Chapitre 1

Introduction

Le 31 mai 1992, les détecteurs $H1$ et $ZEUS$ ont observé les premières collisions électron-proton du collisionneur $HERA$. Ce collisionneur, situé à Hambourg, accélérait les électrons jusqu'à une énergie de 26,7 GeV (et 27,6 GeV en 1994 et 1995) et les protons jusqu'à une énergie de 820 GeV, correspondant à une énergie dans le centre de masse de 296 GeV (et 301 GeV en 1994 et 1995). Les données collectées en 1992, 1993 et 1994 ont fourni de nouvelles informations dans de nombreux domaines de la physique des particules élémentaires. L'une des plus importantes est la mesure de la structure du proton (à laquelle ce travail contribue). Des résultats ont également été obtenus, entre autres, dans l'étude des interactions de photons de haute énergie avec la matière, l'étude de l'état final hadronique, la mesure de la constante de couplage de l'interaction forte, la mesure de la section efficace de l'interaction à courant chargé, et la recherche de nouvelles particules.

Les expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur protons révélèrent, à la fin des années 1960, la structure composite du proton, formé d'objets élémentaires ponctuels appelés "partons". Ces derniers furent identifiés aux quarks qui avaient été introduits pour rendre compte des propriétés de symétrie de la spectroscopie hadronique. Dans les années 1970, les faisceaux mis en place à $Fermilab$ et au $CERN$, atteignant des énergies de 400 GeV, permirent une première étude approfondie des interactions profondément inélastiques. Les fonctions de structure reflétant la structure du nucléon furent mesurées. La mise en évidence de l'invariance d'échelle, et peu après l'observation de sa légère violation, jetèrent les bases de notre conception actuelle de la structure des nucléons : ceux-ci sont formés notamment de constituants ponctuels quasi-libres de spin 1/2. Ces analyses fournirent les premières confirmations de la théorie de la chromodynamique quantique, décrivant les interactions fortes entre quarks comme un échange de particules virtuelles : les gluons.

Les fonctions de structure du proton dépendent de la virtualité du boson échangé, la variable Q^2, et de la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark interagissant, la variable x de Bjorken. La chromodynamique quantique prédit l'évolution des fonctions de structure en la variable Q^2. Leur dépendance en la variable x est une caractéristique intrinsèque au proton, qui doit être mesurée expérimentalement. Grâce à l'énergie importante disponible dans le centre de masse, les expériences à $HERA$ permettent, a priori, d'explorer un domaine cinématique

($x \geq 10^{-5}$, $5 \leq Q^2 \leq 5 \cdot 10^4\ GeV^2$) beaucoup plus étendu que celui accessible par les expériences précédentes, à cible fixe ($x \geq 10^{-3}$, $Q^2 \leq 100\ GeV^2$). Ce nouveau domaine accessible a permis de sonder la structure du proton aux grandes valeurs de la variable Q^2 et de tester la chromodynamique quantique dans le domaine dans lequel son comportement est perturbatif. D'autre part, les fonctions de structure ont pu être mesurées dans le domaine inélastique aux petites valeurs de la variable x, correspondant à la région de haute densité de partons.

L'analyse présentée dans cette thèse permet d'étendre le domaine mesuré, par l'expérience $H1$, vers les petites valeurs de la variable Q^2. Le domaine accessible en Q^2 est limité, aux petites valeurs, par la nécessité de détecter l'électron diffusé. Ainsi pour $Q^2 \lesssim 5\ GeV^2$, l'électron est diffusé dans le tube d'accélération des faisceaux et échappe à la détection. La radiation d'un photon par l'électron incident peut être vue comme une diminution de l'énergie disponible dans le centre de masse. Pour une valeur de Q^2 fixée, cette diminution correspond à une augmentation de l'angle de diffusion. L'analyse des événements profondément inélastiques possédant un photon radiatif émis par l'électron incident permet donc d'opérer une mesure de la structure du proton dans un domaine étendu aux petites valeurs de Q^2. Cette mesure constitue le sujet principal de la présente thèse.

Nous commencerons, au chapitre 2, par rappeler les éléments théoriques nécessaires à la mesure des fonctions de structure, en mettant l'accent sur la contribution des processus radiatifs. Une brève revue des mesures des fonctions de structure avant $HERA$ et des paramétrisations est également présentée.

Le chapitre 3 présente une description du collisionneur $HERA$ et du détecteur $H1$.

L'analyse des événements profondément inélastiques radiatifs a nécessité une compréhension approfondie des détecteurs du système de mesure de luminosité, de leur calibration et de leurs efficacités. L'ensemble de ces éléments est repris au chapitre 4. D'autre part, l'étude du bruit de fond des événements profondément inélastiques radiatifs nous a amené à étudier la superposition d'événements de Bremsstrahlung sur un événement quelconque déclenchant le système d'acquisition. Il nous est apparu que ces superpositions d'événements permettaient d'estimer la luminosité des faisceaux. Cette méthode originale est exposée dans une seconde partie du chapitre 4, et les résultats sont comparés aux trois autres méthodes de mesure de luminosité utilisées dans l'expérience $H1$.

La mesure de la fonction de structure F_2 du proton utilisant les événements radiatifs est présentée de façon détaillée au chapitre 5. Après sélection de l'échantillon expérimental, les efficacités, les acceptances, les migrations, les pertes, les bruits de fond et les corrections radiatives sont discutés. La mesure de la fonction de structure ainsi obtenue est comparée aux autres résultats de la Collaboration $H1$.

