masse qui comprend l'excès le plus significatif, nous allons considérer des "fenêtres" de différentes largeurs totales ΔM_e et dont la valeur centrale M_c varie entre 80 et 250 GeV par pas de 1 GeV. A l'intérieur de chaque fenêtre on mesure le nombre d'événements observés et attendus, ainsi que la

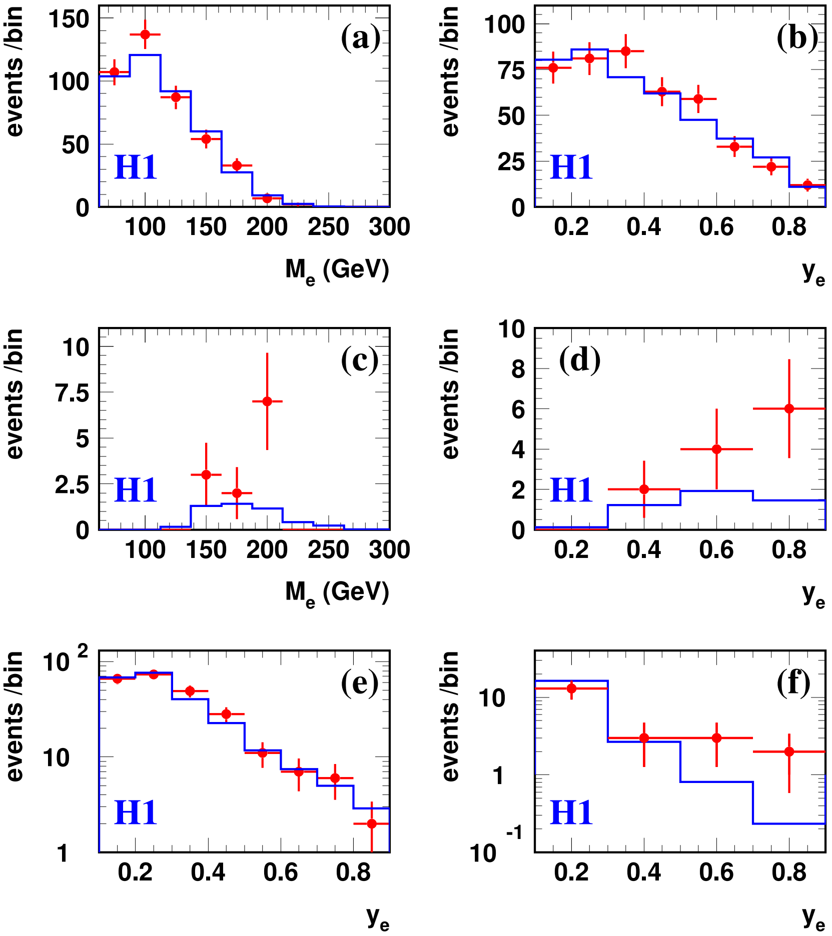

FIG. 7.5 – *Distribution en M_e et en y_e pour les données (points) et la prédiction du modèle standard des DIP (histogramme): (a) et (b) pour* $2500 < Q_e^2 < 15000$ GeV^2*, (c) et (d) pour* $Q_e^2 > 15000$ GeV^2*; distribution en y_e (e) pour $M_e < 180$ GeV et (f) pour $M_e > 180$ GeV.*

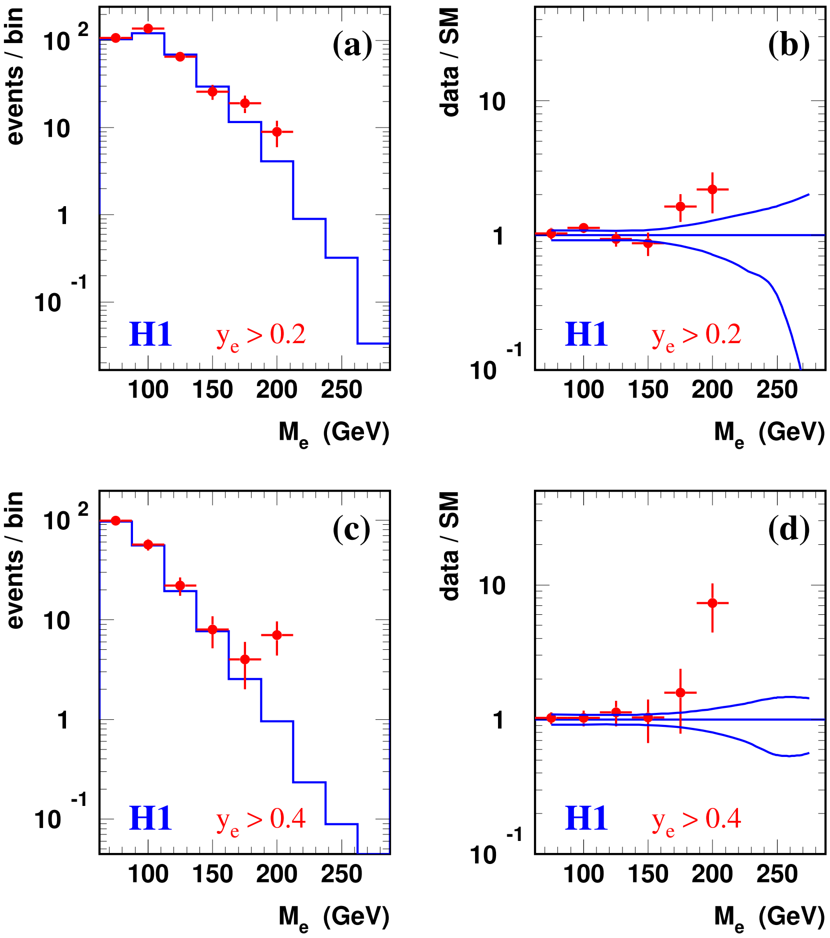

Fig. 7.6 – (a) Distribution en M_e pour $y_e > 0.2$ pour les données (points) et la prédiction du modèle standard des DIP (histogramme); (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de M_e pour $y_e > 0.2$; les lignes entourant la valeur 1 correspondent à l'erreur à $\pm 1\sigma$ sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP; (c) et (d) correspondent à (a) et (b) mais pour $y_e > 0.4$.

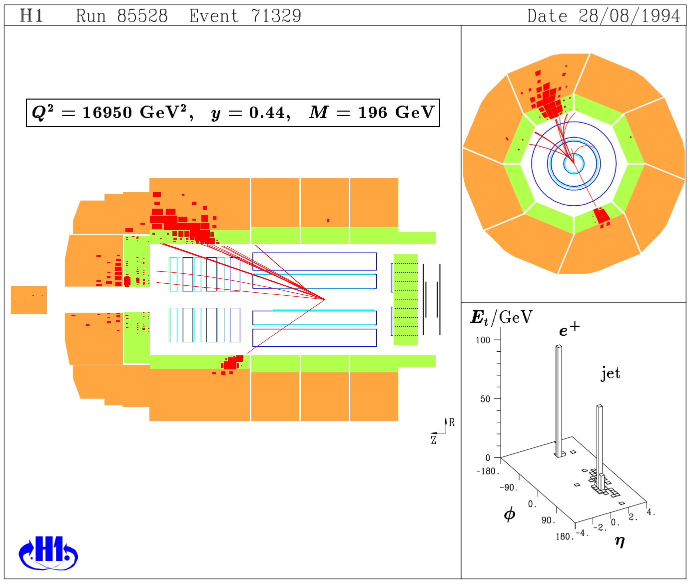

FIG. 7.7 – *Représentation d'un candidat de DIP en courant neutre vérifiant* $M_e > 180$ GeV *et* $y_e > 0.4$*.*

probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ correspondante. La probabilité obtenue indique l'accord entre l'observation et la prédiction du modèle standard des DIP pour une valeur de M_c choisie *a priori*. Puisque la précision sur M_e est de l'ordre de 3 GeV, nous moyennons cette probabilité avec celles obtenues pour les fenêtres correspondantes à $M_c \pm 1$ GeV. La figure 7.8 montre comment varie cette probabilité moyenne $\bar{\mathcal{P}}$ en fonction de M_c pour différents choix de ΔM_e et de coupures sur y_e.

Pour $y_e > 0.2$, on voit que $\bar{\mathcal{P}}$ fluctue de manière statistique comme on s'y attend. Lorsque M_c prend des grandes valeurs telles qu'aucun événement n'est observé dans la fenêtre ($M_c \gtrsim 225$ GeV), $\bar{\mathcal{P}}$ est égal à 1 par construction. Pour $y_e > 0.3$ et 0.4, et des largeurs de fenêtres entre 25 et 40 GeV, les plus basses probabilités (de 10^{-2} à 2.6×10^{-4}) sont trouvées pour un centre de fenêtre d'environ 200 GeV. Pour $y_e > 0.4$, les probabilités sont inférieures à 8×10^{-4} avec $\Delta M_e = 25$ GeV et M_c choisi *a priori* entre ~ 198 GeV et ~ 208 GeV. Cela reste vrai si l'on ne moyenne pas les probabilités, ou si on les moyenne sur 5 positions successives de M_c. Il faut noter aussi que l'erreur systématique sur la mesure en énergie du positron, qui est déjà prise en compte dans la détermination du nombre d'événements attendus, entraîne une incertitude de ±5 GeV sur la position absolue des minima des figures 7.8. Les résultats obtenus pour $M_c = 200$ GeV avec $y_e > 0.4$ et différents choix de largeurs de fenêtre sont résumés dans la table 7.2. Il est à noter que l'on obtient sensiblement les mêmes résultats avec la méthode double-angle.

Toute cette étude a été faite en choisissant *a priori* la position du centre de la fenêtre. Afin de s'affranchir de ce biais, il faut estimer la probabilité que dans une expérience aléatoire on trouve une valeur de $\bar{\mathcal{P}}$ inférieure à celle obtenue dans les données pour une valeur centrale quelconque entre 80 et 250 GeV. Pour cela nous avons fait de nombreuses

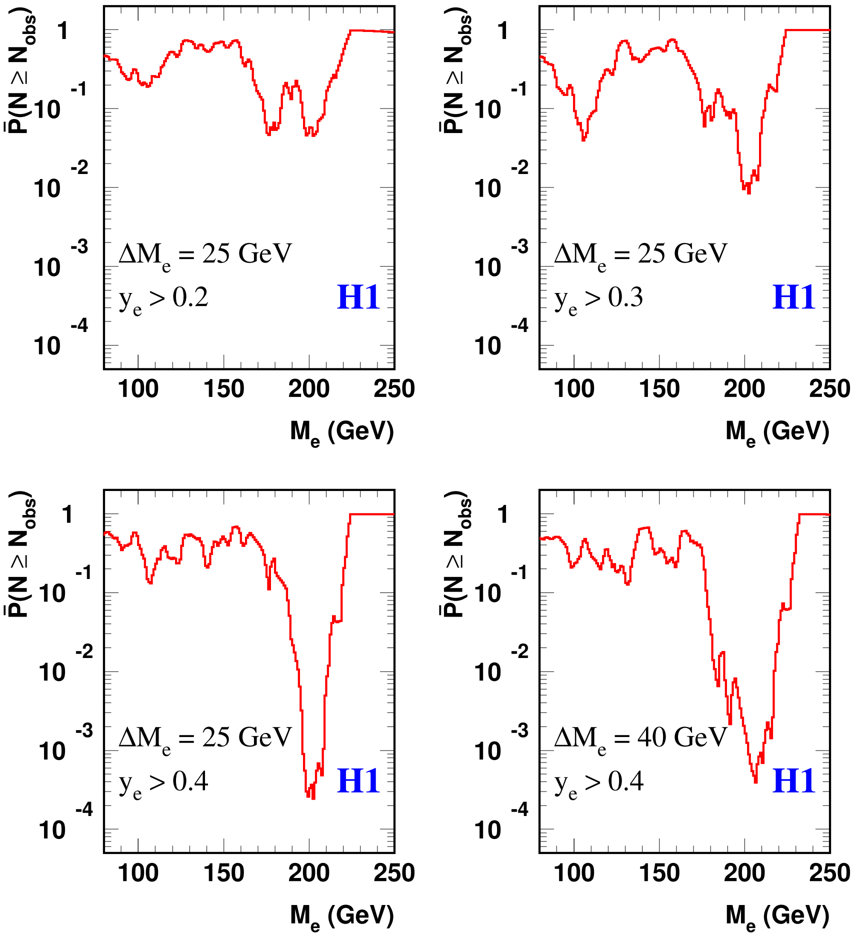

FIG. 7.8 – *Probabilité que, dans le cadre du modèle standard des DIP, le nombre* N *d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre d'événements observés dans les données* N_{obs} *dans une fenêtre en masse de largeur* ΔM_e *en fonction de la valeur centrale de cette fenêtre; la probabilité* $\bar{\mathcal{P}}$ *est la moyenne de* $\mathcal{P}$ *sur trois pas successifs de* 1 GeV.

ΔM_e (GeV)	20	25	30	40
N_{obs}	5	7	7	7
N_{DIP}	0.63 ±0.13	0.95 ±0.18	1.10 ±0.19	1.57 ±0.28
$\bar{\mathcal{P}}(N \geq N_{obs})$	5.0×10^{-4}	2.6×10^{-4}	2.5×10^{-4}	1.6×10^{-3}

TAB. 7.2 – *Nombre d'événements observés et attendus pour* $y_e > 0.4$ *dans des fenêtres en masse centrées en* 200 GeV *et de largeur totale* ΔM_e *ainsi que les probabilités* $\bar{\mathcal{P}}(N \geq N_{obs})$ *correspondantes.*

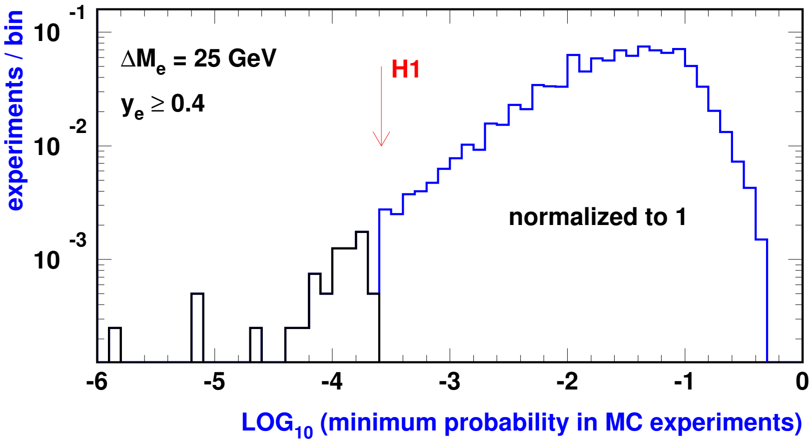

FIG. 7.9 – *Distribution des probabilités $\bar{\mathcal{P}}$ minimales obtenues en appliquant la procédure de fenêtre glissante (ΔM_e = 25 GeV et M_c variant entre 80 et 250 GeV) à 4000 expériences Monte-Carlo. La valeur minimale obtenue dans les données ($\bar{\mathcal{P}} = 2.6 \times 10^{-4}$) est indiquée par la flèche.*

expériences Monte-Carlo en choisissant aléatoirement des événements selon la prédiction du modèle standard des DIP. Le nombre moyen d'événements pris par expérience a été fixé au nombre d'événements observés dans les données dans la région en M_e et y_e considérée. En appliquant la même procédure de fenêtre glissante à ces expériences Monte-Carlo, on atteint une probabilité inférieure à celles obtenues dans les figures 7.8 (c) et (d) dans moins de 1% des cas, comme le montre la figure 7.9.

7.2.5 Discussion

Il a été montré à la section 2.3 que l'incertitude théorique sur la prédiction du modèle standard des DIP prenait en compte l'erreur systématique due au choix de la paramétrisation des densités de partons. Et effectivement aucune paramétrisation, compatible avec l'ensemble des données de DIP, ne permet d'augmenter la prédiction à grande masse ($M > 180$ GeV) pour $Q^2 > 15000$ GeV^2 au-delà de cette erreur.

La paramétrisation MRS (J') [3], qui a été introduite pour reproduire la montée de la section efficace deux-jets observée au TEVATRON par CDF [4] mais qui est en désaccord avec une partie des données de DIP existantes, permet d'augmenter de 20% la section efficace à grand Q^2. Ceci n'est pas suffisant pour expliquer l'excès observé.

Nous avons jusqu'à présent négligé la fonction de structure longitudinale du proton ($F_L = 0$). Si F_L n'est pas exactement nulle, cela rendrait la section efficace encore plus faible à grand Q^2.

D'après ce qui précède, et puisque nous obtenons un bon accord à petits Q^2, y et M, l'excès observé ne peut être expliqué dans le cadre du modèle standard que comme s'agissant d'une fluctuation statistique.

Il est donc particulièrement intéressant d'inclure dans l'analyse les données prises en 1997 puisque cela correspond à plus que doubler la statistique disponible.

Données 1994-1996 (analyse 1994-1996)					
Q^2_{min} (GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000
N_{obs}	443	122	20	12	5
N_{DIP}	426.7 ±38.4	116.2 ±11.6	18.3 ±2.4	4.71 ±0.76	1.32 ±0.27
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs.})$	35%	35%	39%	0.6%	1.4%

Données 1994-1996 (analyse 1994-1997)					
Q^2_{min} (GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000
N_{obs}	554	144	20	12	6
N_{DIP}	518 ±39.7	136.6 ±12.0	22.4 ±2.61	6.00 ±0.86	1.79 ±0.30
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs.})$	21%	32%	66%	2.6%	1.2%

TAB. 7.3 – *Le nombre d'événements courant neutre observés (N_{obs}) et celui prédit par le modèle standard des DIP (N_{DIP}) tels que $Q^2_e > Q^2_{min}$ pour plusieurs valeurs de Q^2_{min} et la probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ correspondante pour les données 1994-1996 en appliquant (partie basse) ou non (partie haute) la nouvelle sélection et la calibration fine.*

7.3 Analyse en courant neutre des données 1994-1997

Avant de présenter les résultats obtenus en 1997, il faut au préalable comparer ceux qu'on obtient avec les données 1994-1996 en appliquant ou non la nouvelle sélection et la calibration fine. La table 7.3 résume cette comparaison pour le le nombre d'événements observés et attendus au-dessus de plusieurs seuils en Q^2. On peut voir ainsi que pour chaque seuil le nombre d'événements de DIP attendus augmente de l'ordre de 20%, ce qui illustre le gain en acceptance de la nouvelle sélection. Cela entraîne un changement minime de niveau de signification de l'excès observé à grand Q^2.

L'ensemble des données 1994-1997 sélectionné par l'analyse est représenté dans le plan (M, y) par la figure 7.10. Cela correspond à 1297 candidats DIP pour 1276 ± 98 attendus.

7.3.1 Dépendance en $\mathbf{Q^2}$

La figure 7.11 montre le spectre en Q^2 de ces 1297 candidats de DIP, ainsi que le ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de Q^2_e. On voit ainsi qu'à petit Q^2 il y a un bon accord et que l'excès à grand Q^2 a perdu en niveau de signification, même si la prédiction du modèle standard des DIP sous-estime toujours le nombre d'événements observés. De plus la forme de la déviation est conservée dans les données 1997: les données sont en dessous de la prédiction à $Q^2_e \simeq 15000$ GeV^2, et en dessus à plus grand Q^2, comme on peut le voir sur la figure 7.12. La table 7.4 permet d'être plus quantitatif: elle donne le nombre d'événements observés et attendus au-dessus de plusieurs seuils en Q^2 et la probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ correspondante pour les données 1997 et l'ensemble des données 1994-1997. En particulier, en 1997, au-dessus de 15000 GeV^2, on observe 10

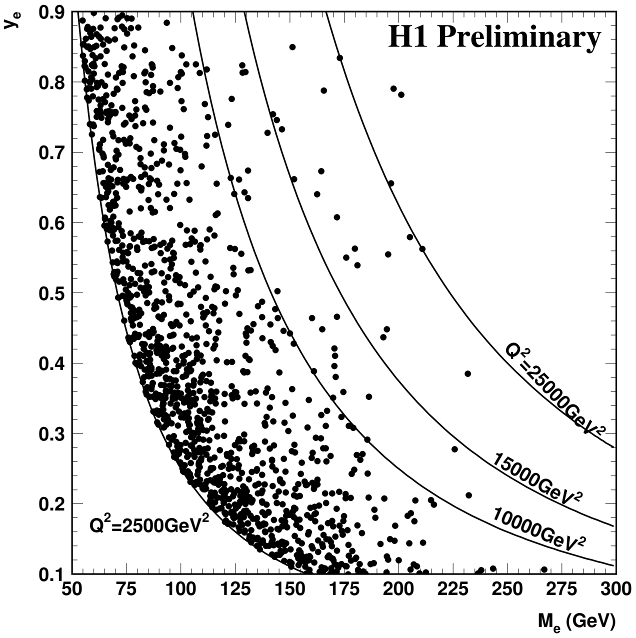

FIG. 7.10 – *Distribution des candidats de DIP sélectionnés dans le plan* (M_e, y_e) *pour l'ensemble des données 1994-1997.*

événements de DIP courant neutre pour 8.77 ± 1.26 attendus. Néanmoins, avec l'ensemble des données, l'excès observé à grand Q^2 reste intéressant. Il est à noter que pour les 22 événements observés à $Q^2 > 15000$ GeV^2, le $\langle \frac{\delta E}{E} \rangle$ moyen calculé à partir de la méthode ω (cf. section 5.3.1) est de $-2 \pm 0.9\%$ (sans appliquer la nouvelle calibration on obtient $1.7 \pm 1\%$), à l'intérieur des $\pm 3\%$ d'erreur systématique sur l'échelle d'énergie électromagnétique.

7.3.2 Dépendance en M et y

La figure 7.13 résume la situation pour les observables M et y. On peut voir ainsi que pour les petits Q^2 les distributions en M et y sont bien reproduites par la prédiction du modèle standard des DIP, en particulier dans la région des grands y qui est, je le rappelle, dangereuse du point de vue des migrations QED et de la contamination par des événements de photoproduction. Pour $Q_e^2 > 15000$ GeV^2 un excès est toujours observé autour de $M_e \sim 200$ GeV, mais il est dû majoritairement aux événements observés entre 1994 et 1996. On tire les mêmes conclusions des spectres en y pour des petites masses ($100 < M_e < 180$ GeV) et pour les grandes masses ($M_e > 180$ GeV).

Pour étudier plus précisément l'accumulation en masse des événements à grand Q^2, l'équivalent de la table 7.2 pour les données 1997 et 1994-1997 est donné dans la table 7.5. Il y a deux remarques importantes à faire ici. D'une part la nouvelle calibration fait que, pour les données 1994-1996, les fenêtres en masse auxquelles correspond la plus petite probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ ne sont plus centrées en 200 GeV mais plutôt autour de 205 GeV. Ainsi le nombre d'événements dans les données 1994-1996 tels que $y_e > 0.4$ et $|M_e - 200| < 12.5$ GeV est 5 au lieu de 7. D'autre part, si l'on considère l'ensemble des

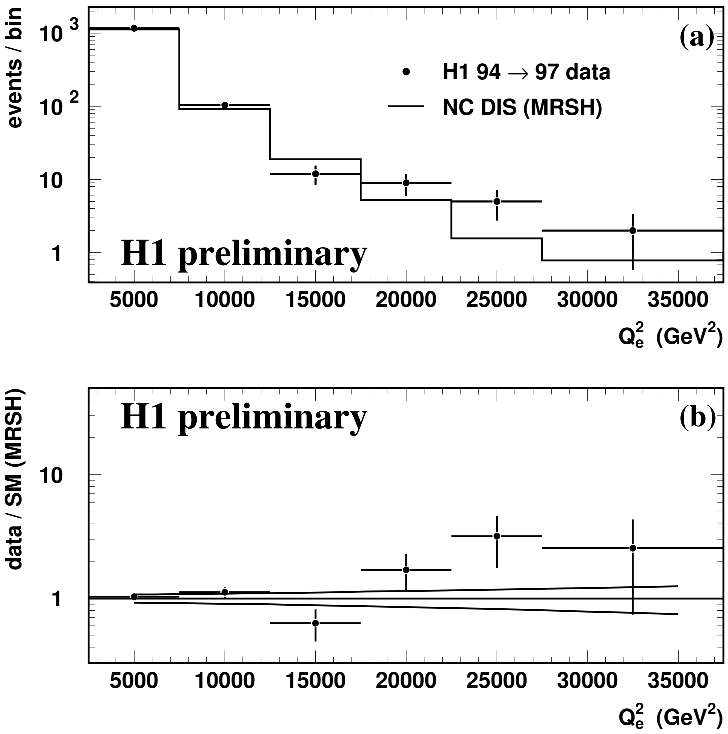

FIG. 7.11 – *(a) Distribution en Q_e^2 des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1994-1997 (points) et la simulation (histogramme); (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de Q_e^2; les lignes entourant la valeur* 1 *correspondent à l'erreur à* $\pm 1\sigma$ *sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP.*

Données 1997						
Q^2_{min} (GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000	25000
N_{obs}	753	178	31	10	4	2
N_{DIP}	758 $\pm$57.9	199.7 $\pm$17.6	32.7 $\pm$3.8	8.77 $\pm$1.26	2.61 $\pm$0.43	0.94 $\pm$0.17
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs.})$	53%	83%	59%	38%	27%	24%

Données 1994-97						
Q^2_{min} (GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000	25000
N_{obs}	1297	322	51	22	10	6
N_{DIP}	1276 $\pm$98	336 $\pm$29.6	55.0 $\pm$6.42	14.8 $\pm$2.13	4.39 $\pm$0.73	1.58 $\pm$0.29
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs.})$	42%	56%	60%	5.9%	1.8%	0.64%

TAB. 7.4 – *Le nombre d'événements courant neutre observés (N_{obs}) et celui prédit par le modèle standard des DIP (N_{DIP}) tels que $Q_e^2 > Q^2_{min}$ pour plusieurs valeurs de Q^2_{min} et la probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ correspondante pour les données 1997 et les données 1994-1997.*

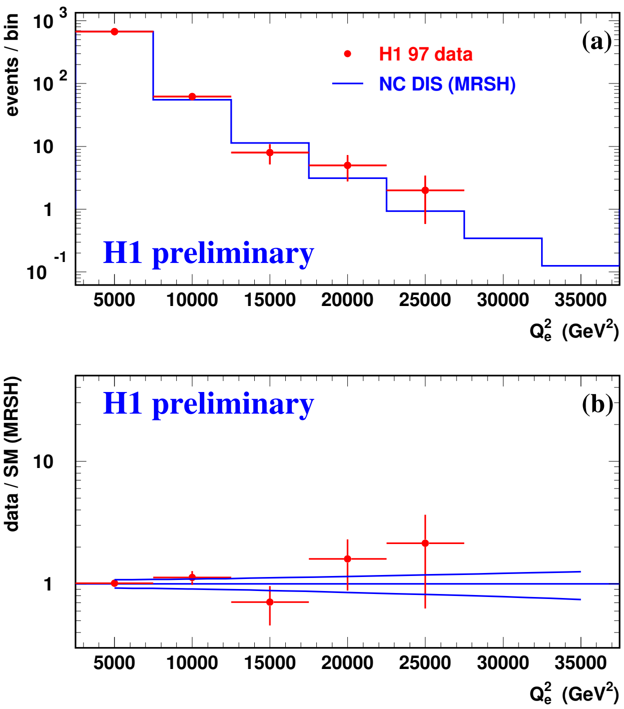

Fig. 7.12 – *(a) Distribution en Q_e^2 des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1997 (points) et la simulation (histogramme); (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de Q_e^2; les lignes entourant la valeur* 1 *correspondent à l'erreur à* $\pm 1\sigma$ *sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP.*

Données 1997				
ΔM_e (GeV)	20	25	30	40
N_{obs}	2	3	3	4
N_{DIP}	1.40 ±0.26	1.74 ±0.32	2.11 ±0.35	2.95 ±0.54
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$	40%	25%	35%	34%
Données 1994-1997				
ΔM_e (GeV)	20	25	30	40
N_{obs}	6	8	8	10
N_{DIP}	2.35 ±0.44	2.94 ±0.54	3.56 ±0.59	4.97 ±0.91
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$	3.8%	1.4%	3.5%	4.2%

Tab. 7.5 – *Nombre d'événements observés et attendus pour* $y_e > 0.4$ *dans des fenêtres en masse centrées en* 200 GeV *et de largeur* ΔM_e *ainsi que les probabilités* $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ *correspondantes, pour les données 1997 (partie haute) et l'ensemble des données 1994-1997 (partie basse).*

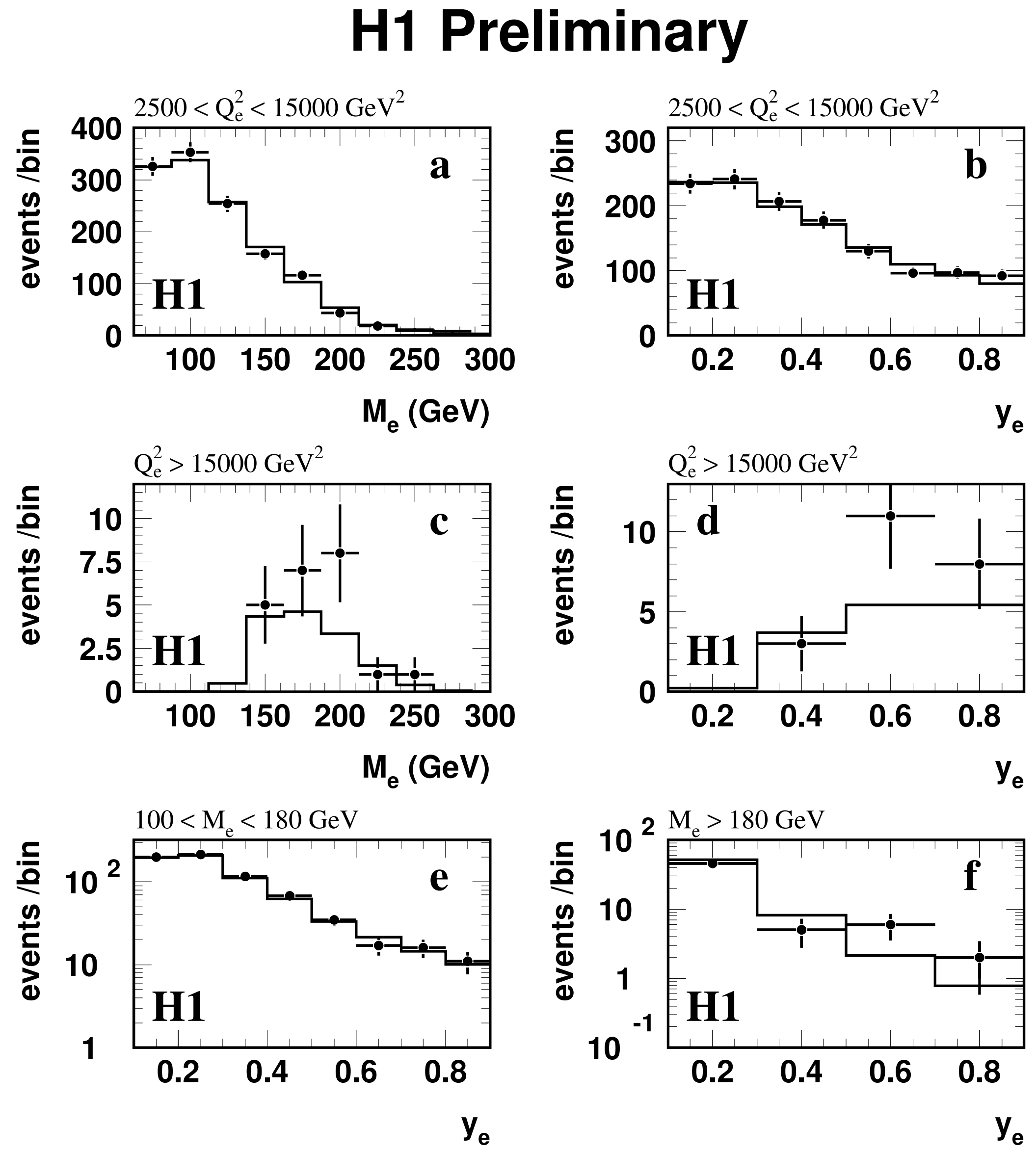

FIG. 7.13 – *Distribution en* M_e *et en* y_e *pour les données 1994-1997 (points) et la prédiction du modèle standard des DIP (histogramme): (a) et (b) pour* $2500 < Q_e^2 < 15000$ GeV^2, *(c) et (d) pour* $Q_e^2 > 15000$ GeV^2*; distribution en* y_e *(e) pour* $M_e < 180$ GeV *et (f) pour* $M_e > 180$ GeV.

données 1994-1997, le nombre d'événements tels que $y_e > 0.4$ et $|M_e - 200| < 12.5$ GeV est 8, que l'on applique ou non la nouvelle sélection et la nouvelle calibration. La table 7.5 montre que l'accumulation d'événements vue dans les données 1994-1996 à grand y et autour de $M_e \sim 200$ GeV n'est pas confirmée par les données 1997 seules.

7.4 Section efficace intégrée $\sigma_{\mathbf{DIP}}(\mathbf{Q}^2 > \mathbf{Q}^2_{\mathbf{min}})$

Les résultats qui viennent d'être présentés ne peuvent pas être comparés directement avec des résultats d'autres expériences. Pour ce faire il faut transformer ces nombres d'événements observés, qui dépendent des coupures appliquées, en des sections efficaces indépendantes de l'analyse et de l'expérience. Nous avons choisi de mesurer les sections efficaces intégrées au-dessus de seuils en Q^2: $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$, où le Q^2 ici est pris au vertex hadronique.

Il faut par conséquent corriger le nombre d'événements observés au dessus d'un seuil en Q^2 pour les problèmes de migration et pour l'efficacité de reconstruction. Cette correction est déterminée à partir d'événements simulés. Lorsque la statistique est importante, il est préférable de travailler avec une grille fine, en (x, Q^2) par exemple, et de calculer les efficacités à l'intérieur de chaque case et les migrations entre cases. Ainsi plus la grille est fine, moins on est sensible à la section efficace théorique qui a permis de générer les événements dont on se sert pour déterminer la correction recherchée. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire à grand Q^2, la statistique est faible (e.g. 10 événements au-dessus de 20000 GeV^2) et il est plus simple de faire cette correction en appliquant un facteur global, comme l'indique la formule suivante:

$$\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min}) = \frac{N_{obs}(Q^2_e > Q^2_{min}) - N_{bdf}(Q^2_e > Q^2_{min})}{\mathcal{L} \times \mathcal{A}} \tag{7.1}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée des données, $N_{obs}(Q^2_e > Q^2_{min})$ le nombre d'événements observés après la sélection et vérifiant $Q^2_e > Q^2_{min}$, N_{bdf} le nombre d'événements non DIP estimé par la simulation, et $\mathcal{A}$ l'acceptance définie par

$$\mathcal{A} = \frac{N^{rec}_{sim}(Q^2_e > Q^2_{min})}{N^{gen}_{sim}(Q^2 > Q^2_{min})} \tag{7.2}$$

où $N^{gen}_{sim}(Q^2 > Q^2_{min})$ est le nombre d'événements simulés à $Q^2 > Q^2_{min}$ et $N^{rec}_{sim}(Q^2_e > Q^2_{min})$ le nombre d'événements simulés qui vérifient les critères de sélection et qui sont reconstruits à $Q^2 > Q^2_{min}$. C'est l'acceptance qui corrige pour l'efficacité et les effets de migration. Celle-ci est déterminée avec des événements simulés qui ont été générés suivant la prédiction du modèle standard. Le fait est que nous avons vu que cette prédiction ne reproduit pas exactement l'observation à grand Q^2. Nous n'avons cependant pas modifié la section efficace générée pour obtenir un accord entre prédiction et observation, car l'important est que, d'une part, la simulation reproduise bien la réponse du détecteur, et que, d'autre part, la méthode soit expliquée clairement afin de pouvoir utiliser correctement les résultats obtenus.

La seule chose qui n'est pas encore définie dans les formules 7.1 et 7.2 est la sélection appliquée. Par définition le résultat ne doit pas en dépendre, mais sa précision en dépendra.

La sélection doit premièrement permettre de maximiser l'acceptance $\mathcal{A}$ afin d'extrapoler au minimum l'observation. Elle doit ensuite minimiser la contamination par d'autres processus que les DIP en courant neutre. Enfin elle doit s'écarter des régions dangereuses du point de vue des migrations. La sélection retenue est celle qui a été décrite dans le chapitre 6, en rajoutant la coupure $E^e_\perp > 25$ GeV afin de pouvoir négliger le bruit de fond. On peut voir sur la figure 7.14 que du point de vue de la cinématique, cette sélection oblige principalement à extrapoler dans la région $y > 0.9$. C'est pourquoi nous allons mesurer les sections efficaces $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$, mais aussi $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 0.9)$.

Les sections efficaces ainsi mesurées sont des sections efficaces radiatives puisqu'elles incluent les effets QED. Afin de remonter au niveau de Born (dans lequel il n'y a pas d'effets QED), on utilise le résultat obtenu avec HECTOR (cf. section 2.3).

La figure 7.15 montre l'acceptance $\mathcal{A}$ en fonction de Q^2_{min} dans le cas où on extrapole dans tout le plan, et dans celui où on se restreint à $y < 0.9$. On peut voir ainsi que dans le deuxième cas elle est proche de 1 à très grand Q^2. La bande indique l'erreur sur $\mathcal{A}$ due à la statistique finie du lot simulé, à l'erreur systématique sur la mesure en énergie de l'état final hadronique, et à celle sur la mesure en énergie du positron qui domine complètement. Compte tenu du nombre d'événements observés, l'erreur sur la section efficace a été évaluée en séparant la partie poissonnienne due à N_{obs}, et l'erreur sur $(\mathcal{L} \times \mathcal{A})$.

Pour chaque seuil en Q^2, on définit $\mathcal{F} = \mathcal{L} \times \mathcal{A}$ et son erreur gaussienne $\frac{\delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} = \frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \oplus \frac{\delta\mathcal{A}}{\mathcal{A}}$. On a alors:

$$\sigma = N_{obs}/\mathcal{F}$$

Si l'erreur $\delta\mathcal{F}$ était nulle, on pourrait définir la densité de probabilité sur σ par:

$$\mathcal{P}(\sigma) = \mathcal{F} \times p(N_{obs}; \sigma\mathcal{F})$$

où $p(k;x)$ est la probabilité de Poisson d'observer k événements quand le nombre d'événements attendus est x, i.e. $p(k;x) = \exp^{-x} x^k/k!$.

On tient compte de l'erreur sur $\mathcal{F}$ en convoluant cette densité avec la gaussienne de moyenne $\mathcal{F}$ et de largeur $\delta\mathcal{F}$:

$$\mathcal{P}(\sigma) = \int du \;\; G(u; \mathcal{F}, \delta\mathcal{F}) \times u \times p(N_{obs}; \sigma u)$$

On obtient alors l'intervalle de confiance à 68% $[\sigma_-, \sigma_+]$ par:

$$\int_0^{\sigma_-} d\sigma \mathcal{P}(\sigma) = \int_{\sigma_+}^{+\infty} d\sigma \mathcal{P}(\sigma) = 0.16$$

Ces sections efficaces ont d'abord été mesurées avec une partie des données 1997 (ce qui correspondait en tout à une luminosité de 23.7 pb^{-1}) [5]. La sélection utilisée était alors celle de l'analyse 1994-1996. Elles ont été ensuite mesurées avec l'ensemble des données 1994-1997. Les résultats sont résumés dans les tables 7.6 et 7.7. La première donne la section efficace radiative $\sigma_{rad}(Q^2 > Q^2_{min})$ et la seconde la section efficace de Born $\sigma_{Born}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 0.9)$ pour les deux mesures. Le gain en statistique entre les

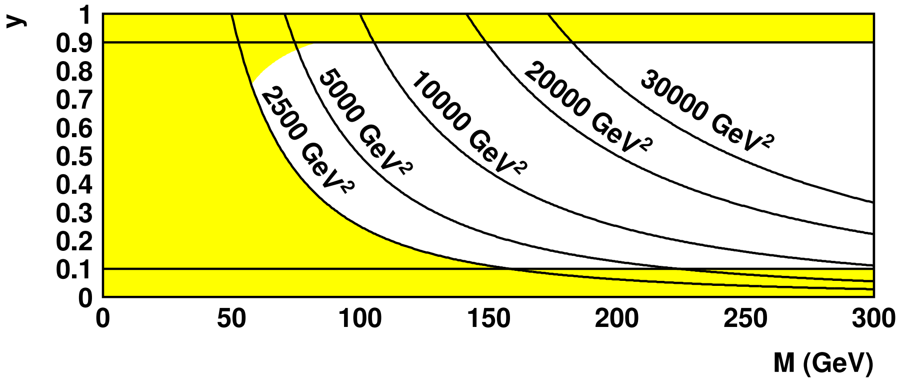

FIG. 7.14 – *Sélection utilisée pour la détermination de* $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$ *dans le plan* (M, y)*. Les lignes montrent les contours à* Q^2 *fixe pour différentes valeurs de* Q^2 *(indiquées sur la figure).*