Chapitre 2

Introduction théorique

Dans ce chapitre, les éléments théoriques nécessaires à l'étude de la diffusion profondément inélastique sont introduits. La section efficace de la diffusion par courant neutre est établie, introduisant le concept de fonctions de structure. Les principes de base et les prédictions de la chromodynamique quantique pour l'évolution des fonctions de structure sont énoncés.

Une attention particulière est portée aux corrections radiatives à apporter à la mesure des fonctions de structure car, comme nous le verrons, l'effet principal de ces corrections provient de la radiation de photons énergétiques par l'électron (incident et diffusé). Or les événements de diffusion profondément inélastique possédant un photon énergétique émis par la branche électronique sont les événements sur lesquels est basée notre mesure de la fonction de structure F_2 développée au chapitre 5.

Dans la dernière section de ce chapitre, les processus de diffusion d'électron sur proton avec émission d'un photon réel par la branche électronique sont considérés pour l'ensemble du domaine cinématique accessible à $HERA$. L'accent est mis sur la diffusion profondément inélastique : $e^- + p \to e^- + X + \gamma$, considérée ici, non plus comme un processus contribuant aux corrections radiatives de la diffusion $e^- + p \to e^- + X$, mais comme le processus, à l'ordre le plus bas, de diffusion profondément inélastique semi-inclusif comportant un photon énergétique émis par la branche leptonique. L'étude de ces événements nous permettra de mener à bien, au chapitre 5, une mesure de la fonction de structure F_2. Une attention particulière sera également portée au processus de diffusion élastique dite Bethe-Heitler, permettant de mesurer la luminosité des faisceaux.

2.1 Interactions électron-proton profondément inélastiques

2.1.1 Cinématique de l'interaction

L'interaction de type courant neutre des faisceaux de $HERA$ est décrite de façon générale par :

$$e^- + p \to e^- + X \ , \tag{2.1}$$

où X symbolise un ensemble de particules (hadroniques et électromagnétiques). Le diagramme correspondant à cette diffusion à l'approximation du premier ordre non nul est présenté à la figure 2.1.

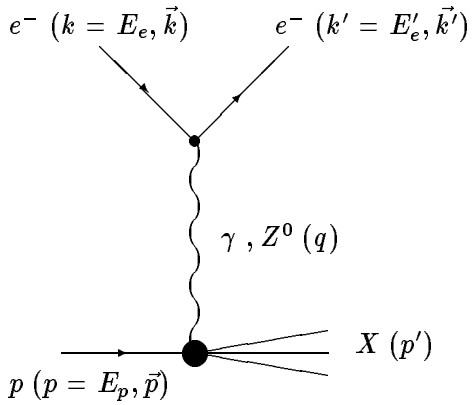


Figure 2.1: *Diagramme de l'interaction électron-proton.*

Soient k, k', p, p' et q, respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion des électron incident, électron diffusé, proton cible, ensemble hadronique final et photon (ou boson Z^0) virtuel échangé.

Une série d'invariants relativistes utiles à la description de l'interaction sont définis comme suit :

- carré de l'énergie disponible dans le système du centre de masse :

$$s = (p + k)^2, \tag{2.2}$$

- l'opposé du carré de la masse virtuelle du photon (ou boson Z^0) échangé :

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \ , \quad Q^2 \in [0, s] \ , \tag{2.3}$$

- la variable x de Bjorken :

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \ , \quad x \in [0, 1] \ , \tag{2.4}$$

- la variable y de Bjorken :

$$y = \frac{pq}{pk} = \frac{Q^2}{xs} \ , \quad y \in [0, 1] \ , \tag{2.5}$$

- la masse invariante du système hadronique X :

$$W^2 = (p+q)^2 = Q^2(\frac{1}{x} - 1) + M_p^2 \ , \quad W^2 \in [M_p^2, s] \ , \tag{2.6}$$

- la variable ν :

$$\nu = \frac{pq}{M_p} = \frac{Q^2}{2M_p\, x} \ , \tag{2.7}$$

où M_p est la masse du proton.

Si le système hadronique final n'est décrit, de façon globale, que par sa masse invariante W (c'est-à-dire que les détails de l'hadronisation sont ignorés), k et p étant donnés, deux grandeurs indépendantes suffisent à décrire l'ensemble de la cinématique. Le couple le plus fréquemment choisi pour la diffusion profondément inélastique est (x,Q^2).

2.1.2 Calcul de la section efficace profondément inélastique

La mesure de la fonction de structure F_2 exposée au chapitre 5 se limitant au domaine des petites valeurs de la variable Q^2, nous nous limiterons, dans le développement des aspects théoriques, au cas des interactions purement électromagnétiques (négligeant ainsi la contribution des interactions faibles avec échange de Z^0 et le terme d'interférence $\gamma - Z^0$).

Expression générale

La section efficace de diffusion profondément inélastique s'exprime de la façon suivante :

$$d\sigma = \sum_X |A_X|^2 \, \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p+k-p'-k')}{4|p\cdot k|} \frac{d^3k'}{2E_e\ (2\pi)^2} \frac{d^3p'}{2E_X\ (2\pi)^2} \tag{2.8}$$

$$= \sum_X |A_X|^2 \, \frac{E'}{E} dE_e \, d\Omega_e \tag{2.9}$$

où la somme porte sur tous les états finaux hadroniques possibles. L'amplitude A_X est le produit des courants leptonique et hadronique, du terme du couplage au vertex et du propagateur du photon ; son module au carré peut être exprimé comme le produit du propagateur du photon au carré (multiplié par la constante de couplage α au carré) et de la contraction des tenseurs leptonique et hadronique, soit :

$$|\ A_X\ |^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \ . \tag{2.10}$$

Le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ est totalement calculable dans le cadre de l'électrodynamique quantique. Pour un faisceau non polarisé :

$$L^{\mu\nu} = 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu) - g^{\mu\nu}(k\cdot k' - m_e^2) \ , \tag{2.11}$$

m_e étant la masse de l'électron. Comme nous ne connaissons pas la forme du courant hadronique, donnons au tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ la forme la plus générale construite à partir de combinaisons linéaires des quadri-vecteur p et q :

$$W_{\mu\nu} = C_1 g_{\mu\nu} + C_2 q_\mu q_\nu + C_3 p_\mu p_\nu + C_4(p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu) + C_5(p_\mu q_\nu - q_\mu p_\nu) + C_6 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta. \quad (2.12)$$

Les 6 fonctions a priori complexes C_i de cette combinaison ne peuvent dépendre que des scalaires indépendants construits avec les quadri vecteurs au vertex hadronique p et q : q^2 et $p \cdot q$. Le nombre de degrés de liberté étant de deux, nous choisissons les invariants de Lorentz x et Q^2. Le tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ étant symétrique pour la permutations des indices μ et ν, seules les composantes symétriques du tenseur hadronique contribueront à la section efficace. Nous pouvons donc ignorer les termes (antisymétriques) en C_5 et C_6. L'invariance du courant par rapport à l'opérateur d'inversion du temps T impose que les fonctions C_i soient de même réalité. De plus par conservation du courant hadronique le nombre de coefficients indépendants est réduit à deux fonctions réelles : $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$, et $W_{\mu\nu}$ se réduit à :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{M_p}(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})F_1(x, Q^2) + \frac{1}{\nu M_p^2}(p_\mu - \frac{p.q}{q^2}q_\mu)(p_\nu - \frac{p.q}{q^2}q_\nu)F_2(x, Q^2) \quad (2.13)$$

$F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ sont appelés fonctions de structure électromagnétique du proton.

Finalement la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)\right] \quad (2.14)$$

$$= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[1 + (1-y)^2 - \frac{Ry^2}{1+R}\right] F_2(x, Q^2) \quad (2.15)$$

où

$$R = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \quad et \quad F_L = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (2.16)$$

La fonction F_L est appelée fonction de structure longitudinale.

Il est à remarquer que dans le cas d'échange de Z^0, le tenseur leptonique n'étant plus symétrique, une fonction indépendante supplémentaire, $F_3(x, Q^2)$ (correspondant à la violation de la parité) intervient dans l'expression de la section efficace.

2.1.3 Le modèle des partons

Suivant le modèle des partons, l'interaction (2.1) peut être décrite comme une somme d'interactions élastiques de l'électron sur les différents composants ponctuels chargés du proton. Ces derniers peuvent être vus comme les sous-constituants du proton : les quarks, particules de Dirac de spin 1/2 et de charge fractionnaire. La diffusion profondément inélastique est illustrée, suivant ce modèle, par le diagramme présenté à la figure 2.2.

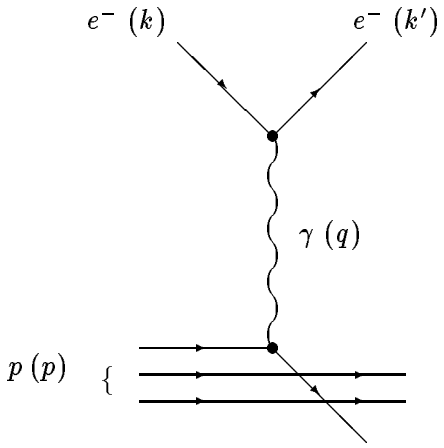


Figure 2.2: *Diagramme de l'interaction profondément inélastique électron proton suivant le modèle des partons.*

L'interaction élastique électron-quark fait intervenir des fonctions de structure de la forme suivante (pour un quark de charge e_i et de masse supposée nulle) :

$$F_2^i(x) = e_i^2 x\delta(x - \frac{Q^2}{ys}) \; . \tag{2.17}$$

Ces fonctions, indépendantes de la variable Q^2, reflètent le caractère ponctuel des quarks. Cette propriété est appelée invariance d'échelle.

Dans tout référentiel en mouvement suffisamment rapide par rapport au proton (c-à-d tel que $E_p^0 \gg M_p$ et $E_p^0 \gg p_T$) la variable x de Bjorken peut être interprétée comme la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark interagissant (cette interprétation n'est en fait exacte que dans le référentiel de Breit, défini comme le référentiel dans lequel le photon virtuel à une énergie nulle et une impulsion finie).