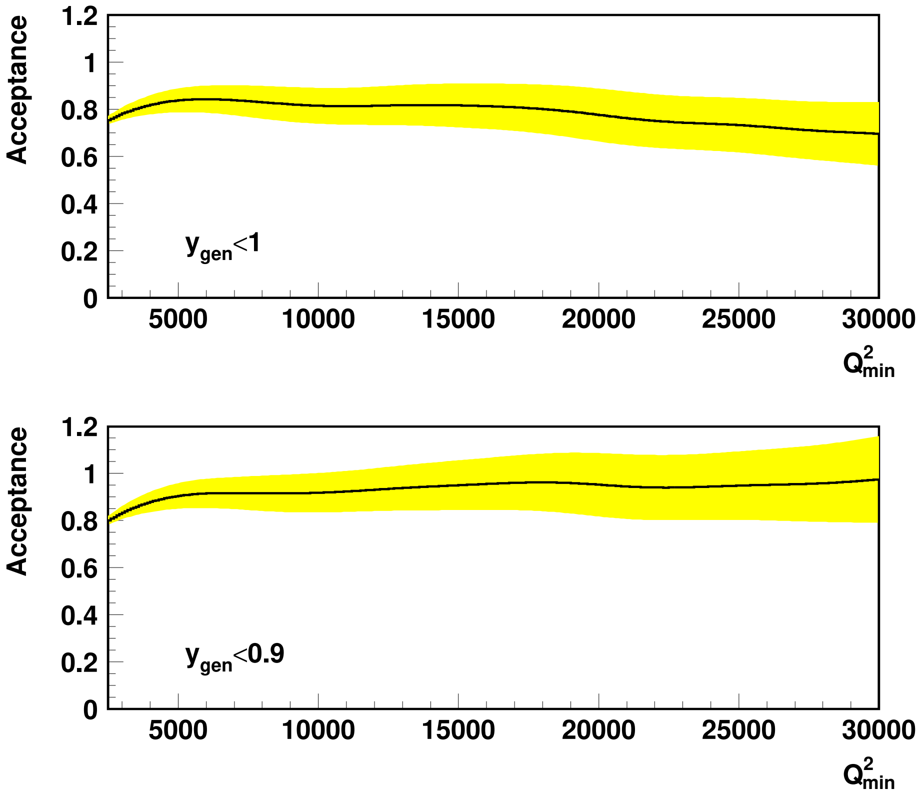

FIG. 7.15 – *Acceptance* $\mathcal{A}$ *en fonction de* Q^2_{min} *pour: (haut) la détermination de* $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$*; (bas) la détermination de* $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 0.9)$*. La ligne indique l'acceptance* $\mathcal{A}$ *et la bande indique l'erreur sur* $\mathcal{A}$*.*

$\sigma_{rad}(Q^2_{prop} > Q^2_{min})$			
Q^2_{min}	σ_{MRSH}	$\sigma_{H1}(23.7\ \mathrm{pb}^{-1})$	$\sigma_{H1}(37.04\ \mathrm{pb}^{-1})$
2500	43.7	$43.3^{+4.6}_{-3.9}$	$43.84^{+1.73}_{-1.73}$
5000	10.6	$10.3^{+1.4}_{-1.2}$	$10.22^{+0.96}_{-0.96}$
10000	1.79	$1.66^{+0.42}_{-0.33}$	$1.72^{+0.31}_{-0.27}$
15000	0.49	$0.93^{+0.32}_{-0.24}$	$0.75^{+0.20}_{-0.17}$
20000	0.161	$0.42^{+0.21}_{-0.15}$	$0.38^{+0.16}_{-0.12}$
25000	0.059	$0.28^{+0.19}_{-0.12}$	$0.24^{+0.12}_{-0.09}$
30000	0.023	$0.21^{+0.24}_{-0.21}$	$0.10^{+0.085}_{-0.053}$

TAB. 7.6 – *Section efficace radiative de DIP en courant neutre* $\sigma_{rad}(Q^2 > Q^2_{min})$*. Les colonnes correspondent, dans l'ordre, au seuil* Q^2_{min}*, à la prédiction du modèle standard en utilisant la paramétrisation MRSH, à la section efficace mesurée avec* $\mathcal{L} = 23.7$ pb^{-1} *(voir texte) et à celle mesurée avec toutes les données 1994-1997.*

$\sigma_{Born}(Q^2_{prop} > Q^2_{min}, y_{prop} < 0.9)$			
Q^2_{min}	σ_{MRSH}	$\sigma_{H1}(23.7\ \mathrm{pb}^{-1})$	$\sigma_{H1}(37.04\ \mathrm{pb}^{-1})$
2500	38.62	$38.35^{+2.84}_{-2.84}$	$37.93^{+1.58}_{-1.58}$
5000	9.03	$8.86^{+1.02}_{-1.02}$	$8.69^{+0.77}_{-0.77}$
10000	1.46	$1.40^{+0.30}_{-0.27}$	$1.40^{+0.25}_{-0.22}$
15000	0.38	$0.78^{+0.22}_{-0.20}$	$0.59^{+0.15}_{-0.13}$
20000	0.117	$0.343^{+0.146}_{-0.125}$	$0.280^{+0.105}_{-0.082}$
25000	0.040	$0.210^{+0.112}_{-0.091}$	$0.168^{+0.083}_{-0.060}$
30000	0.014	$0.124^{+0.087}_{-0.064}$	$0.067^{+0.053}_{-0.033}$

TAB. 7.7 – *Section efficace de Born de DIP en courant neutre* $\sigma_{Born}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 0.9)$*. Les colonnes correspondent, dans l'ordre, au seuil* Q^2_{min}*, à la prédiction du modèle standard en utilisant la paramétrisation MRSH, à la section efficace mesurée avec* $\mathcal{L} = 23.7$ pb^{-1} *(voir texte) et à celle mesurée avec toutes les données 1994-1997.*

deux est dû à la fois à la plus grande statistique et à l'augmentation de l'acceptance. Les résultats montrent qu'il y a un bon accord à petit Q^2 entre la prédiction et l'observation, et qu'à grand Q^2 les sections efficaces mesurées tendent vers les valeurs prédites par le modèle standard des DIP.

7.5 Analyse en courant chargé

7.5.1 Analyse des données 1994-1996

L'analyse de la DIP en courant chargé est intrinsèquement intéressante, mais elle devient d'autant plus intéressante lorsqu'une déviation est observée en courant neutre puisque, si celle-ci est due à une nouvelle physique ou à un problème de connaissance du contenu du proton, cela peut avoir des effets observables en courant chargé.

L'analyse a sélectionné 31 candidats de DIP en courant chargé au dessus de $Q_h^2 >$ 2500 GeV^2 en bon accord avec 34.2 ± 5.8 événements prédits par le modèle standard des DIP. La situation est clairement différente de celle en courant neutre puisque la statistique est faible et l'erreur est importante. Il n'est donc pas possible de faire une analyse très détaillée et nous allons nous tourner tout de suite vers les variables intéressantes.

La figure 7.16 montre le spectre en Q_h^2 de ces 31 candidats et celui prédit par le modèle standard des DIP. L'erreur totale est grande et est complètement dominée par l'incertitude sur l'échelle en énergie hadronique. Elle varie de 12% à $Q_h^2 \sim 5000$ GeV^2 jusqu'à 60% à $Q_h^2 \sim 30000$ GeV^2. A l'intérieur de cette erreur la distribution mesurée est reproduite en forme et en normalisation absolue. La table 7.8 donne l'équivalent en courant chargé de la table 7.1, c'est-à-dire le nombre d'événements observés et attendus au-dessus de plusieurs seuils en Q^2 et la probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ que, dans le cadre du modèle standard des DIP, le nombre N d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre N_{obs} d'événements observés dans les données. A $Q_h^2 > 15000$ GeV^2, on observe 4 événements pour 1.77 ± 0.87 attendus, ce qui correspond à une probabilité $\mathcal{P}(N \geq N_{obs}) = 14\%$. Un léger excès à grand Q^2 est donc également observé en courant chargé, mais cette mesure peu précise ne permet pas vraiment d'apporter une information complémentaire à celle faite en courant neutre. Il est donc indispensable d'inclure les données 1997 pour gagner en précision, au moins d'un point de vue statistique.

Q^2_{min}(GeV^2)	2500	5000	10000	15000	20000
N_{obs}	31	24	10	4	3
N_{DIP}	34.2 ± 5.8	21.1 ± 4.2	5.07 ± 1.88	1.77 ± 0.87	0.74 ± 0.39
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$	0.64	0.31	7×10^{-2}	0.14	5.4×10^{-2}

TAB. 7.8 – *Le nombre d'événements observés (N_{obs}) dans les données 1994-1996 et celui prédit par le modèle standard des DIP en courant chargé (N_{DIP}) tels que $Q_h^2 > Q^2_{min}$ pour plusieurs valeurs de Q^2_{min}; $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ est la probabilité que, dans le cadre de ce modèle, le nombre N d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre d'événements observés dans les données N_{obs}.*

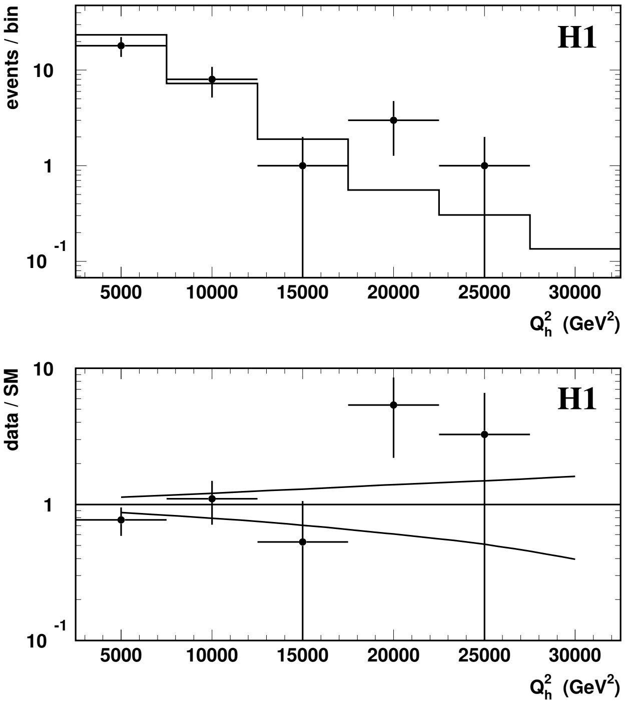

FIG. 7.16 – *(a) Distribution en Q_h^2 des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1994-1996 (points) et la simulation (histogramme); (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de Q_h^2; les lignes entourant la valeur* 1 *correspondent à l'erreur à* $\pm 1\sigma$ *sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP.*

7.5.2 Analyse des données 1994-1997

Dans les données 1994-1997, 100 événements courant chargé vérifiant $Q_h^2 > 2500$ GeV^2 sont sélectionnés, pour 95.3±16.7 attendus. La figure 7.17 montre comment sont distribués ces événements dans le plan (M_h, y_h).

La figure 7.18 montre les distributions en $P_\perp^{manquant}$, en M_h et en y_h. On voit que dans l'ensemble ces distributions sont bien reproduites. La figure 7.20 montre la distribution en Q_h^2 de ces événements et la prédiction du modèle standard des DIP. Les pas de l'histogramme ont été choisis pour que la stabilité (c'est-à-dire la fraction du nombre d'événements reconstruits dans un bin qui ont été générés dans ce bin) dans chaque bin soit supérieure à 25%[1]. On voit que les données et la prédiction sont compatibles à l'intérieur des erreurs, mais qu'à grand Q^2 la prédiction sous-estime toujours l'observation. La table 7.9 permet de quantifier cet excès. On voit ainsi que pour $Q_h^2 > 7500$ GeV^2, on observe 41 événements pour 27.6 ± 8.4 attendus. Un événement à très grand Q_h^2 est représentée dans la figure 7.19. Sa topologie à un seul jet est typique de celle des événements à $M_h > 180$ GeV et à $y_h > 0.4$ qui ne présentent qu'un seul jet avec une impulsion transverse supérieure à

---

[1] Le choix des pas de l'histogramme a été pris avec le groupe de travail qui détermine la section efficace de DIP en courant chargé.

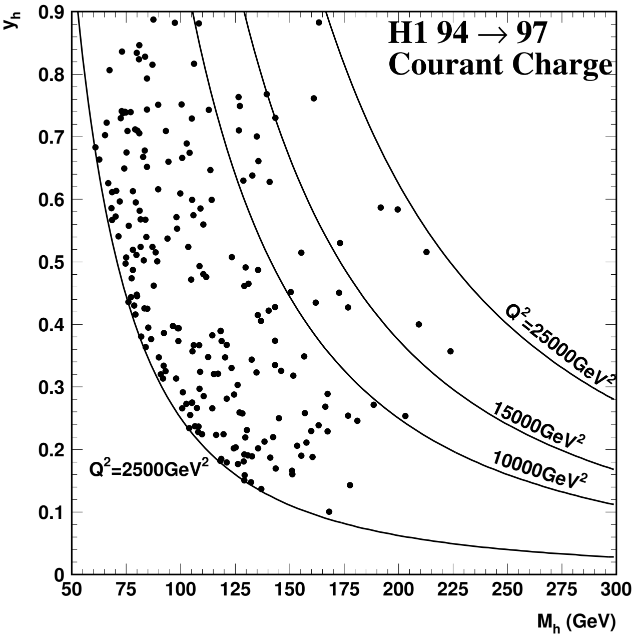

FIG. 7.17 – *Distribution des candidats de DIP courant chargé sélectionnés dans le plan* (M_h, y_h) *pour l'ensemble des données 1994-1997.*

5 GeV. Il est à noter que les événements à grand Q^2 ne présentent pas d'accumulation en masse. L'analyse en courant chargé est limitée en précision par l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique. L'amélioration récente de la calibration électromagnétique devrait permettre dans un futur proche une meilleure connaissance de l'échelle d'énergie hadronique, et par conséquent réduire l'incertitude de la prédiction à grand Q^2. Le léger excès observé à grand Q^2 en courant chargé pourrait ainsi se révéler encore plus intéressant.

Q^2_{min}(GeV^2)	2500	7500	15000
N_{obs}	100	41	9
N_{DIP}	95.3 ±16.7	27.6 ±8.4	5.07 ±2.8
$\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$	0.40	0.09	0.17

TAB. 7.9 – *Le nombre d'événements observés* (N_{obs}) *pour les données 1994-1997 et celui prédit par le modèle standard des DIP en courant chargé* (N_{DIP}) *tels que* $Q^2_h > Q^2_{min}$ *pour plusieurs valeurs de* Q^2_{min}*;* $\mathcal{P}(N \geq N_{obs})$ *est la probabilité que, dans le cadre de ce modèle, le nombre* N *d'événements mesurés dans une expérience aléatoire soit égal ou supérieur au nombre d'événements observés dans les données* N_{obs}.

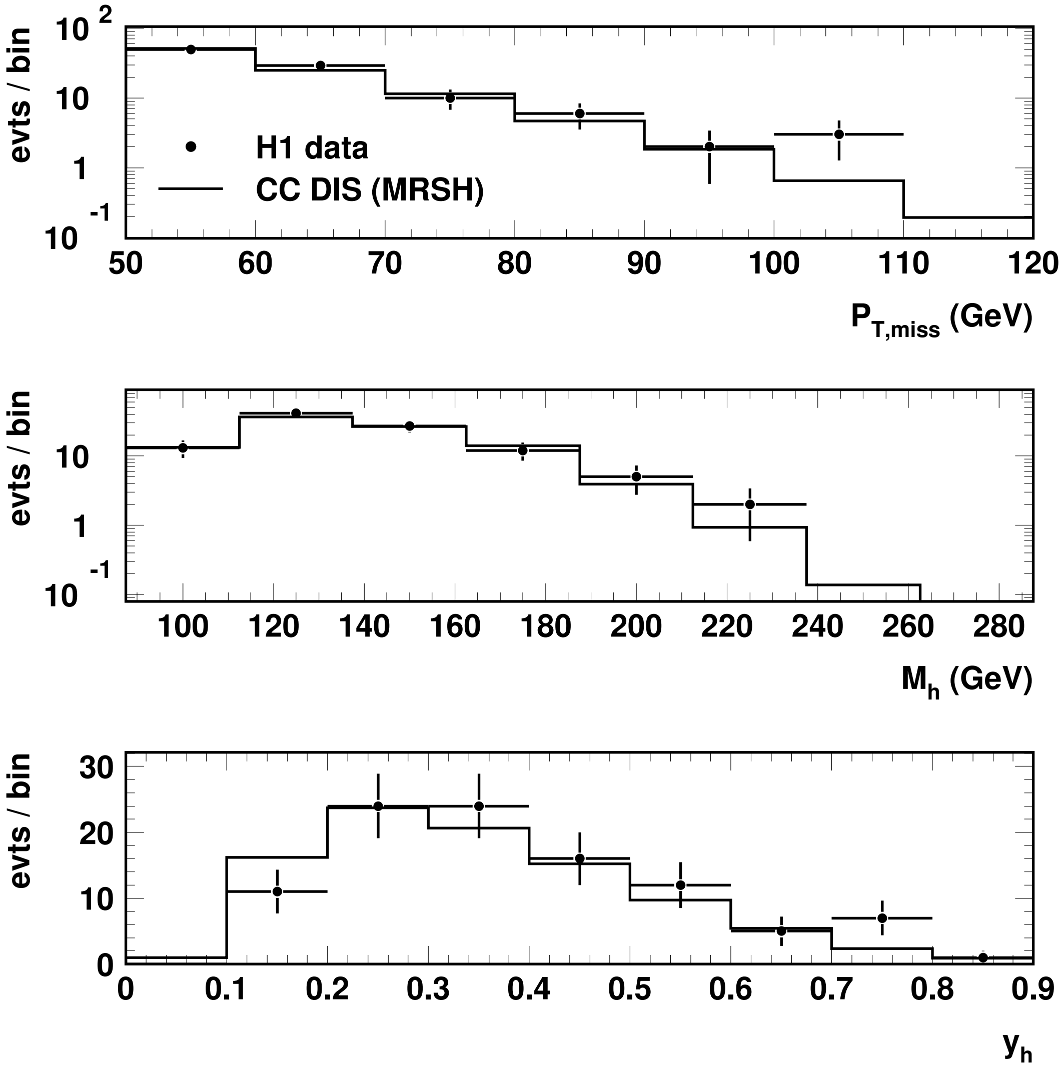

FIG. 7.18 – *(a) Distribution en* $P_\perp^{manquant}$, M_h *et* y_h *des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1994-1997 (points) et la simulation (histogramme).*

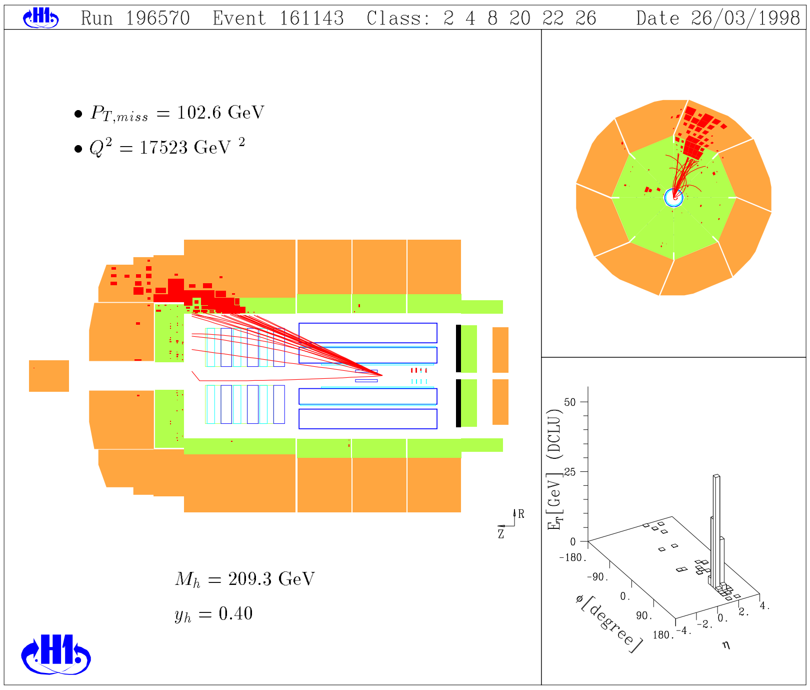

FIG. 7.19 – *Représentation d'un candidat de DIP en courant chargé vérifiant* $Q_h^2 > 15000$ GeV^2.

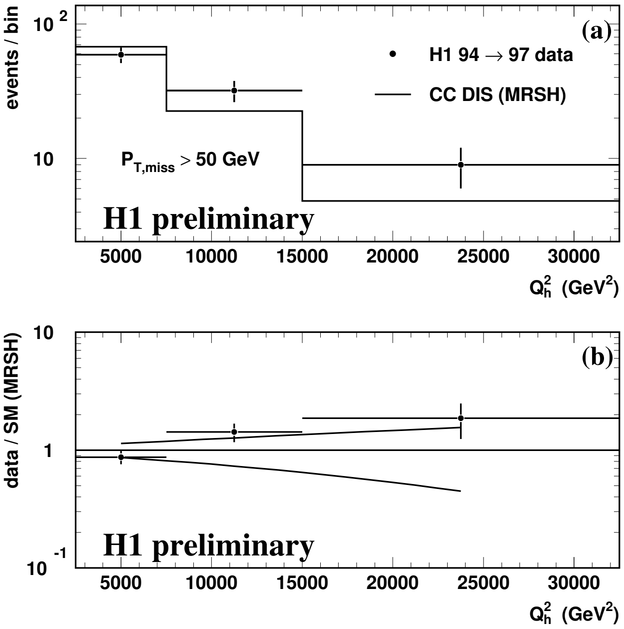

FIG. 7.20 – *(a) Distribution en* Q_h^2 *des candidats de DIP sélectionnés dans les données 1994-1997 (points) et la simulation (histogramme); (b) ratio du nombre d'événements observés sur attendus en fonction de* Q_h^2*; les lignes entourant la valeur 1 correspondent à l'erreur à* $\pm 1\sigma$ *sur ce ratio provenant de l'incertitude sur la prédiction du modèle standard des DIP.*

Nous venons de voir dans ce chapitre que l'analyse 1994-1997 a mis en évidence, en courant neutre et courant chargé, un excès d'événements par rapport à la prédiction du modèle standard des DIP. Cet excès, bien que moins significatif que pour les données 1994-1996, reste cependant intéressant. Il est donc pertinent d'examiner brièvement les principaux résultats de l'expérience ZEUS dans ce domaine cinématique, ce qui va faire l'objet de la section suivante.