Dans le référentiel de Breit, la conservation de l'hélicité du quark au vertex $\gamma^* q$ impose une variation d'une unité de son moment cinétique (les quarks étant de spin 1/2 et de masses supposées nulles). Or cette variation est impossible, si le photon a une polarisation longitudinale. La contribution longitudinale de la section efficace est donc nulle ($F_L = 0$ et donc $R = 0$). Cela permet d'établir explicitement la relation entre les fonctions de structures F_1 et F_2 (relation de Callan Gross) :

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \; . \tag{2.18}$$

La somme des trois termes dans l'expression de la section efficace différentielle (2.15) se réduit, dans ce modèle, à la somme de deux termes représentant respectivement les contributions des interactions électron-quark de mêmes hélicités (premier terme : (1)) et d'hélicités opposées (second terme : $(1-y)^2$), ce dernier terme s'annulant pour les angles de diffusion

nuls, par conservation du moment angulaire.

Les fonctions de structure peuvent être interprétées comme la somme des densités de répartition des quarks du proton. La densité de répartition $q_f(x)$ (resp. $\bar{q}_f(x)$) représente la probabilité de présence des quarks (resp. d'antiquark) de saveur f et d'impulsion xp. Ainsi :

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x(q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \ , \tag{2.19}$$

où la somme porte sur toutes les saveurs f, et e_f est la charge fractionnaire du quark de saveur f.

Signalons que dans le cas d'échange de Z^0, la fonction de structure supplémentaire $F_3(x, Q^2)$ correspond à :

$$xF_3(x) = \sum_f e_f^2 x(q_f(x) - \bar{q}_f(x)) \ , \tag{2.20}$$

Remarquons que le raisonnement suivi jusqu'ici néglige les composantes transverses k_T de l'impulsion des quarks dues à leur confinement au sein du proton (mouvement de Fermi). Une estimation de la valeur de R due à cet effet est donnée par :

$$R = \frac{4 < k_T^2 >}{Q^2} \ . \tag{2.21}$$

Nous verrons à la section prochaine que la chromodynamique quantique prédit une valeur non nulle pour R, le terme ci-dessus venant s'y ajouter.

Le succès de ce modèle présentant des partons libres (c'est-à-dire sans interactions au sein du proton) provient de la différence d'échelle de temps de l'interaction électrofaible (temps relativement court) et la production de hadrons du parton diffusé (temps relativement long). En effet, dans le référentiel dans lequel le proton est au repos, le temps caractéristique de la diffusion est de l'ordre de $1/\nu$, alors que celui de la production de hadrons est de l'ordre de $\nu/W^2 \sim 1/M_p$.

Ce modèle naïf, présente, toutefois, plusieurs insuffisances :

- il ne permet pas d'expliquer le confinement des partons dans le proton,
- la fraction d'impulsion portée par les quarks mesurée expérimentalement ne représente que 50% environ de l'impulsion totale du proton, le reste de l'impulsion étant invisible par interaction électrofaible,
- l'invariance d'échelle est faiblement mais nettement violée.

La théorie de la chromodynamique quantique permet de répondre partiellement à ces insuffisances.

2.1.4 La chromodynamique quantique

La théorie de la chromodynamique quantique (théorie de jauge correspondant à la symétrie locale du groupe non-abélien SU(3)) introduit le nombre quantique de couleur. Les hadrons apparaissent comme des singlets du groupe de couleur et sont caractérisés par un ensemble de 2 ou 3 quarks dits de valence. Les bosons vecteurs du groupe, les gluons, sont au nombre de 8, de masse nulle et de spin 1. L'interaction forte est vue comme un échange de couleur et d'impulsion entre des quarks et entre des gluons, véhiculé par les gluons. La fraction d'impulsion manquante du modèle des partons libres est attribuée aux gluons. Les paires quark-antiquark produites par les gluons constituent un ensemble de quarks dits de la mer.

Comme en théorie de l'électrodynamique quantique, pour laquelle une particule chargée peut émettre un photon par radiation ($e^- \rightarrow e^-\gamma$), la chromodynamique quantique permet la radiation de gluons par les quarks ($q \rightarrow gq$), mais en plus, les gluons, portant des charges de couleur, peuvent interagir entre eux ($g \rightarrow gg$ et $gg \rightarrow gg$).

Premier ordre en α_S

Au premier ordre perturbatif de la théorie de la chromodynamique quantique, les processus de radiation d'un gluon (figure 2.3b et 2.3c) et de conversion de gluon en paire quark-antiquark (figure 2.3d) sont à considérer comme une correction à la diffusion d'un électron par un quark de valence nu (figure 2.3a) (il faut encore y ajouter l'interférence entre le diagramme 2.3a et le diagramme de la correction de vertex).