7.6 Principaux résultats de ZEUS

En février 1997, la collaboration ZEUS a publié les résultats de son analyse à $Q^2 > 5000$ GeV^2 pour les données 1994-1996 [6]. Les distributions en Q^2 et en x sont représentées dans la figure 7.21. Les conclusions de cette analyse reposant sur une luminosité intégrée de 20.1 pb^{-1} sont:

- Il y a un bon accord entre l'observation et la prédiction du modèle standard des DIP pour $Q^2_{DA} < 15000$ GeV^2;
- au-dessus de 35000 GeV^2 ZEUS observe deux événements pour 0.145 ± 0.013 attendus. La probabilité qu'une telle fluctuation soit observée pour un Q^2_{min} quelconque est de 6%;
- en termes de M et y, 4 événements sont observés à $M_{DA} > 222.5$ GeV et $y > 0.25$ pour 0.91 ± 0.08 attendus, ce qui correspond à une probabilité de 0.72%.

Une mise à jour de ces résultats ($\mathcal{L} = 33.5$ pb^{-1}) a été montrée lors des conférences de l'été 1997 [7] [5]. La comparaison de l'observation en fonction de Q^2 a été faite via la détermination des sections efficaces $\sigma(Q^2 > Q^2_{min})$ (cf. section 7.4). La figure 7.22 montre les sections efficaces $\sigma_{rad}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 1)$ mesurées par H1 et ZEUS et celle prédite par le modèle standard des DIP (les densités de partons utilisées sont celle de MRS(A)). De cette figure on en conclut que les résultats de H1 et ZEUS sont compatibles. En termes de M et y, les régions où l'excès observé est le plus grand ne semblent pas être identiques comme le montre la table suivante:

		$\lvert M - 200\rvert < 12.5$ GeV $y > 0.4$	$M > 222.5$ GeV $y > 0.25$
H1	N_{obs}	8	1
	N_{att}	1.53 ± 0.29	0.8 ± 0.02
ZEUS	N_{obs}	3	5
	N_{att}	2.92 ± 0.24	1.51 ± 0.13

Une comparaison plus détaillée de ces événements à grande masse et grand y aboutit à la même conclusion [8].

Les résultats de ZEUS incluant toutes les données 1997 ($\mathcal{L} = 46.6$ pb^{-1}) ont été récemment présentés [9]. Les résultats en courant neutre (cf. figure 7.23) sont compatibles avec la

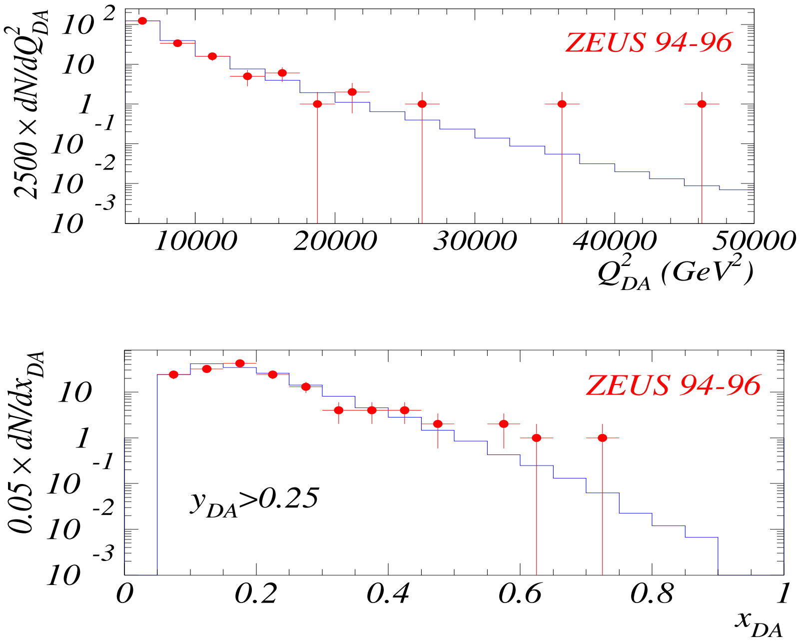

FIG. 7.21 – *Résultats de l'analyse courant neutre à* $Q^2 > 5000$ GeV^2 *de la collaboration ZEUS: distribution en* Q^2 *(en haut) des données (symboles) et de la prédiction du modèle standard des DIP (histogramme); et distribution en* x *pour* $y > 0.25$ *(en bas).*

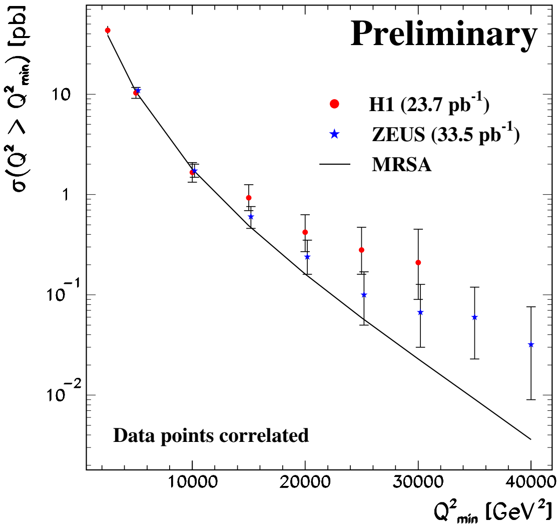

FIG. 7.22 – *Section efficace* $\sigma_{rad}(Q^2 > Q^2_{min}, y < 1)$ *mesurées par H1 et ZEUS et celle prédite par le modèle standard des DIP (MRS(A)).*

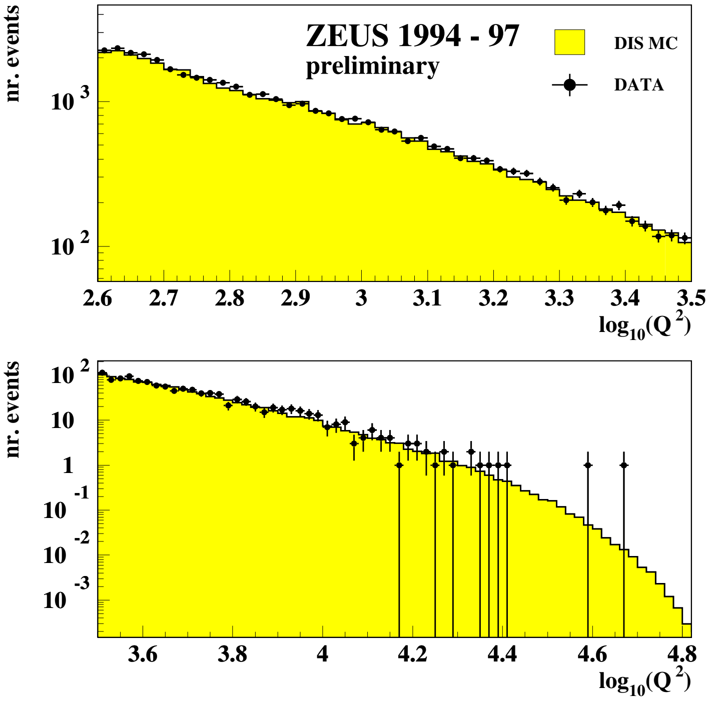

FIG. 7.23 – *Résultats de l'analyse courant neutre de la collaboration ZEUS: distribution en Q^2 des données (symboles) et de la prédiction du modèle standard des DIP (histogramme).*

prédiction du modèle standard des DIP: les données prises en 1997 ne confirment pas l'excès à grand Q^2 vu dans les données 1994-1996. En courant chargé, ZEUS observe 8 événements à $Q^2 > 15000$ GeV^2 pour $3.9^{+1.9}_{-1.6}$ attendus.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Z. Phys. C74 (1997) 191.

[2] Ph. Bruel, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

[3] E.W.N. Glover *et al.*, Phys. Lett. B381 (1996) 353.

[4] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 438;
G.C. Blazey, DØ Collaboration, Compte rendu des $31^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1996) (à paraître).

[5] E. Elsen, Proceedins of the International Europhysics Conference on High Energy Physics (1997), to be published.

[6] ZEUS Collaboration, J. Breitweg *et al.*, Z. Phys. C74 (1997) 207.

[7] B. Straub, Proceedings of the 18^{th} International Symposium on Lepton Photon Interactions LP97, Hamburg (1997).

[8] U. Bassler et G. Bernardi, Z. Phys. C76 (1997) 223.

[9] A. Quadt, séminaire DESY (13 mars 1998);
M. Kuze, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

Chapitre 8

Interprétations et contraintes

Je vais dans la première partie de ce chapitre faire la revue des explications possibles et des contraintes existantes pour un excès à grand Q^2 à HERA, ce qui permettra de préciser la sensibilité de HERA à des effets dépassant le cadre du modèle standard des DIP. La deuxième partie est consacrée à la détermination de domaines d'exclusion pour la production de leptoquarks et de squarks à HERA reposant sur les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres précédents.

8.1 Interprétations et contraintes pour un excès à grand $\mathbf{Q}^2$

Les deux collaborations H1 et ZEUS ayant observé un excès d'événements dans le domaine jusque-là inexploré des grands Q^2, un travail théorique et phénoménologique important a été fourni pour tenter d'expliquer un tel excès(dans cette section, l'excès observé dans les données 1994-1996 servira de référence). Je vais résumer ici les différentes solutions envisagées. Pour une revue globale je renvoie le lecteur aux références [1, 2, 3, 4, 5].

8.1.1 Structure "exotique" pour le proton

Expliquer un excès à grand Q^2 tout en restant dans le cadre du Modèle Standard implique de modifier les densités de partons, qui sont les seuls ingrédients du modèle standard des DIP qui ne sont pas prédits par le Modèle Standard. En modifiant les densités de partons à $x \approx 1$ et petit Q^2 (≈ 2 GeV^2), il est possible d'augmenter la section efficace de DIP à $Q^2 \gtrsim 15000$ GeV^2 et $x \gtrsim 0.4$ de par le mécanisme d'évolution des densités de partons en fonction de Q^2 [6].

Il est difficile dans cette région des très grands x et petits Q^2 de prédire précisément les sections efficaces observables à partir des densités de partons. Des effets non perturbatifs apparaissent ("twists" supérieurs) et cette région correspond à des valeurs de $W^2 \lesssim 4$ GeV^2 où la contribution des résonances est importante. C'est pourquoi seules les données à $x < 0.75$ sont utilisées pour déterminer les densités "standards" de partons.

Par conséquent, si l'on veut modifier ces densités de partons, il faut le faire à $x > 0.75$. Des données existent dans cette région [7] mais à petit W^2, c'est-à-dire dans la région des résonances, pour laquelle il existe une relation empirique [8] (expliquée dans le cadre de QCD [9]) entre la partie inélastique de la section efficace et celle due aux résonances. Bien que cette relation ne soit pas exacte, elle contraint les densités de partons dans cette région [10]. Les autres contraintes proviennent, de par l'évolution à grand Q^2, des données du TeVatron et de HERA (DIP en courant neutre et chargé, faisceaux e^-p et e^+p). En prenant en compte ces contraintes, il n'est pas possible de modifier les densités de partons pour expliquer un excès important à $Q^2 > 15000$ GeV^2, même en considérant les solutions qui font intervenir une composante $c\bar{c}$ intrinsèque dans le proton [11].

Par conséquent, afin d'expliquer un excès à grand Q^2 qui ne serait pas une fluctuation statistique, il faut sortir du cadre du Modèle Standard.

8.1.2 Interaction de contact

Si l'on attribue l'excès observé à la manifestation d'une physique au-delà du Modèle Standard, il pourrait s'agir de l'échange virtuel ou de la production directe d'une nouvelle particule. Nous allons ici traiter le premier cas.

L'échange virtuel d'une particule de masse $\gg \sqrt{s}$ se manifeste à l'échelle d'énergie de HERA par une interaction de contact $eeqq$ dans le cas courant neutre. Il est à noter que dans ce cas, il est possible d'expliquer un excès en Q^2, mais pas un pic en masse. Le lagrangien effectif conventionnel d'une telle interaction de contact est le suivant [12]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \ & \textstyle\sum_q \ (\eta_{LL}(\overline{e_L}\gamma_\mu e_L)(\overline{q_L}\gamma^\mu q_L) + \eta_{RR}(\overline{e_R}\gamma_\mu e_R)(\overline{q_R}\gamma^\mu q_R) \\ & + \ \eta_{LR}(\overline{e_L}\gamma_\mu e_L)(\overline{q_R}\gamma^\mu q_R) + \eta_{RL}(\overline{e_R}\gamma_\mu e_R)(\overline{q_L}\gamma^\mu q_L))\end{aligned}$$

où les coefficients η sont exprimés usuellement sous la forme $\eta = \epsilon 4\pi/\Lambda^2$. Le facteur de signe $\epsilon = \pm 1$ permet une interférence avec les échanges standards (γ et Z^0) qui peut être positive ou négative. Λ représente l'échelle de masse de la nouvelle particule échangée ou, dans les modèles composites, l'échelle de sous-structure. Des hypothèses de symétries qui pourraient être vérifiées à très grande échelle (comme par exemple $SU(2) \times U(1)$ ou universalité entre fermions) relient les coefficients $\eta^{lq}_{\alpha\beta}$ entre eux. Des solutions permettant d'expliquer l'excès à grand Q^2 existent, comme par exemple [13] $\eta^{eu}_{RL} = \eta^{eu}_{LR} = 1.4$ TeV^{-2} ou $\eta^{eu}_{RL} = -\eta^{eu}_{LR} = 2.6$ TeV^{-2}.

Les contraintes sur ces coefficients proviennent des expériences où dans l'état initial il y a des paires e^+e^-, eq ou qq, c'est-à-dire principalement du TeVatron, LEP, SLD, des expériences de diffusion électron-nucléon et de violation de la parité dans les atomes (APV). En tenant compte des contraintes existantes, les déviations maximales admissibles ne pourraient rendre compte de l'excès observé dans les données 1994-1996 mais les solutions possibles demeurent tout à fait intéressantes compte tenu de l'effet atténué pour l'ensemble des données 1994-1997. Cela est dû en particulier à la complémentarité de HERA et du TeVatron, comme l'illustre la figure 8.1 qui montre d'une part la section efficace $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$ en courant neutre à HERA et d'autre part la section efficace Drell-Yan

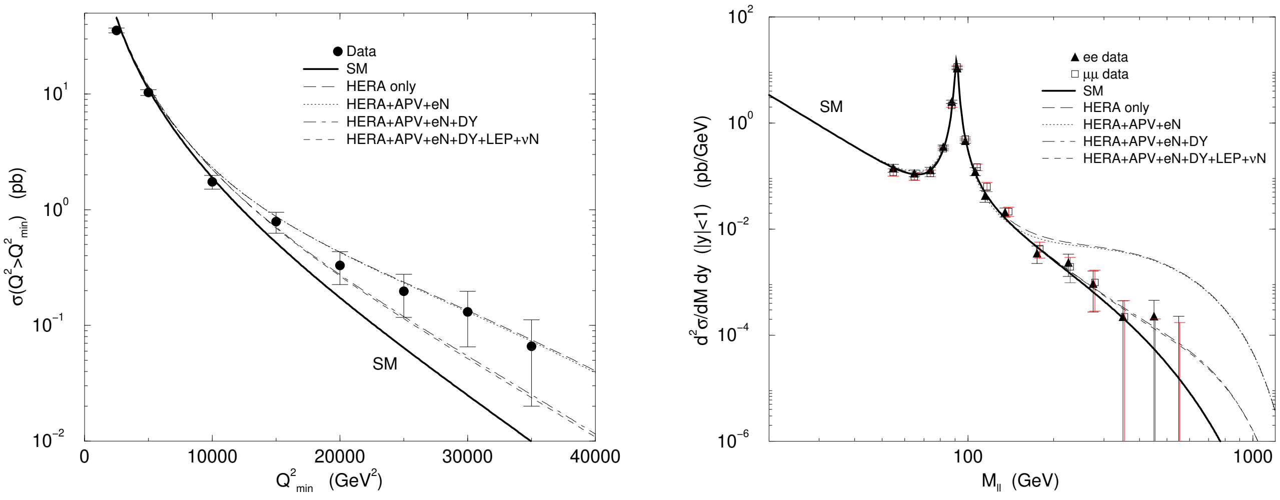

FIG. 8.1 – *A gauche: section efficace $\sigma_{DIP}(Q^2 > Q^2_{min})$ en courant neutre mesurée à HERA (les résultats de H1 et de ZEUS ont été combinés par les auteurs de la référence [12]) et prédite par le Modèle Standard. A droite: section efficace de Drell-Yan $p\bar{p} \to l^+l^-X$ (où $l = e$ ou μ) mesurée au TeVatron et prédite par le Modèle Standard. Dans chaque cas les différentes courbes correspondent à la prédiction du Modèle Standard plus le terme d'interaction de contact qui permet le meilleur ajustement en prenant en compte différents ensembles de données, comme indiqué sur les figures. Ces figures proviennent de la référence [12].*

$p\bar{p} \to l^+l^-X$ (où $l^+l^- = e^+e^-$ ou $\mu^+\mu^-$) au TeVatron. Pour ces deux processus les sections efficaces mesurées (à HERA ou au TeVatron) et prédites dans le cadre du Modèle Standard sont indiquées, ainsi que les prédictions des “meilleures solutions” d'interaction de contact obtenues en prenant en compte les contraintes existantes une à une.

Parce que l'existence d'une interaction de contact proviendrait d'une théorie dont l'échelle d'énergie serait bien au-delà de l'échelle de la brisure électrofaible, il serait naturel de supposer qu'elle doit vérifier la symétrie $SU(2) \times U(1)$. Il semble impossible dans ce cas d'éviter les contraintes très sévères imposées par l'universalité lepton-hadron des courants faibles chargés ou par l'universalité électron-muon dans les désintégrations des pions chargés [14].

8.1.3 Production résonnante d'un boson “lepto-quark”

Cette hypothèse est tout à fait reliée à ce travail de thèse et a fait l'objet d'une discussion détaillée au chapitre 3. Nous avons vu que la mise en évidence d'une résonance pourrait correspondre à la production d'un leptoquark ou d'un squark en supersymétrie avec violation de la R-parité. La figure 8.2 montre la comparaison des données de H1 prises entre 1994 et 1996 avec la superposition de la prédiction du modèle standard des DIP et du signal d'une résonance scalaire de masse $M_{LQ} = 200$ GeV. On voit qu'une telle hypothèse permettrait de reproduire les caractéristiques de l'excès observé à grande masse et grand

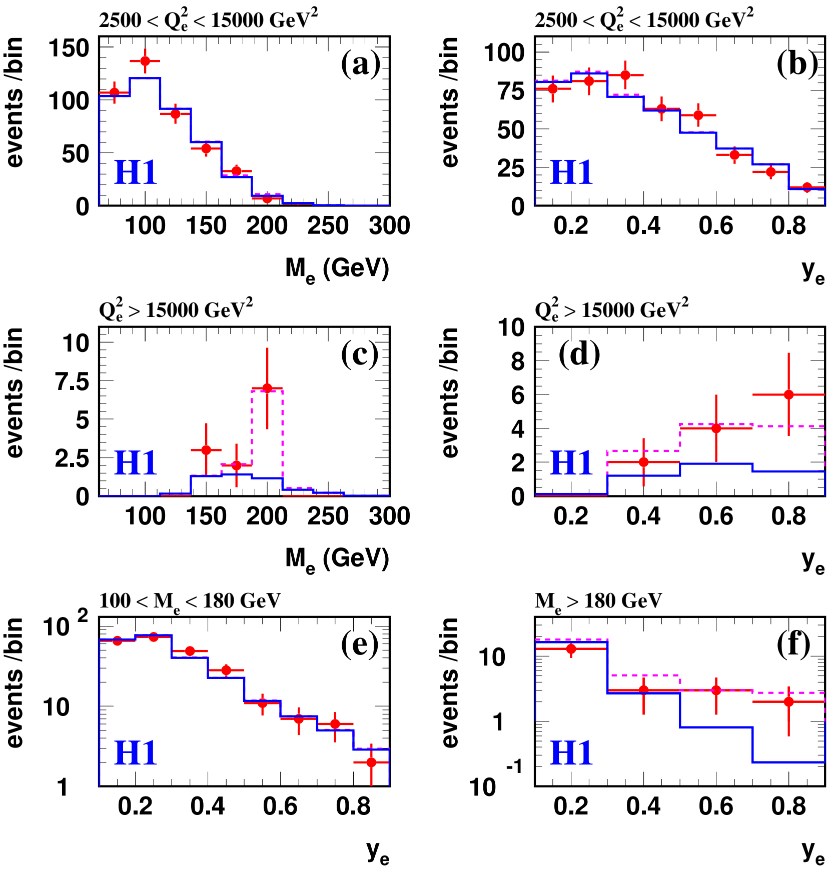

FIG. 8.2 – *Distribution en* M_e *et en* y_e *pour les données (points), pour la prédiction du modèle standard des DIP (trait plein) et en additionnant à cette prédiction la contribution d'un leptoquark de masse* $M_{LQ} = 200$ GeV *(traits pointillés): (a) et (b) pour* $2500 < Q_e^2 < 15000$ GeV^2*, (c) et (d) pour* $Q_e^2 > 15000$ GeV^2*; distribution en* y_e *(e) pour* $M_e < 180$ GeV *et (f) pour* $M_e > 180$ GeV.

y. La figure 8.3 montre de plus qu'elle rendrait compte de l'évolution de l'excès observé à $M_e \sim 200$ GeV en fonction de la coupure sur y_e. Il est à noter que l'étalement en masse des 7 événements à $y_e > 0.4$ et $M_e > 180$ GeV est compatible avec celui attendu pour une résonance. Dans le cas d'une résonance "lepto-quark" produite via un couplage de Yukawa λ, il nous faut satisfaire aux contraintes existantes dans le plan (M, λ) en tenant compte des hypothèses sur la saveur du quark participant à la production et sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ dans une des voies étudiées ici (eq ou νq).

La contrainte directe la plus forte provient du TeVatron, où ces objets seraient de façon prédominante produits par paire via annihilation $q\bar{q}$ ou fusion gluon-gluon. Dans ce cas les couplages intervenants sont connus puisqu'il s'agit des couplages de jauges aux gluons. Pour ces processus dominants [15] la section efficace de production est par conséquent indépendante de la structure du secteur faible de la nouvelle physique. Ainsi le type de saveur de quark auquel se couple le leptoquark n'intervient pas. La situation pour

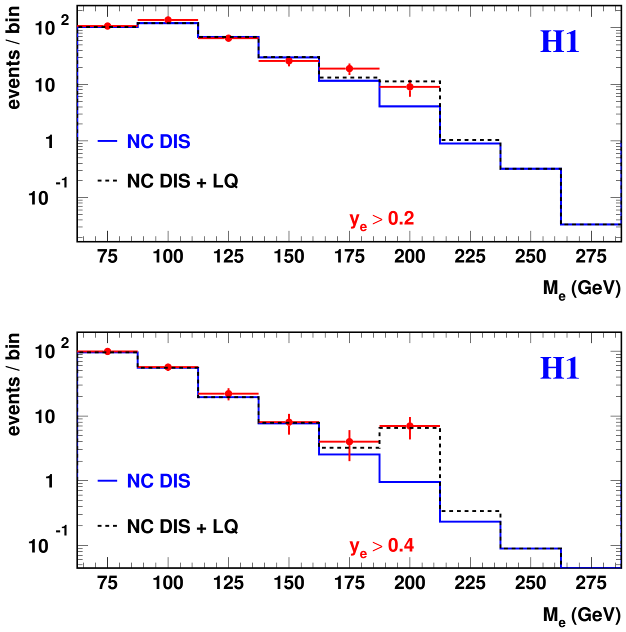

FIG. 8.3 – *Distribution en* M_e *pour les données (points), pour la prédiction du modèle standard des DIP (trait plein) et en additionnant à cette prédiction la contribution d'un leptoquark de masse* $M_{LQ} = 200$ GeV *(traits pointillés) en appliquant les coupures* $y_e > 0.2$ *(haut) et* $y_e > 0.4$ *(bas).*

les leptoquark vecteurs (V) est plus compliquée que celle pour les leptoquarks scalaires (S) parce que les couplages gVV et $ggVV$ peuvent prendre des valeurs anormales (en particulier dans les théories où ils sont composites). Il faut dans ce cas introduire les paramètres supplémentaires inconnus κ_G et λ_G qui sont les couplages anormaux aux gluons [16]. La figure 8.4(gauche) compare la section efficace à l'ordre dominant (LO) de production par paire au TeVatron pour des leptoquarks scalaires et vecteurs. Elle montre ainsi que même dans le cas où les valeurs des couplages anormaux minimisent la section efficace de production de paire $V\bar{V}$, celle-ci reste plus grande d'un facteur 2 que celle de production de paire $S\bar{S}$. La figure 8.4(droite) montre l'importance d'un calcul au-delà de l'ordre dominant (NLO) pour la production de paire $S\bar{S}$ qui est moins sensible au choix de l'échelle de renormalisation/factorisation que le calcul LO.

Les expériences du TeVatron ont récemment publié leurs résultats [19] [20] [22] [23] sur la recherche de leptoquarks S et V. La table 8.1 résume les limites à 95% sur la masse de tels objets. Il est à noter que les limites pour les S sont obtenues en utilisant le calcul à l'ordre NLO. De plus, pour les S et les V, lorsque les canaux $e\nu qq$ et $\nu\nu qq$ sont utilisés, la combinaison des canaux est faite avec l'hypothèse $\mathcal{B}(LQ \to \nu q) = 1 - \mathcal{B}$ où $\mathcal{B} = \mathcal{B}(LQ \to eq)$, ce qui implique que les rapports d'embranchement dans les états finals $eeqq$, $e\nu qq$ et $\nu\nu qq$ sont respectivement $\mathcal{B}^2$, $2\mathcal{B}(1-\mathcal{B})$ et $(1-\mathcal{B})^2$.

Dans le cadre strict d'une extension minimale du Modèle Standard tel le modèle de Buchmüller-Wyler (cf. section 3.2.2) où, via des couplages de Yukawa, les leptoquarks

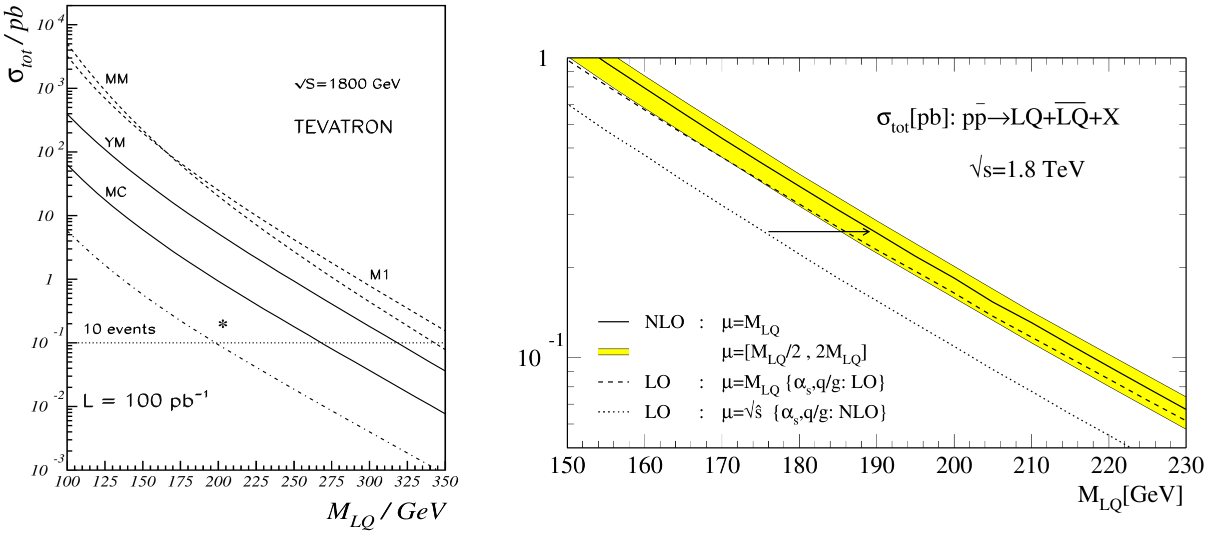

FIG. 8.4 – *A gauche: Section efficace LO totale de production au TeVatron de leptoquarks scalaires (pointillés-tirets) et vecteurs (pour différentes valeurs des couplages anormaux κ_G et λ_G: YM (couplages de type Yang-Mills $\kappa_G = \lambda_G = 0$), MC (couplage vecteur minimal $\kappa_G = 1, \lambda_G = 0$)). L'astérisque représente la section efficace de production de leptoquarks vecteurs minimale par rapport aux couplages anormaux pour $M_V = 200$ GeV. Cette figure provient de la référence [17]. A droite: Section efficace totale de production de leptoquarks scalaires au TeVatron. Le calcul au NLO est comparé avec différentes options pour le calcul au LO (avec α_S et des densités de partons LO ou NLO). La variation du résultat NLO avec l'échelle de renormalisation/factorisation est indiquée par la zone hachurée. Cette figure provient de la référence [18].*

Limites sur M_{LQ} (GeV) à 95% CL pour des leptoquarks scalaires				
Canaux utilisés	*eeqq*			$eeqq, e\nu qq, \nu\nu qq$
Expérience	CDF [19]	DØ [20]	CDF + DØ [21]	DØ [22]
$\mathcal{B} = 1$	$M > 213$	$M > 225$	$M \gtrsim 240$	$M > 225$
$\mathcal{B} = 0.5$	$M > 160$	$M > 175$	$M \gtrsim 200$	$M > 204$

Limites sur M_{LQ} (GeV) à 95% CL pour des leptoquarks vecteurs (DØ [23])				
Canaux utilisés	*eeqq*	$eeqq, e\nu qq, \nu\nu qq$		
Couplages anormaux	Yang-Mills	Yang-Mills	couplage minimal	minimisant σ_{prod}
$\mathcal{B} = 1$	$M > 340$	$M > 340$	$M > 290$	$M > 245$
$\mathcal{B} = 0.5$	$M > 300$	$M > 329$	$M > 275$	$M > 230$

TAB. 8.1 – *Limites directes provenant des expériences du TeVatron sur la masse des leptoquarks scalaires et vecteurs. Les valeurs des couplages anormaux considérées sont $\kappa_G = \lambda_G = 0$ (Yang-Mills), $\kappa_G = 1, \lambda_G = 0$ (couplage minimal) ou $\kappa_G = 1.3, \lambda_G = -0.2$ (qui minimisent la section efficace de production).*

ne se couplent qu'à des paires lepton-quark et où il n'y a pas de mélange entre générations, les leptoquarks ne peuvent se désintégrer qu'en paire eq ou νq et $\mathcal{B} \geq 0.5$ (cf. table 3.1). On voit alors que, dans ce cadre, les limites du TeVatron excluent l'hypothèse d'un leptoquark V à $M \simeq 200$ GeV et ne permettent qu'une explication marginale faisant intervenir un leptoquark S de $M \simeq 200$ GeV et $\mathcal{B} \simeq 0.5$. Cette hypothèse est en fait exclue si l'on prend en compte en plus les contraintes de HERA [24] en particulier en collisions e^-p. En effet seuls les leptoquarks S avec $F = 0$ (i.e e^+u ou e^+d) peuvent reproduire l'excès observé par H1 à $M \simeq 200$ GeV tout en vérifiant les contraintes existantes de HERA (ils sont moins contraints que les leptoquark $F = -2$ car leur production en mode e^-p fait intervenir un quark de la mer). Cependant tous les leptoquarks S avec $F = 0$ ont $\mathcal{B}(LQ \to eq) = 1$, en contradiction avec les contraintes du TeVatron.

Afin d'échapper aux contraintes combinées de HERA et du TeVatron, il faut envisager des théories plus complexes permettant par exemple un couplage à plus d'une génération de lepton-quark ou à des particules au-delà du spectre des fermions et boson de jauge du Modèle Standard. C'est pourquoi nous allons maintenant nous tourner vers des objets scalaires pour lesquels le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ en paire positron-quark peut être naturellement faible: les squarks en supersymétrie avec $\not{R}_p$ où il y a compétition entre les désintégrations $\not{R}_p$ et les désintégrations de jauge. Il est à noter que seules les contraintes du TeVatron n'utilisant que le canal $eeqq$ sont pertinentes pour les squarks en $\not{R}_p$.

Pour chaque hypothèse de saveur de quark intervenant dans la production du squark qui expliquerait l'excès observé à HERA, on déduit un estimé C du produit $\lambda'_{1jk}\sqrt{\mathcal{B}}$. Or on sait par le TeVatron qu'à $M \simeq 200$ GeV, $\mathcal{B} < 0.5$, ce qui implique que $\lambda'_{1jk} > \sqrt{2}C$. En tenant compte des limites (supérieures) indirectes sur les couplages λ'_{1jk} qui sont présentées dans la section suivante, les seuls scénarios possibles sont les suivants [25]:

Mécanisme de production	estimé de $\lambda'\sqrt{\mathcal{B}}$	contraintes sur $\mathcal{B}$
$e^+_R d_R \to \tilde{c}_L$	$\lambda'_{121}\sqrt{\mathcal{B}} \sim 0.025 - 0.033$	$0.1 \lesssim \mathcal{B} < 0.5$
$e^+_R d_R \to \tilde{t}_L$	$\lambda'_{131}\sqrt{\mathcal{B}} \sim 0.025 - 0.033$	$0.1 \lesssim \mathcal{B} < 0.5$
$e^+_R s_R \to \tilde{t}_L$	$\lambda'_{132}\sqrt{\mathcal{B}} \sim 0.15 - 0.25$	$0.07 \lesssim \mathcal{B} < 0.5$

où les contraintes sur $\mathcal{B}$ proviennent du TeVatron et de la limite supérieure sur λ'. La région de l'espace des paramètres SUSY qui permet de vérifier les contraintes sur $\mathcal{B}$ est plus ou moins grande dépendant du scénario choisi [1]: elle est relativement importante dans les cas $e^+_R d_R \to \tilde{c}_L$ et $e^+_R s_R \to \tilde{t}_L$ alors qu'elle est clairement étroite dans le cas $e^+_R d_R \to \tilde{t}_L$, comme le montre la figure 8.5. Il est à noter que les hypothèses faisant intervenir le stop sont d'autant plus intéressantes que, d'une part, le terme de mélange proportionnel à la masse du top peut naturellement entraîner que l'un des états de masse du stop soit léger, et que, d'autre part, les couplages faisant intervenir des squarks de troisième génération sont naturellement prédominants dans des modèles essayant d'expliquer la hiérarchie entre générations [26].

Puisque dans les scénarios envisageables, tous les squarks produits sont gauches, ils ne se couplent pas à des paires νq. Par conséquent les seuls mécanismes qui produiraient un état final avec une grande impulsion transverse manquante sont les cascades de désintégration faisant intervenir un neutrino [14]. Ceci entraîne que, dans le ce cadre, si un excès en

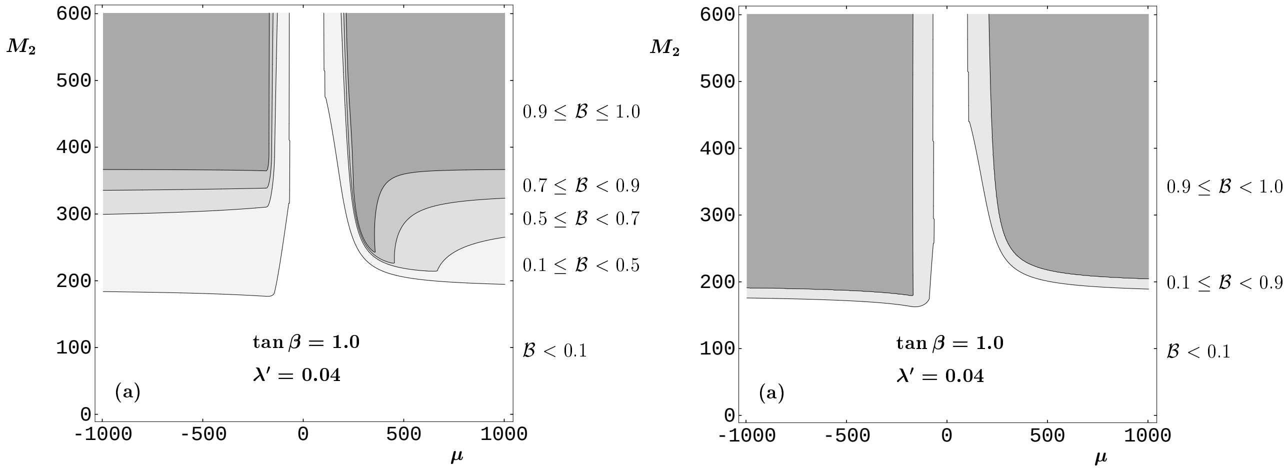

FIG. 8.5 – *Contours du rapport d'embranchement dans la voie* $\not{R}_p$ $\mathcal{B}(\tilde{q} \to e^+d)$ *pour le squark* $\tilde{c}_L$ *(à gauche) et le squark* $\tilde{t}_L$ *(à droite) pour* $\tan\beta = 1$ *et* $\lambda' = 0.04$. *Cette figure provient de la référence [1].*

courant chargé est observé, il doit être caractérisé par un état final ayant une topologie multi-jets, contrairement aux événements de DIP en courant chargé.

8.1.4 Contraintes indirectes sur les couplages violant la R-parité

Je vais tout d'abord passer en revue les processus qui sont utilisés pour contraindre les couplages λ'_{1jk}. L'intérêt est de rappeller les hypothèses faites et les squarks mis en jeu ainsi que la dépendance des limites en fonctions des masses de ces squarks. Je résumerai à la fin de cette section les meilleures limites indirectes. Pour une revue des limites sur tous les couplages λ', je renvoie le lecteur aux références [27].

Désintégration double-beta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$)

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ est sensible aux processus qui violent le nombre leptonique L [28], et par conséquent aux couplages λ'_{1jk}. En $\not{R}_p$, le processus $dd \to uue^-e^-$ met en jeu le $\tilde{e}$ et un neutralino, ou des squarks et des gluinos (comme le montre la figure 8.6 pour ce dernier cas) [29]. En ne tenant compte que du cas faisant intervenir les $\tilde{q}$ et les gluinos et en utilisant la limite $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{76}\mathrm{Ge}) > 9.1 \times 10^{24}$ années (90% CL) [30], on a:

$$\lambda'_{111} < 2.53 \times 10^{-3} \left(\frac{m_{\tilde{q}}}{200\ \mathrm{GeV}}\right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{g}}}{1000\ \mathrm{GeV}}\right)^{1/2} \quad .$$

Masse des neutrinos

Les neutrinos peuvent acquérir une masse de Majorana par les diagrammes avec boucle de la figure 8.7. Ceux-ci font intervenir le terme de mélange entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$ (cf. section 3.3.2).

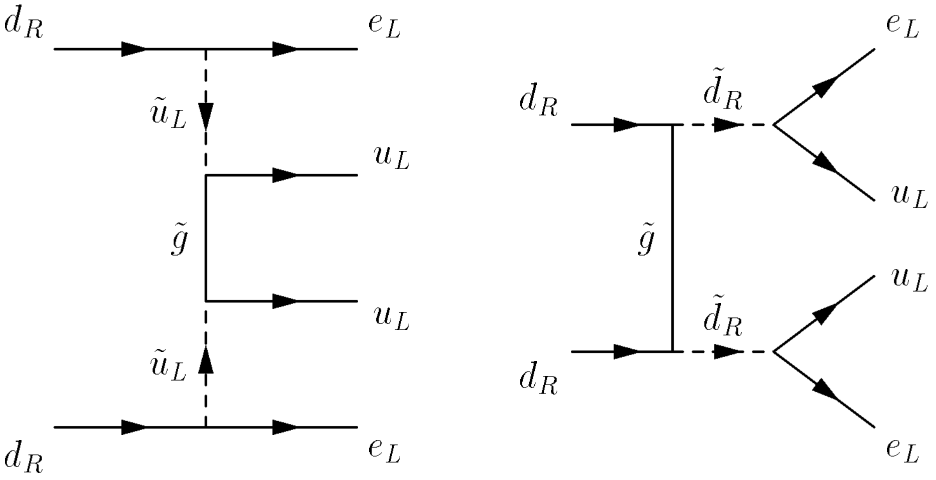

FIG. 8.6 – *Diagrammes de désintégration double-beta sans émission de neutrino faisant intervenir les squarks et les gluinos.*

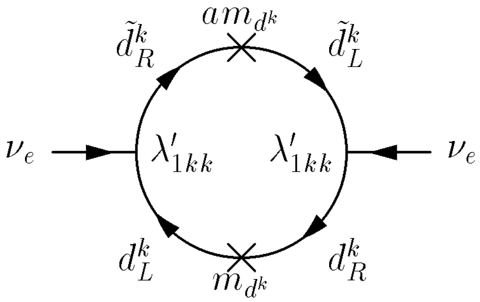

FIG. 8.7 – *Diagramme en boucle rendant un neutrino de Majorana massif. Il fait intervenir le couplage entre squarks gauche et droit (am_q) et un changement de chiralité (m_q).*

Ainsi seuls les couplages λ'_{ikk} peuvent être contraints par la masse du neutrino ν_i. Une expression approchée de la masse due à un couplage λ'_{ikk} est:

$$\delta_{\nu_i} \simeq \frac{3\lambda'^2_{ikk}}{16\pi} \frac{(am_{d^k}) \times (m_{d^k})}{m^2_{\tilde{d}^k}}$$

où (am_{d^k}) provient du mélange entre les squarks $\tilde{d}^k_L$ et $\tilde{d}^k_R$ et (m_{d^k}) provient du changement de chiralité pour le quark d^k. En supposant que $a = m_{\tilde{d}^k}$ et en prenant la limite $\nu_e <$ 15 MeV à 95% CL [31], on obtient:

$$\lambda'_{133} < 2 \times 10^{-3} \left(\frac{m_{\tilde{b}}}{200 \text{ GeV}}\right)^{1/2} \quad .$$