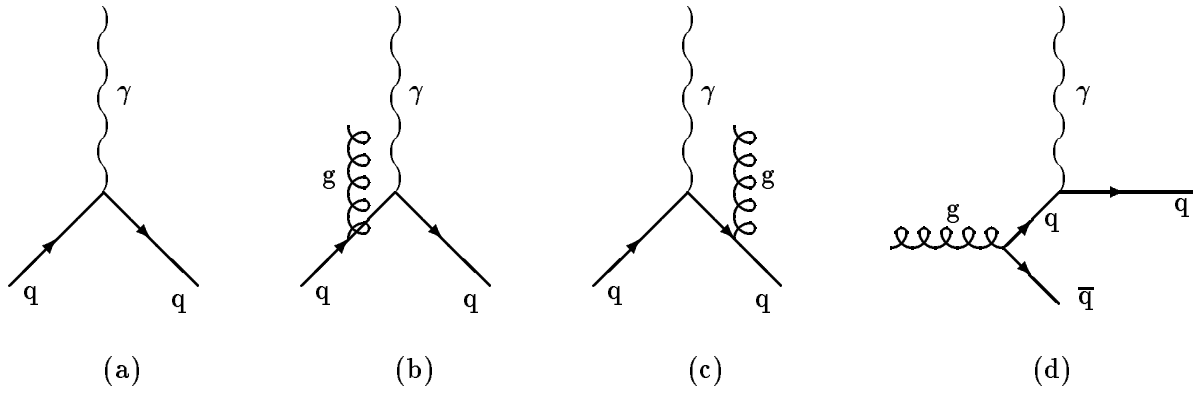


Figure 2.3: *Diagrammes à l'ordre zéro (a) et l'ordre un en α_S (b, c et d).*

La constante de couplage des interactions fortes vaut, en approximation des logarithmes

dominants :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) ln(Q^2/\Lambda^2)} \ , \tag{2.22}$$

où N_f est le nombre de saveurs actives et Λ est un paramètre d'échelle portant la dimension d'une masse.

A la limite $Q^2 \to \infty$, la constante de couplage $\alpha_S \to 0$. A cette limite, les quarks sont libres (liberté asymptotique). Ceci explique le succès du modèle des partons libres aux grandes valeurs de la variable Q^2. Ce modèle peut être considéré comme l'approximation à l'ordre zéro de la théorie perturbative de la chromodynamique quantique.

Les radiations de gluons donnent des impulsions transverses aux quarks et permettent ainsi une contribution de la composante longitudinale de la section efficace, représentée par la fonction de structure longitudinale (impliquant une valeur finie à R). Au premier ordre en α_S la fonction de structure longitudinale est donnée par [1] :

$$F_L(x,Q^2) = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi}\ x^2\ \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi^3} \left(\frac{8}{3} F_2(\xi,Q^2) + \frac{40}{9}(1 - \frac{x}{\xi})\ \xi\ g(\xi,Q^2) \right) \ , \tag{2.23}$$

où $g(x,Q^2)$ est la fonction de répartition des gluons.

Les deux termes sur lesquels porte l'intégration proviennent, respectivement, des diagrammes (b et c) d'une part et (d) d'autre part représentés à la figure 2.3.

Equations d'évolution

La considération des processus de radiation de gluons permet également de prédire l'évolution en Q^2 des densités de répartition des quarks et des gluons par les équations dites de Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi [2][3], calculées dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA), c'est-à-dire que seuls les termes $\alpha_s ln(Q^2)$ sont gardés. Le terme $\alpha_s ln(Q^2)$ étant de l'ordre de grandeur de l'unité, il est nécessaire de sommer tous les ordres : $\sum_n (\alpha_s ln(Q^2))^n$. Les équations d'évolution sont données par :

$$\frac{dq_f(x,Q^2)}{d\log Q^2} \ = \ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\ \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(q_f(y,Q^2) P_{qq}(\frac{x}{y}) \ + \ g(y,Q^2) P_{qg}(\frac{x}{y}) \right) \tag{2.24}$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\log Q^2} \ = \ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\ \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_{l=1}^{N_f} (q_l(y,Q^2) P_{gq}(\frac{x}{y})) \ + \ g(y,Q^2) P_{gg}(\frac{x}{y}) \right) . \tag{2.25}$$

Les fonctions P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} et P_{gg} introduites, appelées fonctions de "splitting" sont reprises à la figure 2.4.

Ces équations décrivent l'évolution en Q^2 des densités de quarks et de gluons à partir de ces mêmes densités connues en fonction de x pour une valeur de Q^2 de départ, fixée.

L'approximation des logarithmes dominants est simple par les calculs qu'elle implique et simple par son interprétation. Elle revient à ne garder, comme contribution des gluons, que les émissions colinéaires aux partons (nous adopterons une approche similaire lors de l'étude des corrections radiatives dues à la radiation de photons énergétiques). Cette approximation présente cependant une ambiguïté : les termes en $\log(Q^2)$ sont du même ordre que les termes en $\log(c\ Q^2)$ où c est une constante. L'échelle n'est donc pas fixée de façon absolue. Pour lever cette ambiguïté, il faut développer les calculs à l'ordre supérieur, c'est-à-dire sommer également les termes en $\alpha_s^n ln(Q^2)^{n-1}$. Les calculs deviennent alors complexes, d'interprétation moins aisée et dépendent d'un schéma de régularisation. En effet, comme nous conservons également des termes correspondant à des émissions de gluons non colinéaires, la divergence (dite colinéaire) pour la limite des angles d'émission tendant vers zéro doit être absorbée de façon arbitraire. Le schéma le plus fréquemment utilisé est la régularisation dimensionnelle $\overline{MS}$. A partir de cet ordre du développement perturbatif de la chromodynamique quantique, l'expression de la fonction de structure F_2 perd son interprétation simple de l'équation (2.19), à moins de redéfinir les distributions des partons, suivant le schéma de factorisation DIS, en y introduisant des termes de corrections. Les grandeurs physiques mesurables (les fonctions de structure) restent, quant à elles, indépendantes du choix du schéma de renormalisation appliqué.