Universalité CC

L'universalité des couplages des quarks au W est violée par l'existence de couplage λ'_{ijk}. En notant

$$r'_{ijk}(\tilde{q}) = \frac{M_W^2}{g^2} \times \frac{\lambda'^2_{ijk}}{m_{\tilde{q}}^2}$$

l'unitarité de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) est modifiée:

$$\sum_{j=1,3} |V_{ud^j}|^2 \simeq 1 + 2(|V_{ud}|r'_{11k} + |V_{us}|r'_{12k} + |V_{ub}|r'_{13k}) \quad .$$

En utilisant les valeurs des coefficients de la matrice CKM [31], on en déduit les limites suivantes:

$$\lambda'_{11k} < 0.04 \left(\frac{m_{\tilde{d}^k_R}}{200 \text{ GeV}}\right)$$

$$\lambda'_{12k} < 0.08 \left(\frac{m_{\tilde{d}^k_R}}{200 \text{ GeV}}\right)$$

$$\lambda'_{13k} < 0.74 \left(\frac{m_{\tilde{d}^k_R}}{200 \text{ GeV}}\right)$$

Violation de la parité dans les atomes (APV)

En courant neutre, et à petits moments de transfert, l'échange du Z^0 se réduit à une interaction à quatre fermions. La partie du lagrangien violant la parité est paramétrisée en fonction des constantes C_{1q} et C_{2q} [32]:

$$\mathcal{L}^{e\ hadrons} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_q \left[C_{1q}(\bar{e}\gamma^\mu\gamma^5 e)(\bar{q}\gamma_\mu q) + C_{2q}(\bar{e}\gamma_\mu e)(\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5 q)\right] \quad .$$

La charge faible Q_W mesurée dans les expériences APV [33] est définie par:

$$Q_W = -2\left[C_{1u}(2Z + N) + C_{1d}(Z + 2N)\right]$$

où Z et N sont respectivement le nombre de protons et de neutrons dans l'atome considéré. La déviation au Modèle Standard due à la présence des λ'_{1jk} est:

$$\Delta Q_W = 2(2Z + N)r'_{11k} - 2(Z + 2N)r'_{1j1}$$

En utilisant les valeurs prédites et mesurées avec le césium [31] on obtient les limites suivantes:

$$\lambda'_{11k} < 0.13 \left(\frac{m_{\tilde{d}^k_R}}{200 \text{ GeV}}\right)$$

$$\lambda'_{1k1} < 0.078 \left(\frac{m_{\tilde{u}^k_L}}{200 \text{ GeV}}\right)$$

λ'_{1jk}	$\tilde{q}$ à HERA	limite (2σ)	Processus	$\tilde{q}$ en jeu
λ'_{111}	$\tilde{u}_L, \tilde{d}_R$	2.53×10^{-3}	$\beta\beta 0\nu$	$\tilde{u}_L, \tilde{d}_R$
λ'_{112}	$\tilde{u}_L, \tilde{s}_R$	0.04	CC	$\tilde{s}_R$
λ'_{113}	$\tilde{u}_L, \tilde{b}_R$	0.04	CC	$\tilde{b}_R$
λ'_{121}	$\tilde{c}_L, \tilde{d}_R$	0.08	CC/APV	$\tilde{d}_R/\tilde{c}_L$
λ'_{122}	$\tilde{c}_L, \tilde{s}_R$	0.08	CC	$\tilde{s}_R$
λ'_{123}	$\tilde{c}_L, \tilde{b}_R$	0.08	CC	$\tilde{b}_R$
λ'_{131}	$\tilde{t}_L, \tilde{d}_R$	0.08	APV	$\tilde{t}_L$
λ'_{132}	$\tilde{t}_L, \tilde{s}_R$	0.57	$A_{FB}^{0,s}$	$\tilde{t}_L$
λ'_{133}	$\tilde{t}_L, \tilde{b}_R$	2×10^{-3}	m_{ν_e}	$\tilde{b}_L, \tilde{b}_R$

TAB. 8.2 – *Meilleures limites (à 2σ) sur les couplages λ'_{1jk}. Pour chaque λ'_{1jk}, en plus de la limite, sont indiqués les squarks pouvant être produits à HERA, le processus qui contraint le couplage et les squarks intervenant dans ce processus. Les valeurs sont données ici à* $M_{\tilde{q}} \simeq 200$ GeV *(voir texte).*

Asymétrie avant-arrière au pic du Z^0 ($A_{FB}^{0,f}$)

Au pic du Z^0 l'asymétrie avant-arrière est:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \qquad \text{où} \qquad A_f = \frac{2 v_f a_v}{v_f^2 + a_f^2} \quad .$$

L'existence des couplages λ' modifie la valeur de ces asymétries par rapport à celle prédite par le Modèle Standard, comme par exemple celle pour le quark s:

$$(A_{FB}^{0,s})^{exp} = \frac{(A_{FB}^{0,q})^{SM}}{(1 + r'_{1k2})} \quad .$$

On en déduit la limite suivante:

$$\lambda'_{1k2} < 0.057 \left(\frac{m_{\tilde{u}_L^k}}{200 \text{ GeV}} \right)$$

Résumé des limites

La table 8.2 résume la meilleure limite à 2σ pour chaque λ'_{1jk}. Il faut se référer au processus indiqué pour chaque limite afin de connaître les squarks mis en jeu et comment varie la limite en fonction de la masse de ces squarks.

8.2 Détermination de nouveaux domaines d'exclusion à partir des données de H1

A défaut d'avoir clairement mis en évidence un signal "exotique", l'analyse en courant neutre présentée dans le chapitre 7 va nous permettre de contraindre les théories au-delà du Modèle Standard présentées dans le chapitre 3, c'est-à-dire celles prédisant l'existence de leptoquarks, et le MSSM étendu par les termes de violation de la R-parité. Puisque nous avons vu que les leptoquarks vecteurs sont déjà très fortement contraints par les expériences du TeVatron, nous allons uniquement considérer le cas des leptoquarks scalaires et celui des squarks. De par l'incertitude importante dans l'analyse courant chargé, seul le canal de désintégration en eq sera utilisé.

Concrètement, nous allons utiliser les données pour mettre une limite sur la section efficace du processus $e^+p \to LQ \to e^+q + X$, LQ désignant ici, de manière générique, soit un leptoquark scalaire, soit un squark en supersymétrie avec $\not{R}_p$. Cette limite sera naturellement fonction de la masse de l'objet considéré.

Je vais dans un premier temps détailler la méthode statistique utilisée pour déterminer les limites de rejet. J'expliquerai ensuite comment utiliser au mieux l'information contenue dans les données afin de contraindre la section efficace $\sigma(e^+p \to LQ \to e^+q + X)$ avant de présenter les résultats obtenus. Nous verrons enfin comment ces limites sur la section efficace peuvent se traduire en contraintes sur les paramètres des modèles considérés.

8.2.1 La méthode statistique

Plaçons nous dans un cadre général, où l'on s'intéresse à un signal pour lequel le bruit de fond est, événement par événement, indistinguable du signal. Après application d'un ensemble de coupures choisies au préalable, on considère que les données comprennent deux composantes: celle de bruit de fond et celle de signal.

On suppose que chacune de ces deux composantes obéit à une statistique de Poisson. Soit μ_B et μ_s les paramètres de Poisson des distributions correspondant respectivement au bruit de fond et au signal. Le paramètre μ_B est connu alors que μ_s ne l'est pas. En supposant que le nombre d'événements n_{obs} observés est en accord avec le nombre d'événements attendus (c'est-à-dire proche de μ_B), nous allons chercher à obtenir une limite supérieure N_{lim} sur μ_s. On peut ensuite déterminer une limite σ_{lim} sur la section efficace du signal à partir de cette limite N_{lim}:

$$N_{lim} = \mathcal{L}\varepsilon_s\sigma_{lim}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité et ε_s l'efficacité de détection pour le signal correspondant à l'ensemble de coupures choisies.

Le paramètre μ_B peut être estimé à l'aide de la simulation du processus de bruit de fond: le nombre N_{fond} d'événements vérifiant les critères de sélection donne un estimé de μ_B avec une incertitude qui provient de la statistique finie du lot d'événements simulés et des erreurs systématiques éventuelles. Nous supposerons pour simplifier que μ_B est connu exactement. La somme du fond et du signal suit une loi de Poisson de paramètre $\mu_B + \mu_s$, Ainsi, la probabilité d'observer n événements est donnée par:

$$\mathcal{P}(n; \mu_B, \mu_s) = \frac{1}{n!} e^{-(\mu_B+\mu_s)} (\mu_B + \mu_s)^n \quad .$$

Considérons maintenant le problème inverse. Ayant observé n_{obs} événements, la densité de probabilité pour le paramètre de Poisson de la composante de signal est donnée, d'après le théorème de Bayes, par:

$$g(\mu_s) = \mathcal{P}(n_{obs};\mu_B,\mu_s)/\int_0^\infty \mathcal{P}(n_{obs};\mu_B,\mu_s) \quad .$$

On cherche alors une limite supérieure N_{lim} sur le paramètre de Poisson du signal telle que, à un certain niveau de confiance CL (pour Confidence Level), par exemple 95%, le paramètre de Poisson du signal soit inférieur ou égal à N_{lim}. A partir de la densité g précédente, N_{lim} est obtenu en résolvant l'équation:

$$CL = \int_0^{N_{lim}} g(\mu_s) d\mu_s \quad .$$

En intégrant $\mathcal{P}(n_{obs};\mu_B,\mu_s)$ par parties, cette équation est équivalente à:

$$CL = 1 - \frac{e^{-(\mu_B+N_{lim})}\sum_{n=0}^{n_{obs}}\frac{1}{n!}(\mu_B+N_{lim})^n}{e^{-\mu_B}\sum_{n=0}^{n_{obs}}\frac{1}{n!}{\mu_B}^n} \quad . \tag{8.1}$$

Les sommations qui interviennent dans l'équation précédente peuvent s'écrire au moyen d'intégrales, à l'aide d'une fonction χ^2 à $2(n_{obs}+1)$ degrés de liberté, puisque:

$$e^{-n}\sum_{k=0}^{k=N}\frac{n^k}{k!} = \int_{2N}^\infty \chi^2(2(n+1)) \quad .$$

L'équation (8.1) devient:

$$\int_{2(\mu_B+N_{lim})}^\infty \chi^2(2(n_{obs}+1)) = (1-CL)\int_{2\mu_B}^\infty \chi^2(2(n_{obs}+1)) \quad .$$

L'intérêt de cette manipulation est de permettre l'utilisation de fonctions, disponibles dans la librairie mathématique CERNLIB, qui calculent et qui inversent l'intégrale d'une distribution de χ^2. On trouve N_{lim} en résolvant numériquement l'équation précédente.

8.2.2 Optimisation de l'obtention de la limite de rejet

Nous voulons déterminer la limite σ_{lim} sur la section efficace du processus $e^+p \to LQ \to e^+q + X$. Comme cela a été dit dans la section précédente, il faut pour cela déterminer le nombre limite N_{lim} d'événements provenant de ce processus et en déduire σ_{lim} par:

$$\sigma_{lim} = \frac{1}{\mathcal{L}}\frac{N_{lim}}{\varepsilon_s} \quad .$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité et ε_s l'efficacité de détection pour le processus $e^+p \to LQ \to e^+q + X$. Puisque à la fois ε_s et N_{lim} dépendent de la sélection appliquée, il faut optimiser le ratio N_{lim}/ε_s afin d'obtenir la meilleure limite (c'est-à-dire la plus basse).

D'une façon qualitative cette optimisation requiert d'une part que la sensibilité au signal doit être bonne (ε_s grand). D'autre part N_{lim} doit être faible. Or ce nombre limite dépend du nombre n_{obs} d'événements observés et du nombre μ_B d'événements de bruit de fond attendus. Le nombre N_{fond} d'événements de bruit de fond observés parmi n_{obs} n'est pas strictement égal à μ_B mais peut avoir fluctué de façon statistique avec une dispersion égale à $\sqrt{\mu_B}$. C'est donc le rapport entre l'amplitude du signal et cette dispersion $\sqrt{\mu_B}$ qu'il faut optimiser. En résumé il faut choisir la sélection pour minimiser le nombre d'événements de bruit de fond attendus tout en conservant une bonne sensibilité au signal.

M_{LQ}(GeV)	75	100	150	200	250	270
λ	0.007	0.01	0.02	0.1	0.2	0.35
M_{min}(GeV)	69	91	139	186	236	239
M_{max}(GeV)	77	101	153	204	252	273

TAB. 8.3 – *Fenêtres en masse contenant* 68.3% *des événements générés qui vérifient les critères de sélection.*

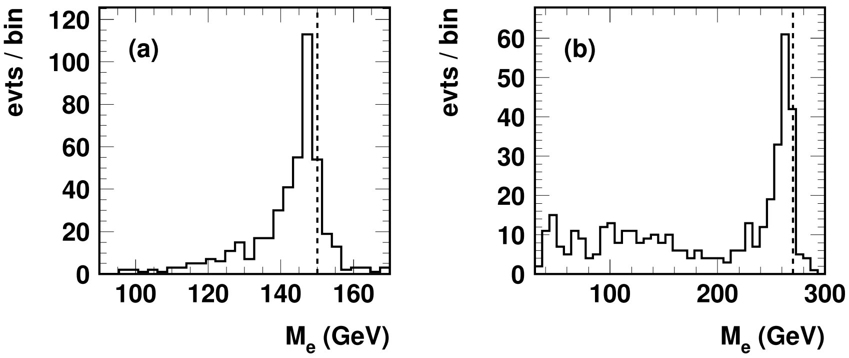

FIG. 8.8 – *Reconstruction de la masse d'un leptoquark par la méthode électron pour (a) un LQ de* 150 GeV *et (b) un LQ de* 270 GeV, *se désintégrant en* e^+q.

Sensibilité au signal LQ $\rightarrow$ e$^+$q

Dans le cas de la production d'une résonance étroite de masse M_{LQ}, la meilleure sensibilité au signal est obtenue en considérant parmi les événements de DIP à grand Q^2 ceux pour lesquels la masse reconstruite M_e est proche de la masse M_{LQ}. Afin de quantifier ceci, le générateur LEGO est utilisé pour simuler des lots d'événements correspondant au processus $e + p \rightarrow LQ \rightarrow e^+q + X$, ce pour différentes masses de leptoquark M_{LQ}. Pour chaque masse de leptoquark générée, nous déterminons d'abord la plus petite fenêtre en masse $[M_{min}, M_{max}]$ contenant au moins 68.3% des événements simulés satisfaisant aux critères de sélection. Les valeurs de masse et de couplages λ choisis pour la simulation des lots d'événements LEGO, ainsi que les valeurs M_{min} et M_{max} obtenues, sont résumées dans la table 8.3.

La résolution sur M_e est très bonne tant que la résonance n'est pas trop massive. Dans le cas contraire, les radiations QCD de gluons dans l'état initial détériorent la reconstruction de la masse. En effet, dans ce cas, par convolution des densités de quarks (qui "tombent" très rapidement quand on tend vers des valeurs élevées de x) avec la Breit-Wigner caractéristique de la résonance, il devient très probable de former celle-ci à une masse bien inférieure à sa masse "réelle". Ceci est illustré sur la figure 8.8, où on voit comment se dégrade la reconstruction de M_e lorsque la masse de la résonance passe de 150 GeV à 270 GeV. Ceci explique que la fenêtre de masse contenant 68.3% du signal soit de plus en plus large à mesure que la masse de la résonance augmente. Les valeurs de M_{min} et M_{max} sont ensuite interpolées et seuls les événements pour lesquels $M_e \in [M_{min}(M_{LQ}), M_{max}(M_{LQ})]$

seront considérés pour contraindre la section efficace de production d'une résonance de masse M_{LQ}.

Réduction du bruit de fond de DIP

Il faut maintenant se préoccuper du bruit de fond de DIP. Nous savons depuis la section 3.2.2 que la distribution en y des événements $e^+p \to LQ \to e^+q + X$ est plate pour une résonance scalaire, au contraire des événements de DIP pour lesquels, à M fixe, elle est en $1/y^2$. La coupure inférieure sur y appliquée par la sélection est constante et relativement peu contraignante: $y_e > 0.1$. Elle est appliquée parce que la précision sur la masse se dégrade à petites valeurs de y, et non pas pour réduire la contamination de DIP.

Afin de prendre en compte le fait que le spectre en masse pour la DIP n'est pas plat, il faut faire varier la coupure en y en fonction de la masse. Pour optimiser cette coupure nous allons, pour chaque valeur de masse chercher le meilleur compromis entre la perte d'efficacité que cette coupure entraîne sur le signal, et le puissant pouvoir de réjection qu'elle offre sur le fond de DIP. Ainsi on s'attend à ce que:

- pour des masses faibles, pour lesquelles un grand nombre d'événements de DIP sont attendus, il faut appliquer une coupure sévère en y;
- à grande masse, puisqu'il reste peu de candidats, il n'est pas nécessaire d'appliquer une coupure en y trop haute, ce qui ferait perdre de l'efficacité inutilement.

L'optimisation de la coupure en y est faite dans le but d'obtenir la meilleure limite possible sur la section efficace de production d'une résonance en considérant le bruit de fond attendu le plus probable pour les DIP. Nous avons vu au début de cette section que nous devons pour cela minimiser N_{lim}/ε_{LQ}. L'efficacité ne dépend pas des données alors que c'est le cas de N_{lim}. Il serait évidemment biaisant d'utiliser directement le nombre d'événements observés. Il faut donc rechercher un estimé non biaisé du nombre d'événements observés. Or la raison pour laquelle nous déterminons des limites de rejet étant qu'aucun signal n'a été mis en évidence, le nombre N_{DIP} d'événements de DIP attendus est un bon estimé du nombre N_{obs} d'événements observés.

Pour optimiser la coupure $y > y_c$, nous utilisons la simulation du bruit de fond de DIP et celle de leptoquarks de la manière suivante:

- pour une masse M_{LQ} de leptoquark donnée (pour laquelle on dispose d'une simulation) on calcule $\varepsilon_{LQ}(y_c)$ et $N_{DIP}(y_c)$ en fonction de y_c. $\varepsilon_{LQ}(y_c)$ est l'efficacité sur le signal obtenue en appliquant en plus des critères de sélection utilisés dans le chapitre 7 les coupures $y > y_c$ et $M_{min}(M_{LQ}) < M_e < M_{max}(M_{LQ})$. $N_{DIP}(y_c)$ est le nombre d'événements de DIP attendus pour le même ensemble de critères;
- on en déduit le nombre limite à 95% de confiance d'événements de signal en prenant $N_{obs} = N_{DIP}$;
- la coupure optimale $y > y_{min}$ est celle qui permet de minimiser $N_{lim}(y_c)/\varepsilon_{LQ}(y_c)$.

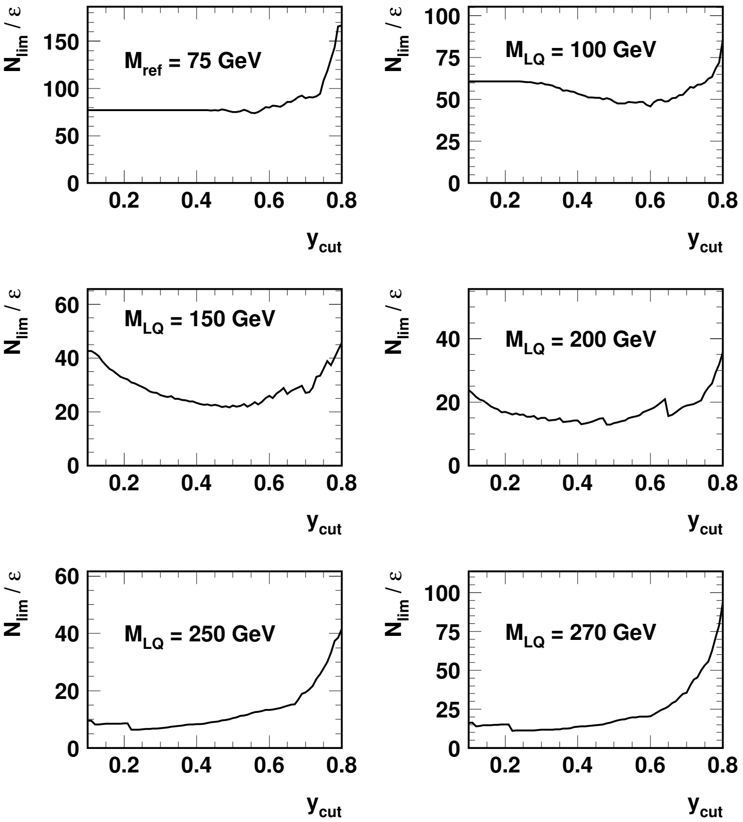

FIG. 8.9 – *Optimisation de la coupure $y > y_c$ pour 6 masses différentes de LQ.*

La figure 8.9 illustre, pour chaque masse de leptoquark pour laquelle on dispose d'une simulation, la variation du rapport N_{lim}/ε_{LQ} en fonction de la coupure appliquée sur y et l'étape de minimisation. Le plateau observé sur la figure 8.9, pour de faibles masses de résonance, est dû à l'application de la coupure $Q^2 > 2500$ GeV^2, qui, pour une masse M fixée, implique la coupure $y > Q^2/M^2$.

La coupure en y optimale pour chaque masse de leptoquark générée étant connue, on peut interpoler par une fonction polynomiale pour obtenir $y_{min}(M)$ à toute masse. La variation de y_{min} en fonction de la masse de l'objet recherché est représentée sur la figure 8.10 (a). On peut voir que y_{min} décroît avec M_{LQ}, de $\simeq$ 0.6 à $\simeq$ 0.2 entre 75 GeV et 270 GeV. Notons que pour $M_{LQ} = 200$ GeV, on obtient $y_{min} = 0.41$. La figure 8.10 (b) montre la variation de l'efficacité finale $\varepsilon_{LQ}(y_{min})$ en fonction de M_{LQ}. Cette efficacité varie entre $\simeq$ 25% et $\simeq$ 45%.

8.2.3 Limites de rejet sur $\sigma(e^+p \to LQ \to e^+q + X)$

Nous allons maintenant appliquer la coupure $y > y_{min}(M)$ aux données 1994-1997 en courant neutre. La figure 8.11 représente les distributions de la variable M_e, pour les données et la prédiction du Modèle Standard, avant et après application de la coupure en

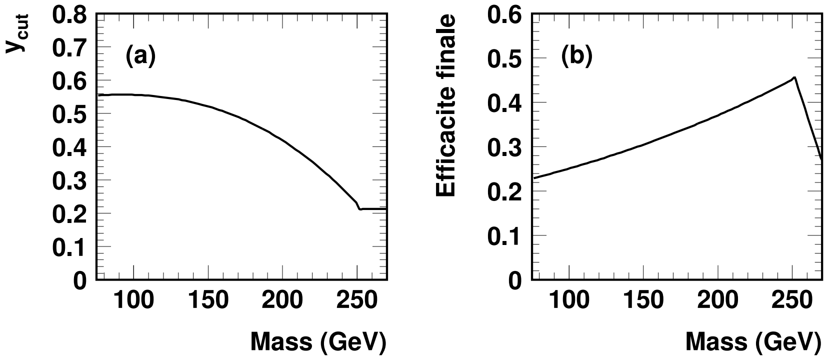

FIG. 8.10 – *Variations (a) de la coupure optimisée* y_{min} *et (b) de l'efficacité finale de sélection du signal, en fonction de la masse du leptoquark.*

y optimisée. Les deux spectres en masse observés sont en bon accord avec la prédiction. On constate de plus l'importante réduction du nombre d'événements obtenue en appliquant la coupure optimisée au lieu de la coupure fixe $y > 0.1$. On voit par ailleurs qu'autour de 200 GeV, dans un intervalle de masse de largeur totale 25 GeV, 8 événements sont observés dans les données après application de la coupure en y optimisée. On retrouve ainsi les 8 événements donnés dans la table 7.5 du chapitre précédent qui était obtenue avec $y > 0.4$, ce qui est bien cohérent avec la coupure $y > y_{min}(200\ \text{GeV}) = 0.41$.

La limite à 95% de confiance sur la section efficace du processus $\sigma(e^+p \to LQ \to e^+q+X)$ dépend de la masse M_{LQ} du leptoquark. Ainsi, pour une masse M_{LQ} donnée, on applique les critères suivants:

- la sélection décrite au chapitre 6;
- $M_e \in [M_{min}(M_{LQ}); M_{max}(M_{LQ})]$;
- $y_e > y_{min}(M_{LQ})$.

A partir des nombres d'événements observés $N_{obs}(M_{LQ})$ et attendus $N_{DIP}(M_{LQ})$ vérifiant ces conditions ainsi que l'erreur sur $N_{DIP}(M_{LQ})$, on détermine le nombre limite $N_{lim}(M_{LQ})$ à 95% de confiance d'événements de signal en utilisant la méthode statistique présentée à la section 8.2.1. Il suffit de traduire ce nombre limite en section efficace limite:

$$\sigma_{lim} = \frac{N_{lim}(M_{LQ})}{\mathcal{L}\varepsilon(M_{LQ})}$$

La figure 8.12 présente les résultats obtenus sur la section efficace limite du processus $e^+p \to LQ \to e^+q+X$ en fonction de la masse de la résonance M_{LQ}. Le domaine du plan (M_{LQ}, σ) hachuré est exclu à 95% par l'analyse inclusive des données courant neutre de H1 accumulées entre 1994 et 1997. L'accumulation d'événements observée sur le spectre en masse autour de $200 - 205$ GeV (voir figure 8.11) se retrouve sur la courbe de limite,

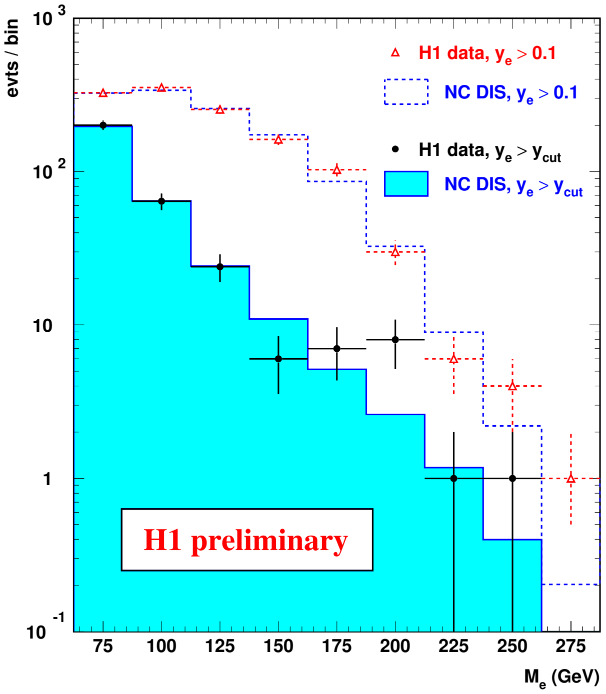

FIG. 8.11 – *Distribution de M_e dans les données (symboles) et pour la prédiction du Modèle Standard des DIP (histogramme) en appliquant ou non la coupure optimisée $y > y_{min}(M)$.*

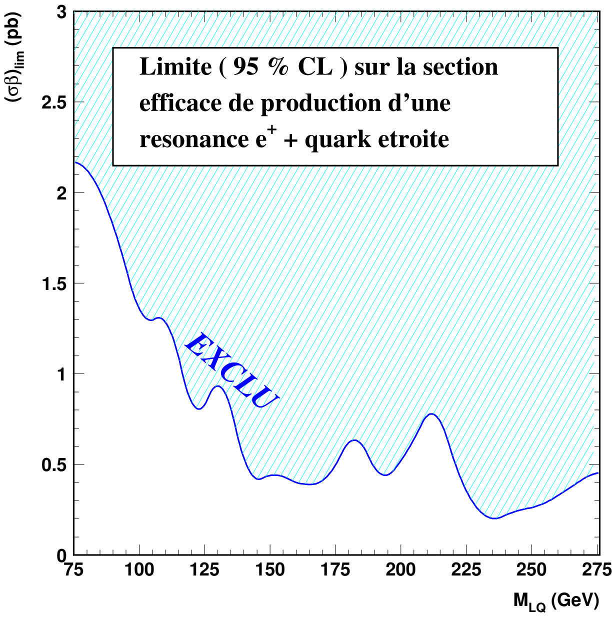

FIG. 8.12 – *Section efficace limite pour le processus $e^+p \to LQ \to e^+q + X$, en fonction de la masse M_{LQ} de la résonance. Le domaine hachuré est exclu à 95% de confiance. La notation $(\sigma\mathcal{B})_{lim}$ rappelle que $\sigma = \sigma_{prod}(e^+p \to LQ) \times \mathcal{B}(LQ \to e^+q)$.*

le maximum local étant ici situé à 210 GeV. Ceci ne doit pas nous étonner car on a vu, par exemple sur la figure 8.8, que la variable reconstruite M_e sous-estime en moyenne légèrement la masse M_{LQ}. On déduit de la figure 8.12 les limites suivantes à 95% de confiance:

- $\sigma < 0.83$ pb pour $M_{LQ} = 210$ GeV;
- $\sigma < 0.45$ pb pour $M_{LQ} = 275$ GeV.

8.2.4 Contraintes sur la production de Leptoquarks à HERA

Les limites obtenues précédemment sur la section efficace de production d'une résonance scalaire se désintégrant en e^+q peuvent se traduire en contraintes sur les modèles au-delà du MS prédisant l'existence de leptoquarks. Quel que soit le modèle considéré, pour un leptoquark se couplant à une saveur de quark donnée, les deux paramètres suivants entrent en ligne de compte:

- le couplage λ du leptoquark à la paire e^+q;
- le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ du leptoquark en e^+q.

Rappelons l'expression de la section efficace $e^+q \to LQ$:

$$\sigma_{prod} = \frac{\pi}{4s}\lambda^2 q(x = M_{LQ}^2/s)$$

où $q(x)$ est la densité de probabilité de trouver un quark q dans le proton portant une fraction x de l'impulsion de ce dernier. Connaissant la densité de partons $q(x)$ en utilisant la paramétrisation MRS(H), la limite obtenue précédemment sur $\sigma(e^+p \to LQ \to eq + X)$ permet de contraindre le produit $\lambda^2 \times \mathcal{B}$. Il y a par conséquent deux possibilités:

- soit nous nous plaçons dans le cadre d'un modèle phénoménologique donné qui prédit les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(LQ \to eq)$ des leptoquarks qu'il contient. Il est alors possible de déterminer des limites sur le couplage λ en fonction de la masse du leptoquark.
- soit nous fixons le couplage λ à une valeur donnée, et le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ est le seul paramètre libre. Nous pouvons alors présenter nos résultats sous la forme de contraintes dans le plan $(M_{LQ}, \mathcal{B})$.

Contraintes sur le couplage λ

On considère ici le modèle proposé par Buchmüller, Rückl et Wyler, que l'on a décrit à la section 3.2.2. Rappelons brièvement que ce modèle prédit l'existence de sept leptoquarks scalaires formant des singlets, des doublets ou des triplets d'isospin. Chaque membre d'un multiplet d'isospin porte un nombre fermionique $F = 0$ ou $F = 2$ et se désintègre uniquement en eq ou νq, le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ dans la voie eq étant 1/2 ou 1.

A chaque type de leptoquark scalaire prédit par ce modèle correspond une courbe limite dans le plan (M_{LQ}, λ). Ces différentes courbes sont représentées sur la figure 8.13 (a) pour les leptoquarks pouvant être formés par fusion entre un e^+ et un quark de la mer, sur la figure 8.13 (b) pour ceux se formant par résonance avec un quark de valence. Du fait de la différence relative entre les densités de partons de la mer et de valence, c'est évidemment dans ce dernier cas que nous avons le plus de sensibilité.

Pour les leptoquarks de nombre fermionique $F = 0$, ces résultats améliorent d'un facteur ~ 3 les limites précédemment publiées par l'expérience H1 [24], obtenues en considérant le même modèle phénoménologique. Ainsi, pour un couplage λ de la force du couplage électromagnétique ($\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \simeq 0.3$), il est possible d'exclure des leptoquarks scalaires de nombre fermionique $F = 0$ jusqu'à 275 GeV à 95% de confiance. Le leptoquark $S_{1/2,R}$ est celui pour lequel nous avons la plus grande sensibilité. En effet, le $S_{1/2,R}$ peut exister dans deux états de charge électrique et être produit de deux manières différentes (cf. table 3.1): $e^+_L + u_R \to S_{1/2,R}$ ou $e^+_L + d_L \to S_{1/2,R}$. Au contraire, le $S_{1/2,L}$ ne peut être produit que par fusion $e^+_R u_L$. Pour un couplage λ donné, la section efficace de production du $S_{1/2,L}$ est donc légèrement inférieure à celle du $S_{1/2,R}$. Le $\tilde{S}_{1/2,L}$ ne peut se former uniquement par fusion $e^+_R d_R$. La section efficace de production du $\tilde{S}_{1/2,L}$ est ainsi plus faible que celles des $S_{1/2,R}$ et $S_{1/2,L}$ puisque la densité de d est inférieure à celle de u. Ces remarques expliquent les positions relatives des trois courbes de la figure 8.13 (b).

Pour les leptoquarks de nombre fermionique $F = 2$, le gain par rapport aux résultats précédemment publiés est moins substantiel car les données prises en 1994 avec un faisceau de e^-, pour lequel les rôles entre quarks de valence et quarks de la mer sont inversés, étaient également utilisées dans [24].

Les limites obtenues par les expériences du TeVatron sont également représentées sur la figure 8.13. Je rappelle qu'au TeVatron la section efficace de production de leptoquarks scalaires ne dépend que de la masse du leptoquark et que par conséquent les limites du TeVatron ne dépendent que du rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ du leptoquark en eq.

Ainsi, dans le cadre de modèles de leptoquarks spécifiques, où le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(LQ \to eq)$ est assez élevé, les contraintes venant du TeVatron sont fortes et le domaine du plan (M_{LQ}, λ) exclu uniquement par H1 correspond à de grandes valeurs de masse comme on le voit sur la figure 8.13. En revanche, les limites venant du TeVatron sont beaucoup moins sévères si on s'éloigne des modèles de leptoquarks spécifiques prédisant des valeurs de $\mathcal{B}$ supérieures ou égales à 0.5, comme nous allons le voir dans la section suivante.

Contraintes sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$

Si maintenant nous fixons le couplage λ à une valeur donnée et que nous laissons $\mathcal{B}$ libre, les limites sur la section efficace obtenues précédemment peuvent se traduire en contraintes dans le plan $(M_{LQ}, \mathcal{B})$. Ces limites sont représentées pour deux valeurs du couplage λ ($\lambda = 0.1$ ou $\lambda = 0.05$) pour un leptoquark produit par fusion e^+d sur la figure 8.14 (a) et par fusion e^+u sur la figure 8.14 (b). Les domaines grisés correspondent aux parties du plan exclues à 95% de confiance par l'expérience H1.

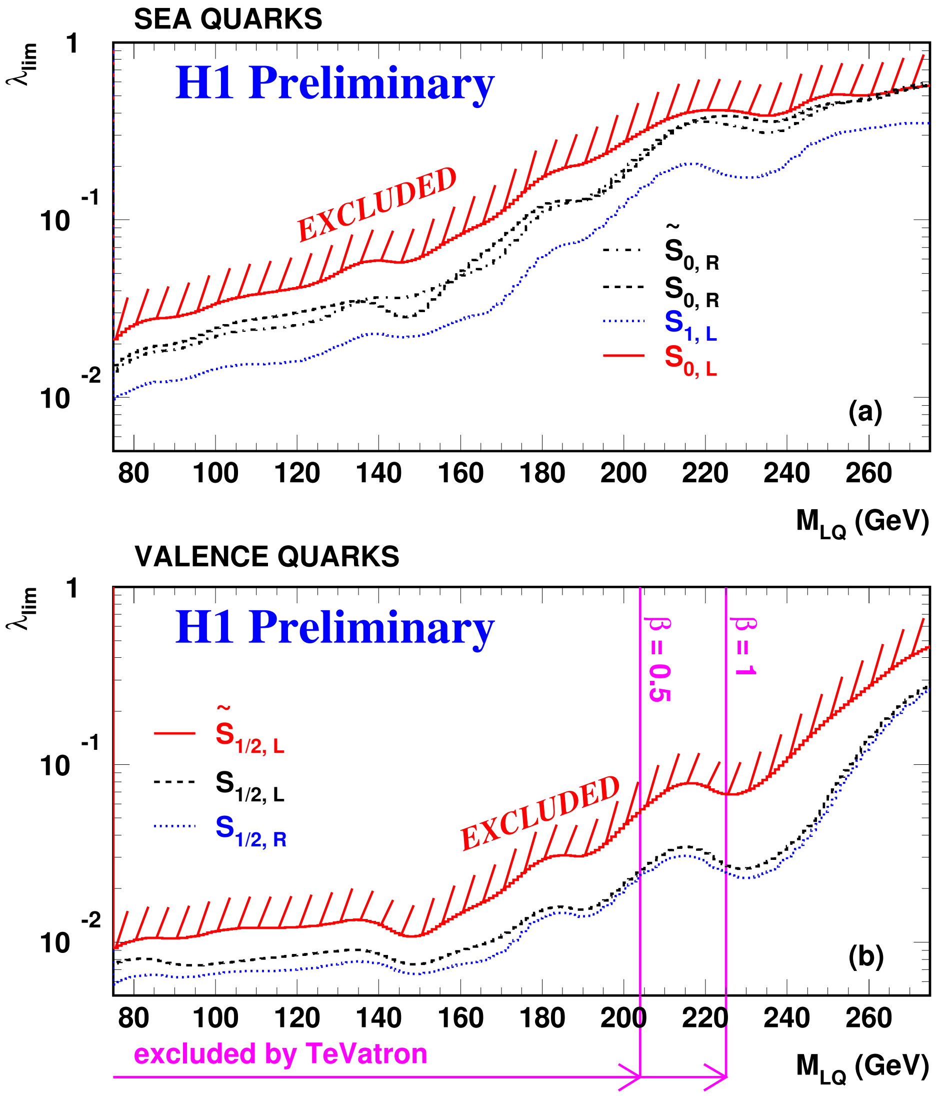

FIG. 8.13 – *Contraintes sur le couplage de Yukawa λ en fonction de la masse du leptoquark, pour les sept leptoquarks scalaires décrits par le modèle de Buchmüller, Rückl et Wyler.*

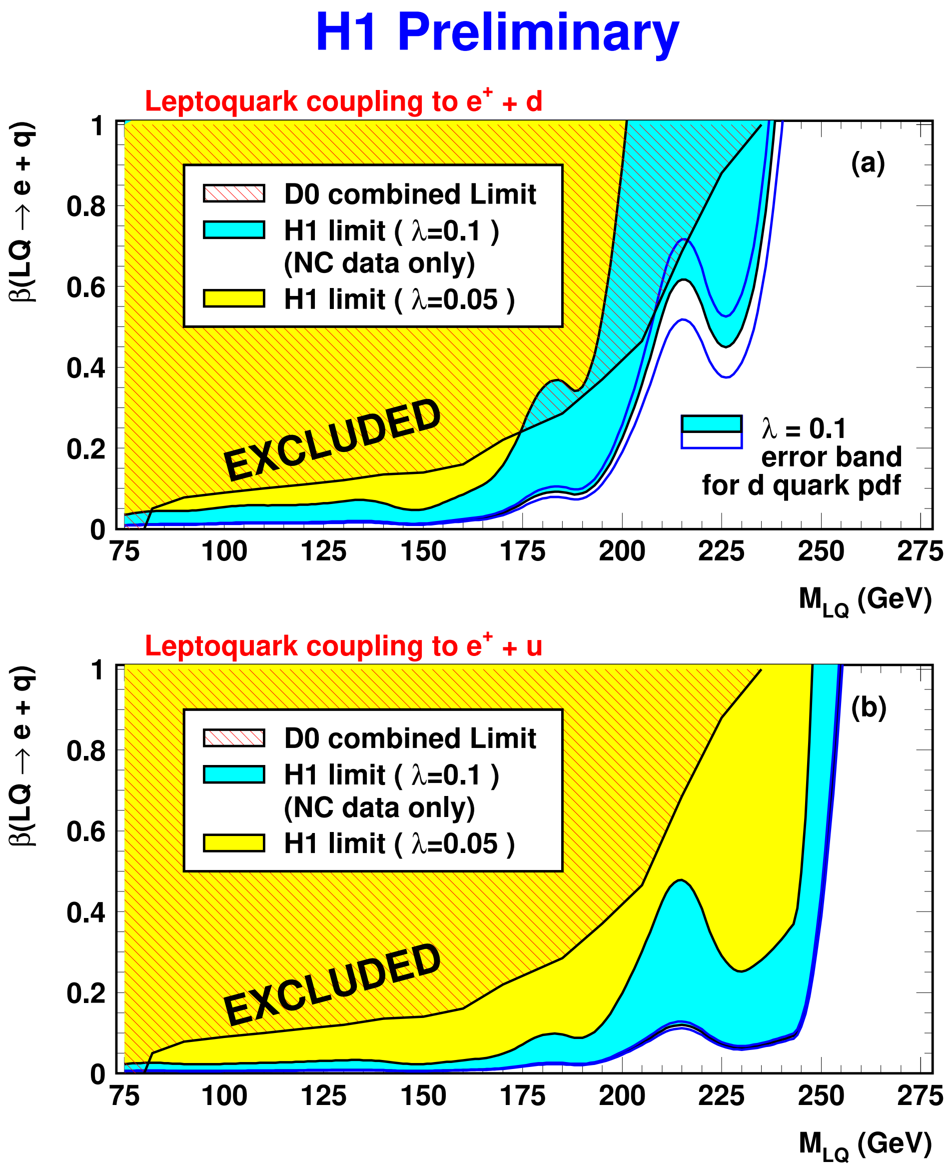

FIG. 8.14 – *Contraintes sur le rapport d'embranchement* $\mathcal{B}(LQ \to eq)$ *en fonction de la masse du leptoquark, pour (a) un LQ se couplant à* e^+d *et (b) à* e^+u*. Deux valeurs du couplage* λ *ont été choisies. Le domaine exclu par l'expérience D0 est représenté par la région hachurée.*

Les différentes sources d'erreurs systématiques sont prises en compte dans la procédure de dérivation des limites, en particulier, l'erreur systématique sur les densités de partons. Elle a été prise constante et égale a ±7% sur les deux figures 8.14 (a) et 8.14 (b). La distribution du quark d dans le proton étant connue moins précisément, j'ai représenté sur la figure 8.14 (a) la bande d'erreur qu'on obtient sur la limite lorsqu'on apporte à la densité $d(x)$ une correction variant linéairement de ±7% à 75 GeV jusqu'à ±20% à 275 GeV. De même, sur la figure 8.14 (b), deux courbes de limites ont été dérivées en multipliant la densité $u(x)$ par ±7%. La bande d'erreur ainsi obtenue est beaucoup plus étroite que dans le cas précédent, et se confond quasiment avec la courbe de référence.