2.2 Reconstruction des variables cinématiques

Dans l'expérience $H1$, la reconstruction de la cinématique jouit d'une redondance d'information provenant de la mesure simultanée de l'électron diffusé et de l'ensemble hadronique. Deux grandeurs indépendantes étant, comme nous l'avons vu, suffisantes pour déterminer la cinématique, différents choix d'au moins deux grandeurs peuvent être faits parmi les grandeurs suivantes :

- E_e : l'énergie de l'électron diffusé
- θ_e : l'angle polaire de l'électron diffusé
- E_q : l'énergie du quark diffusé
- θ_q : l'angle polaire du quark diffusé

Quatre méthodes complémentaires sont exposées brièvement ci-dessous. Une information plus détaillée sur ces méthodes et la précision des mesures engendrées en fonction du domaine étudié en (x,Q^2) peut être trouvée dans [4], [5] et [6].

2.2.1 Méthode basée sur la mesure de l'électron diffusé

L'estimation des variables cinématiques x, y et Q^2 à partir des mesures de l'énergie et de l'angle polaire de l'électron diffusé est la méthode conventionnelle utilisée pour la mesure des fonctions de structure par interaction à courant neutre. C'est cette méthode qui sera également utilisée dans notre mesure de la fonction de structure F_2, au chapitre 5.

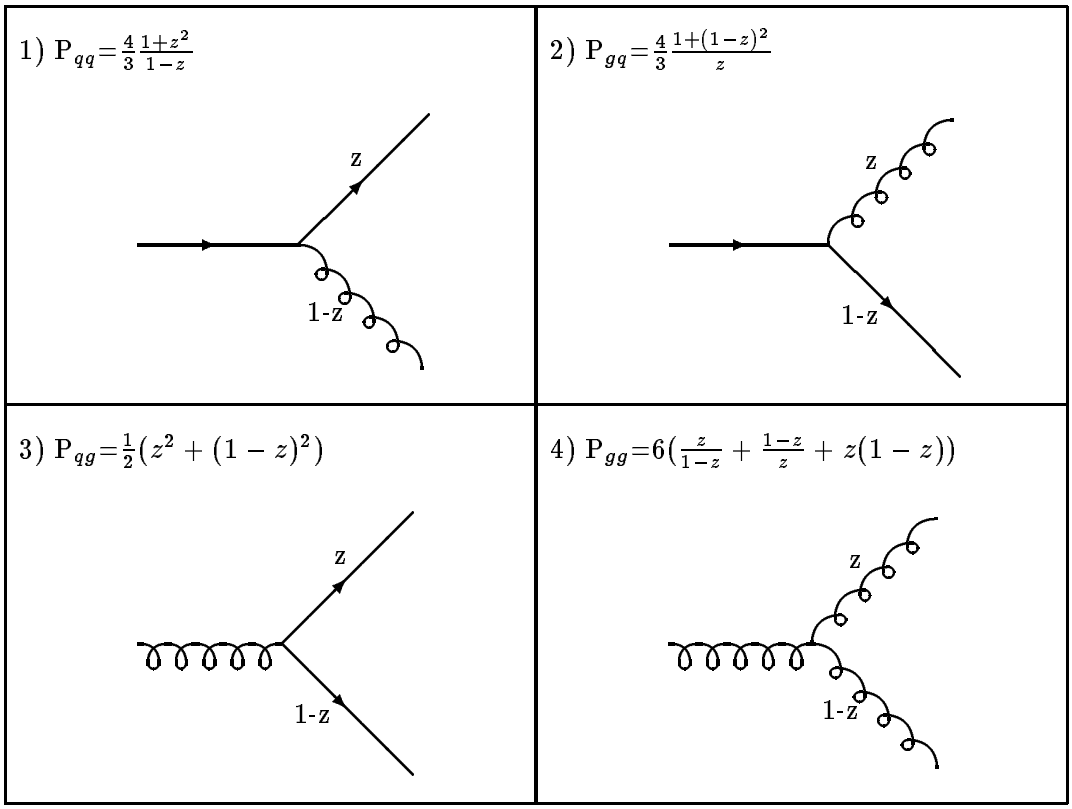


Figure 2.4: *Fonctions de splitting à l'ordre dominant.*

Dans le référentiel de convention du détecteur $H1$, suivant lequel les particules initiales se propagent le long de l'axe z (le faisceau de proton évoluant des $z < 0$ vers les $z > 0$), en utilisant les définitions des variables cinématiques données par les équations (2.3-2.5), on trouve, en négligeant les masses, que :

$$Q_e^2 = 2E_e^0 E_e(1+\cos\theta_e) \tag{2.26}$$

$$x_e = \frac{E_e}{E_p^0}\frac{E_e^0(1+\cos\theta_e)}{2E_e - E_e^0(1-\cos\theta_e)} \qquad y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0}\sin^2(\frac{\theta_e}{2})\,, \tag{2.27}$$

où θ_e est l'angle polaire de diffusion de l'électron par rapport à la direction du proton, E_e^0 et E_p^0 les énergies, respectivement, du faisceau d'électron et du faisceau de protons, et E_e l'énergie de l'électron diffusé.

La figure 2.5 présente les courbes à angles polaires constants et à énergies constantes dans le plan (x,Q^2).

Par dérivation de ces expressions, on peut déduire les résolutions :

$$\left(\frac{dQ_e^2}{Q_e^2}\right)^2 = \left(\frac{dE_e}{E_e}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) d\theta_e\right)^2 \tag{2.28}$$

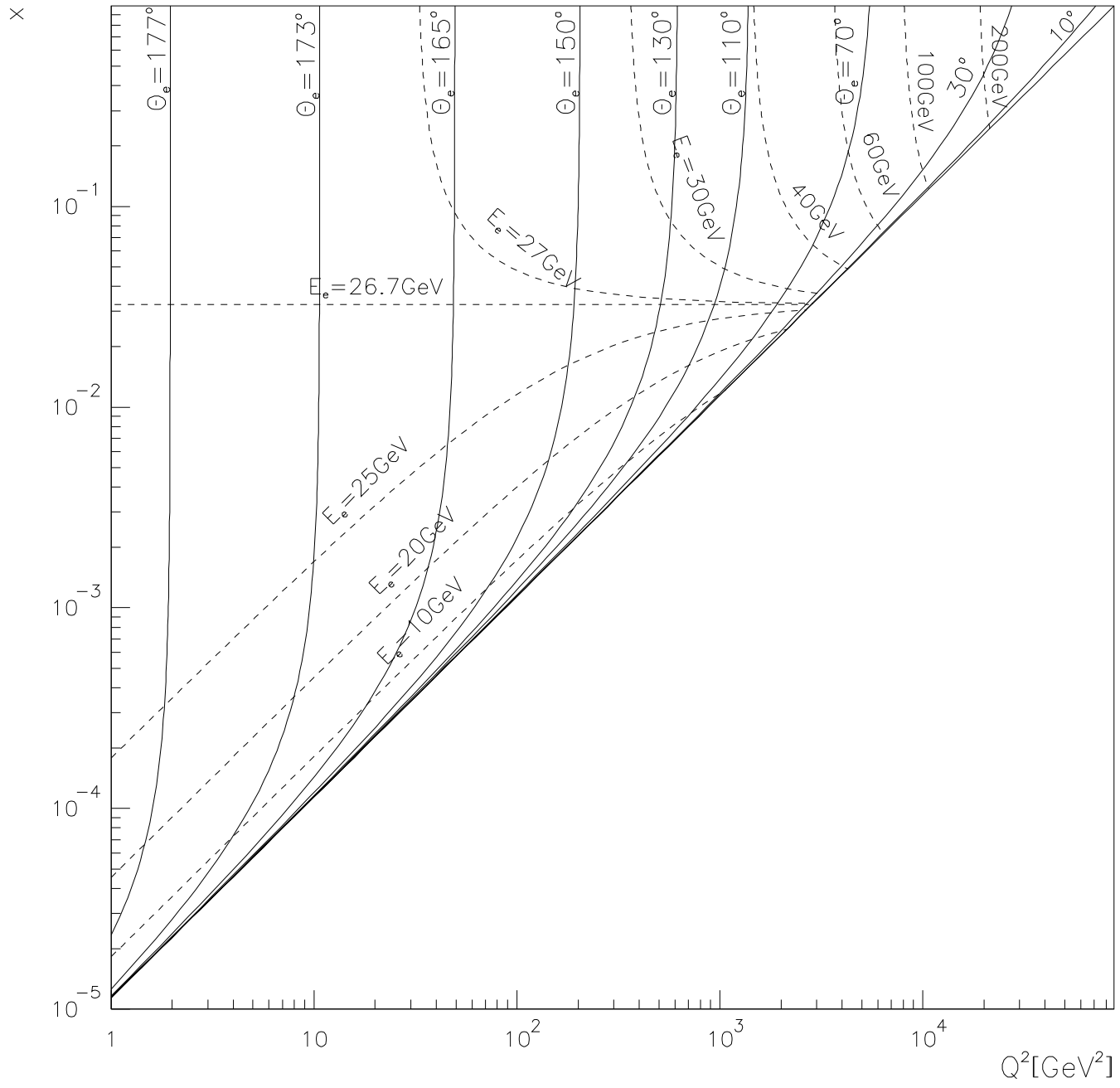


Figure 2.5: *Courbes angles polaires constants et énergies constantes de l'électron diffusé dans le plan* (x,Q^2).

$$\left(\frac{dx_e}{x_e}\right)^2 = \left(\frac{1}{y_e}\frac{dE_e}{E_e}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\left(x_e\frac{E_p^0}{E_e} - 1\right)d\theta_e\right)^2 \tag{2.29}$$

Une estimation précise de la résolution nécessiterait l'utilisation d'un programme de simulation détaillée du détecteur. Cependant, ces équations permettent déjà de dégager quelques tendances générales :

- l'erreur sur x_e due à la précision de la mesure de l'énergie de l'électron devient très importante à bas y_e, à cause du facteur en $1/y_e$,
- l'erreur sur Q_e^2 due à l'erreur de mesure sur E_e est assez faible (les deux erreurs relatives sont égales),
- l'erreur sur x_e due à la précision angulaire ne joue un rôle qu'à grand x et petit Q^2 (c'est-à-dire à petit y),
- l'erreur sur Q_e^2 due à la résolution angulaire est faible sauf pour les grands valeurs de θ_e.

Pour illustrer quantitativement ces effets, les erreurs relatives sur les variables x_e et Q_e^2 sont présentées, à la figure 2.6 pour une erreur de 2% sur la mesure de l'énergie et à la figure 2.7 pour une erreur de $2mrad$ sur la mesure de l'angle θ_e. On y retrouve, de façon plus précise, les comportements que nous venons de déduire des équations (2.28).