Le domaine du plan $(M_{LQ}, \mathcal{B})$ exclu par l'expérience D0 [22] est également représenté sur la figure 8.14. On constate sur cette figure que, même dans le cas d'un leptoquark se couplant à e^+d (ce qui ne nous offre pas la sensibilité maximale), le domaine de ce plan exclu par H1 étend celui précédemment couvert par D0, pour des couplages $\lambda = 0.1$ (ce qui est déjà une valeur assez faible, puisque cela correspond à des couplages d'un dixième de la force du couplage électromagnétique).

On retrouve le fait que des masses inférieures à 225 GeV sont exclues pour un leptoquark se désintégrant uniquement en eq. Par contre, pour des valeurs du rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ en eq faibles, les limites venant du TeVatron sont beaucoup moins sévères. Par exemple, pour $\mathcal{B} = 10\%$, D0 exclut seulement des leptoquarks de masse inférieure à $\simeq$ 110 GeV, tandis que la limite de H1 atteint 245 GeV pour $\lambda = 0.1$. Notons de plus que le domaine exclu par D0 qu'on a représenté sur la figure 8.14 a été obtenu en combinant les canaux $eejj$, $e\nu jj$ et $\nu\nu jj$ et en supposant que le leptoquark se désintègre en νq avec un rapport d'embranchement $1 - \mathcal{B}$. Dans le cas où $\mathcal{B} = 10\%$ et où n'importe quel mode de désintégration est autorisé pour les autres 90%, seule l'information du canal $eejj$ peut être utilisée et la limite obtenue est alors en-deça de 100 GeV.

Pour résumer cette comparaison des sensibilités de HERA et du TeVatron, notons que:

- si le couplage λ n'est pas trop faible (par exemple $\lambda = 0.1$) et si le rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ du leptoquark en eq est peu important, le domaine du plan $(M_{LQ}, \mathcal{B})$ exclu par H1 s'étend bien au-delà de celui couvert par le TeVatron;
- pour des valeurs du couplage λ encore plus faible et un $\mathcal{B} \simeq 10\%$, le domaine de masse $M_{LQ} \gtrsim 100$ GeV est largement ouvert pour une découverte à HERA:
    1. ou bien dans le canal $LQ \rightarrow eq$ avec davantage de luminosité;
    2. ou bien avec la luminosité actuelle, dans un autre mode de désintégration du leptoquark (puisque ce dernier se désintègre dans un canal autre que eq dans 90% des cas dans l'hypothèse faite ici).

L'étude des modes de désintégration autres que eq, qui sort du cadre de cette thèse, est en cours actuellement dans H1.

8.2.5 Contraintes sur la production de Squarks à HERA

Nous avons vu à la section 3.3.2 que dans le MSSM avec violation de la R-parité, un squark peut être produit par fusion e^+d, de même qu'un leptoquark. Le terme du lagrangien responsable de cette production est $\lambda'_{1j1}L_1Q_j\bar{D}_1$ où j est un indice de génération. Les processus possibles sont $e^+d \to \tilde{u}_L^j$ et $e^+\bar{u} \to \bar{\tilde{d}}_R^j$. Nous allons considérer uniquement le squark $\tilde{u}_L^j$ qui se couple à un quark de valence. Je rappelle qu'à la différence des leptoquarks, il y a pour la désintégration d'un squark compétition entre le mode $\not{R}_p$ et la désintégration de jauge faisant intervenir un jaugino.

La largeur de désintégration du squark dans la voie $\not{R}_p$ (c'est-à-dire uniquement en e^+d puisque il s'agit d'un squark de type u) dépend du couplage λ'_{1j1} et de la masse du squark. En revanche celle dans la voie de jauge dépend des paramètres du MSSM μ, M_2 et $\tan\beta$ qui déterminent la composition des jauginos ainsi que les couplages aux vertex squark-quark-jaugino. Par conséquent le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\tilde{u}_L^j \to e^+d)$ dépend lui aussi des paramètres du MSSM. L'analyse inclusive de DIP à grand Q^2 en courant neutre présentée dans cette thèse peut ainsi contraindre l'espace des paramètres $(\lambda'_{1j1}, \mu, M_2, \tan\beta, M_{\tilde{q}})$. Afin de simplifier la représentation des résultats, nous faisons les hypothèses suivantes:

- le neutralino le plus léger χ_1^0 est la LSP;
- les modes de désintégration du squark autres que $\tilde{u}_L^j \to e^+d$ et $\tilde{u}_L^j \to u\chi_1^0$ sont interdits cinématiquement;
- le χ_1^0 est un pur photino $\tilde{\gamma}$, ce qui fixe le couplage $\tilde{q}q\chi_1^0$ au couplage électromagnétique.

Je rappelle que, sous ces hypothèses, les paramètres du MSSM n'interviennent que pour le calcul de la masse du neutralino. Ainsi l'espace des paramètres libres se réduit à $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\gamma}}, \lambda'_{1j1})$. Comme le mode de désintégration $\tilde{u} \to u\tilde{\gamma}$ n'est pas utilisé ici pour contraindre cet espace de paramètres, nous allons juste procéder à une ré-interprétation de l'analyse DIP en courant neutre qui a permis de déterminer les limites précédentes, en prenant en compte le bon rapport d'embranchement pour le canal $\tilde{u}_L^j \to e^+d$.

Les résultats obtenus dans le plan $(M_{\tilde{q}}, \lambda'_{1j1})$ sont représentés sur la figure 8.15, pour $M_{\tilde{\gamma}} = 80$ GeV et pour $M_{\tilde{\gamma}} = 160$ GeV. On voit ainsi que pour un couplage λ'_{1j1} de la force du couplage électromagnétique ($\lambda'_{1j1} = 0.3$) et $M_{\tilde{\gamma}} = 160$ GeV, un squark $\tilde{u}_L^j$ plus léger que 260 GeV est exclu à 95% de confiance.

Les meilleures limites indirectes qui s'appliquent au cas étudié sont également représentées sur la figure 8.15. Le processus de désintégration double-β sans émission de neutrinos étant très sensible au couplage λ'_{111}, les expériences recherchant ce processus ont pu contraindre fortement ce couplage. Ainsi les limites directes sur λ'_{111} obtenues par H1 sont quasiment deux ordres de grandeur en-deça de cette limite indirecte. En revanche, les contraintes indirectes les plus sévères sur les couplages λ'_{121} et λ'_{131} [33], qui permettent de produire un squark $\tilde{c}_L$ ou $\tilde{t}_L$ par fusion e^+d, sont, au mieux, comparables à la limite directe obtenue par l'analyse présentée ici qui n'utilise que le canal $\tilde{q} \to eq$. L'étude des autres modes de désintégration des squarks est en cours et permettra d'améliorer cette limite directe.

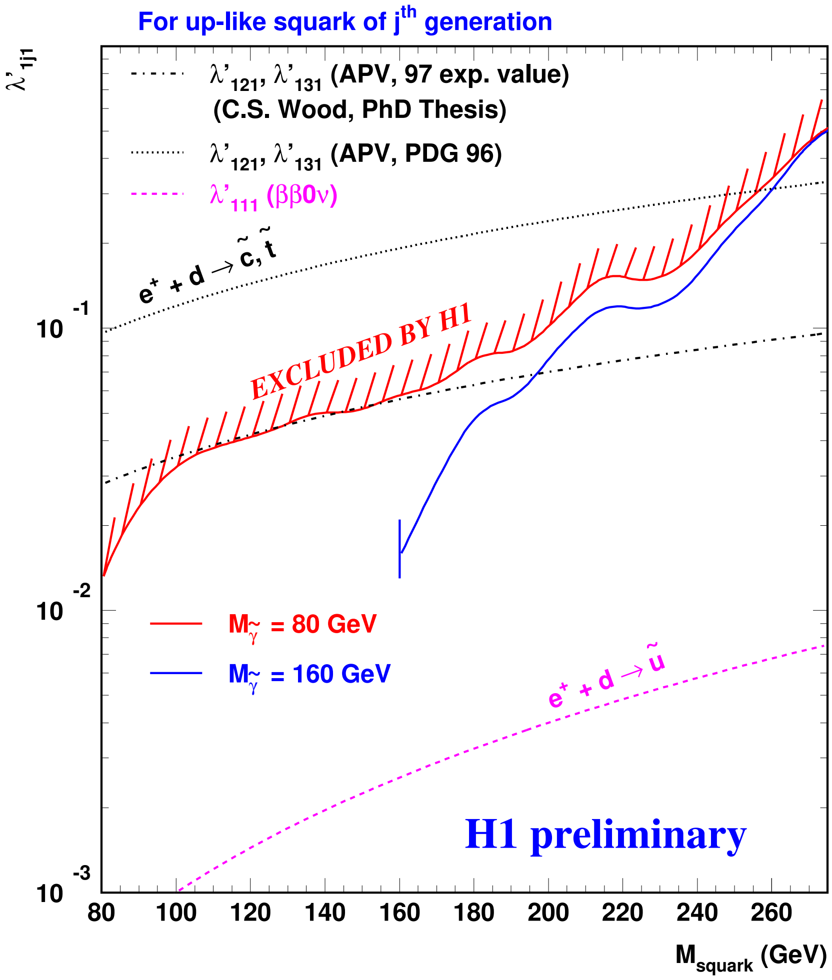

FIG. 8.15 – *Contraintes sur le couplage λ'_{1j1} en fonction de la masse du squark en supersymétrie avec violation de la R-parité pour deux hypothèses de masse pour le photino.*

Bibliographie

[1] G. Altarelli, J. Ellis, G.F. Giudice, S. Lola et M.L. Mangano, Nucl. Phys. B506 (1997) 3.

[2] J. Kalinowski, R. Ruckl, H. Spiesberger et P.M. Zerwas, Z. Phys. C74 (1997) 595.

[3] K.S. Babu, C. Kolda, J. March-Russell et Frank Wilczek, Phys. Lett. B402 (1997) 367.

[4] H. Dreiner et P. Morawitz, Nucl. Phys. B503 (1997) 55.

[5] J.L. Hewett et T.G. Rizzo, Phys. Rev. D56 (1997) 5709.

[6] S. Kuhlmann, H.L. Lai et W.K. Tung, Phys. Lett. B409 (1997) 271;
K.S. Babu, C. Kolda et J. March-Russell, Phys. Lett. B408 (1997) 268.

[7] P.E. Bosted *et al.*, Phys. Rev. D49 (1994) 3091;
S. Rock *et al.*, Phys. Rev. D46 (1992) 24.

[8] E.D. Bloom et F.J. Gilman, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1140.

[9] A. De Rújula, H. Georgi et H.D. Politzer, Ann. Phys. (N.Y.) 103 (1977) 315.

[10] S. Rock et P. Bosted, hep-ph/9706436 (9 pages).

[11] J.F. Gunion et R. Vogt, hep-ph/9706252 (9 pages);
W. Melnitchouk et A.W. Thomas, Phys. Lett. B414 (1997) 134.

[12] V. Barger, K. Cheung, K. Hagiwara et D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D57 (1998) 391.

[13] V. Barger, K. Cheung, K. Hagiwara et D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B404 (1997) 147.

[14] G. Altarelli , G.F. Giudice et M.L. Mangano, Nucl. Phys. B506 (1997) 29.

[15] J.L. Hewett et S. Pakvasa, Phys. Rev. D37 (1988) 3165.

[16] J. Blümlein, E. Boos, A. Kryukov, Z. Phys. C76 (1997) 137.

[17] J. Blümlein, Z. Phys. C74 (1997) 605.

[18] M. Krämer, T. Plehn, M. Spira et P. Zerwas, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 341.

[19] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4327.

[20] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4321.

[21] M. Krämer, Proceedings of the Workshop "Beyond the Desert" (1997), hep-ph/9707422 (10 pages).

[22] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2051.

[23] S. Blessing, DØ Collaboration, Compte rendu des $33^{ième}$ Rencontres de Moriond EW (1998) (à paraître).

[24] Collaboration H1, T. Ahemd *et al.*, Z. Phys. C64 (1994) 545;
Collaboration H1, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. B369 (1996) 173.

[25] G. Altarelli, Proceedings of the Conference "SUSY 97" (1997), Nucl. Phys. Proc. Suppl. 62 (1998) 3.

[26] P. Binétruy, S. Lavignac et P. Ramond, Nucl. Phys. B477 (1996) 353;
J. Ellis, S. Lola et G.G Ross, hep-ph/9803308 (21 pages).

[27] V. Barger, G.F. Giudice et T. Han, Phys. Rev. D40 (1989) 2987;
G. Bhattacharyya, Proceedings of the Workshop "Beyond the Desert" (1997) (hep-ph/9709395). F. Ledroit et G. Sajot, (1998) à paraître.

[28] R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D34 (1986) 3457.

[29] M. Hirsch, H.V. Klapdor-Kleingrothaus et S.G. Kovalenko, Phys. Rev. D53 (1996) 1329;

[30] A. Faessler, S. Kovalenko, F. Simkovic et J. Schwieger, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 183.

[31] R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D54 (1996) 1, et la mise à jour partielle pour l'édition de 1998 (URL: `http://pdg.lbl.gov`).

[32] V. Barger, K. Cheung, D.P. Roy et D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D57 (1998) 3833.

[33] C.S. Wood *et al.*, Science 275 (1997) 1759.

Conclusions et perspectives

L'étude présentée dans cette thèse concerne la recherche directe de nouvelles particules de masse inférieure à la limite cinématique $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV se couplant à des paires lepton-quark, via leur production par fusion e^+q et leur désintégration en paire e^+q ou $\bar{\nu}q$, auprès du collisionneur HERA. De tels objets sont les bosons leptoquarks prédits dans des théories de grande unification ou des modèles composites, ou les squarks en supersymétrie avec violation de la R-parité. Le domaine cinématique qui est le plus sensible à ce nouveau signal est celui à grande masse lepton-quark $M = \sqrt{sx}$ et à grand y, ce qui correspond à de grandes valeurs d'impulsion transférée Q^2.

En comparant l'observation à grand Q^2 au modèle standard des DIP en courant neutre et en courant chargé, l'analyse des données 1994-1996, correspondant à une luminosité intégrée de 14 pb^{-1}, a montré qu'il y avait un bon accord à $Q^2 \lesssim 15000$ GeV^2 et a mis en évidence un excès d'événements à très grand Q^2, caractérisé par une accumulation autour d'une masse invariante lepton-quark d'environ 200 GeV. En incluant les données 1997, qui permettent de doubler la luminosité intégrée, l'accumulation en masse n'est pas confirmée, mais un excès subsiste toujours à très grand Q^2.

Le niveau de signification de cet excès dépend de la précision avec laquelle on connaît la prédiction du modèle standard des DIP et la réponse du détecteur. Actuellement l'incertitude sur l'attendu est dominé par l'erreur systématique sur les échelles d'énergie électromagnétique dans le cas courant neutre, et d'énergie hadronique dans le cas courant chargé. C'est pourquoi la réduction de ces erreurs systématiques est un des enjeux de la mesure à grand Q^2 avec le détecteur H1. Alors que la connaissance de l'échelle électromagnétique, dont la méthodologie a fait partie du travail de thèse, ne peut être améliorée qu'avec une plus grande statistique, des études actuellement en cours devraient permettre de réduire l'erreur sur l'échelle hadronique avant la prise de nouvelles données, ce qui est d'autant plus important qu'à HERA seule la DIP $e^+p \rightarrow \bar{\nu} + X$ est capable de sonder directement le contenu en quark d du proton.

Le fait qu'un excès ait été observé à grand Q^2 a suscité un travail important d'un point de vue expérimental, phénoménologique et théorique. Plusieurs explications possibles pour un tel excès se sont dégagées: une structure "exotique" pour le proton ou, en sortant du cadre du Modèle Standard, un terme d'interaction de contact à 4 fermions ou la production résonnante en voie s de leptoquark ou de squark. Cela a ainsi permis de clarifier de nombreux points techniques et de préciser le potentiel de découverte de HERA en terme de physique au-delà du Modèle Standard. Pour ce qui est de la production de résonances, l'implémentation du calcul de la section efficace au-delà de l'ordre dominant et le traitement de l'hadronisation de telles particules à HERA sont déjà en cours.

Les données 1994-1997 ont permis de déterminer des domaines d'exclusion pour les leptoquarks scalaires et les squarks en $\not R_p$. Ainsi, dans le cadre du modèle de Buchmüller-Wyler, H1 exclut des leptoquarks scalaires de nombre fermionique $F = 0$ (c'est-à-dire se couplant à des paires e^+q_v ou q_v est un quark de valence) de masse inférieure à 275 GeV pour un couplage de Yukawa aux paires e^+q de l'ordre du couplage électromagnétique $\lambda = 0.3$, étendant ainsi le domaine d'exclusion couvert par le TeVatron d'où proviennent les contraintes directes les plus fortes sur les leptoquarks et les squarks en $\not R_p$. En effet, les expériences CDF et D0 excluent l'existence de leptoquarks vecteurs presqu'au-delà de la limite cinématique de HERA et les limites obtenues sur les leptoquarks scalaires ou les squarks dépendent du rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ de ces particules en paire e^+q: $M > 240$ GeV pour $\mathcal{B} = 1$ et $M > 200$ GeV pour $\mathcal{B} = 0.5$. Par conséquent, le potentiel de HERA pour la découverte de leptoquarks ou de squarks correspond, pour des valeurs pas trop faibles du couplage de Yukawa $\lambda \simeq 0.1$ au domaine des grandes masses $M > 250$ GeV, et pour des faibles valeurs de λ à un domaine plus large en masse mais avec un rapport d'embranchement $\mathcal{B}$ relativement petit. Dans ce dernier cas, d'autres modes de désintégration doivent exister: soit en νq, dans le canal courant chargé, soit, dans le cadre de la supersymétrie, en quark-jaugino entrainant des topologies variées. La recherche de telles topologies dans les données 1994-1997 fait partie des priorités de la recherche au-delà du Modèle Standard à HERA. Il en est de même pour l'analyse en termes d'interaction de contact qui particulièrement intéressante vu l'excès observé à grand Q^2.

Le futur de HERA sera marqué par deux défis majeurs. D'une part les données 1998-1999 seront prises avec un faisceau d'électrons de 27.55 GeV et un faisceau de proton de 920 GeV et d'autre part un programme de haute luminosité est prévu à partie de l'an 2000.

Après l'amélioration du système de pompes à vide qui est actuellement en cours, une luminosité intégrée supérieure à 50 pb^{-1} est attendue entre 1998 et 1999, ce qui est à comparer avec les 3 pb^{-1} déjà prises avec électrons pendant la période 1993-1994. Le fait d'avoir des électrons va augmenter le nombre d'événements de DIP attendus à grand Q^2 puisque, dans le cas courant neutre, l'interférence $\gamma - Z^0$ est positive, et dans le cas courant chargé, la section efficace de DIP est multipliée par environ un facteur 6 de par les hélicités intervenant dans l'état initial et parce c'est le quark u, et non plus le quark d, qui intervient. En ce qui concerne les leptoquarks, c'est la production de ceux qui ont un nombre fermionique $F = 2$ qui serait favorisée. En supersymétrie avec $\not R_p$, le processus le plus favorable serait la production de squarks $\tilde{d}_R, \tilde{s}_R$ et $\tilde{b}_R$ par fusion e^-u. La phénoménologie serait différente puisque pour des squarks droits la désintégration de jauge en quark-chargino est interdite alors que le mode de désintégration $\not R_p$ en νq est autorisé. L'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse de 10% permet pour une masse donnée d'augmenter substanciellement la section efficace de production de leptoquarks ou de squarks.

Le programme de haute luminosité qui doit commencer en l'an 2000 prévoit d'augmenter la luminosité instantanée par un facteur 5. Cette amélioration impose d'avoir un faisceau de leptons polarisés. Pour une efficacité identique à celle de 1997, cela correspondrait à $\sim$ 100 pb^{-1} par année. Ceci est à comparer avec le programme d'amélioration du TeVatron. Le Run I du TeVatron a permis d'accumuler entre 1992 et 1996 0.12 pb^{-1} avec $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Le Run II qui doit lui aussi commencer en l'an 2000 prévoit une luminosité intégrée supérieure à 2 fb^{-1} avec $\sqrt{s} = 2$ TeV. Le domaine de masse testé devrait être étendu par un facteur 1.5. Il est à noter que dans le cas de la découverte de particules se couplant à des paires lepton-quark, HERA est la seule machine qui peut mesurer leurs nombres quantiques en jouant sur la nature du lepton incident et sur sa polarisation. Ainsi, en ce début du troisième millénaire, entre le l'arrêt du LEP et la mise en marche du LHC, la compétition entre HERA et le TeVatron promet d'être excitante.