En plus de la grande sensibilité de l'erreur sur x à la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, aux petites valeurs de y, cette méthode présente le désavantage d'être très sensible aux corrections radiatives (principalement à la radiation de photons colinéaires à l'électron incident).

Cette méthode sera cependant utilisée dans notre analyse, au chapitre 5, des événements profondément inélastiques avec radiation de photons colinéaires à l'électron incident. Notre analyse portant précisément sur les événements radiatifs, la sensibilité de la reconstruction cinématique aux radiations nous sera utile. D'autre part, notre analyse se restreint aux grandes valeurs de y_e, limitant ainsi les erreurs sur la reconstruction de x dues aux erreurs de mesure sur l'énergie de l'électron diffusé.

2.2.2 Méthode basée sur la mesure du système hadronique

L'énergie et l'angle polaire du quark diffusé n'étant pas des grandeurs directement mesurables, nous devrons baser notre mesure sur les hadrons observés (après hadronisation).

L'ensemble hadronique développé par le quark diffusé devrait, a priori, permettre d'estimer l'énergie et l'angle du quark diffusé, mais sa séparation de l'ensemble hadronique que constitue l'état final est difficile.

Pour rencontrer cette difficulté, une méthode a été développée par F. Jacquet et A. Blondel [7], utilisant l'ensemble des hadrons de l'état final.

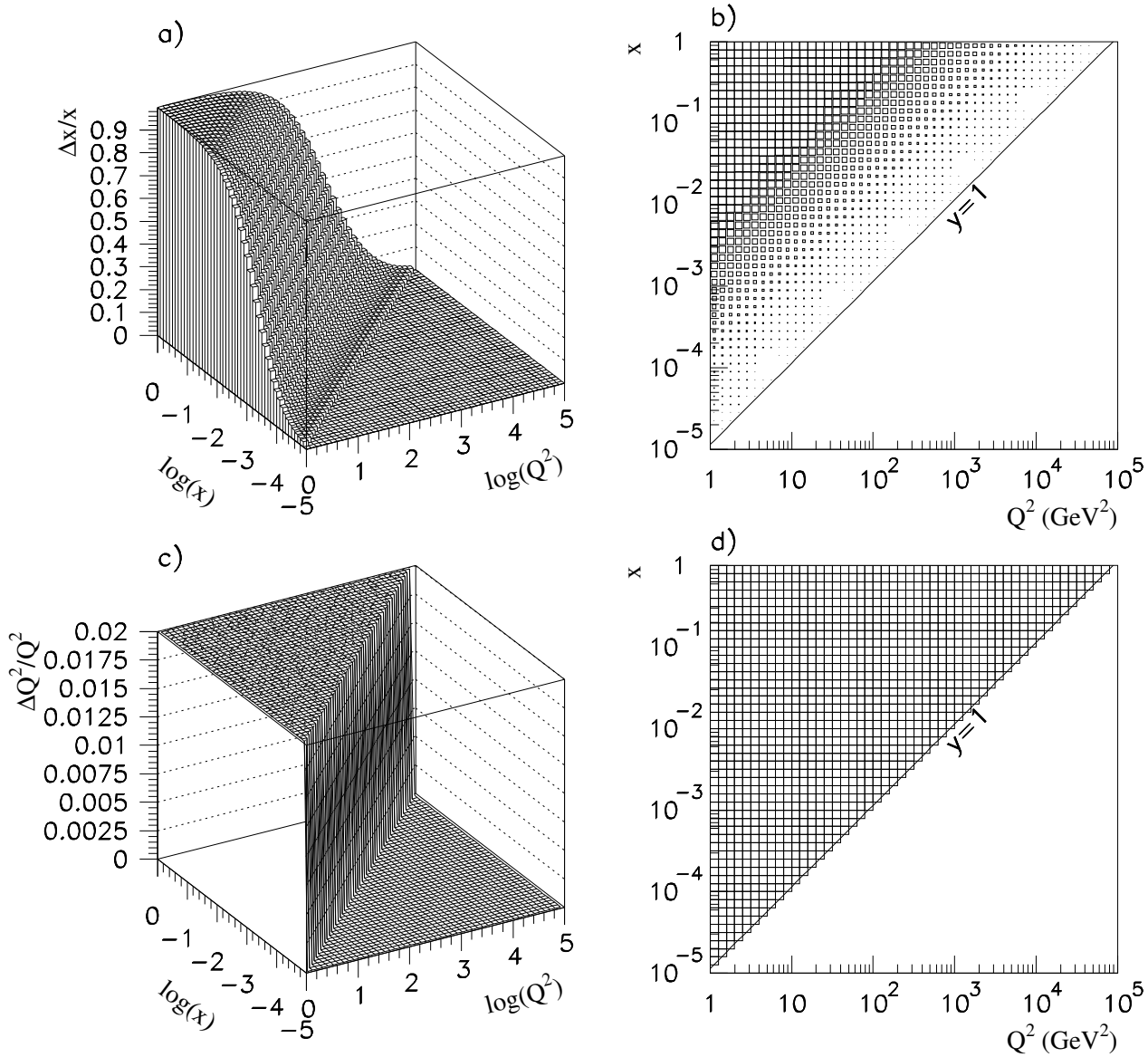


Figure 2.6: a) *Erreur relative sur la variable x entraînée par une erreur de 2% sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, dans le plan (x,Q^2). b) comme* a) *la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur x.*
c) et d) comme a *et b) pour la variable Q^2.*

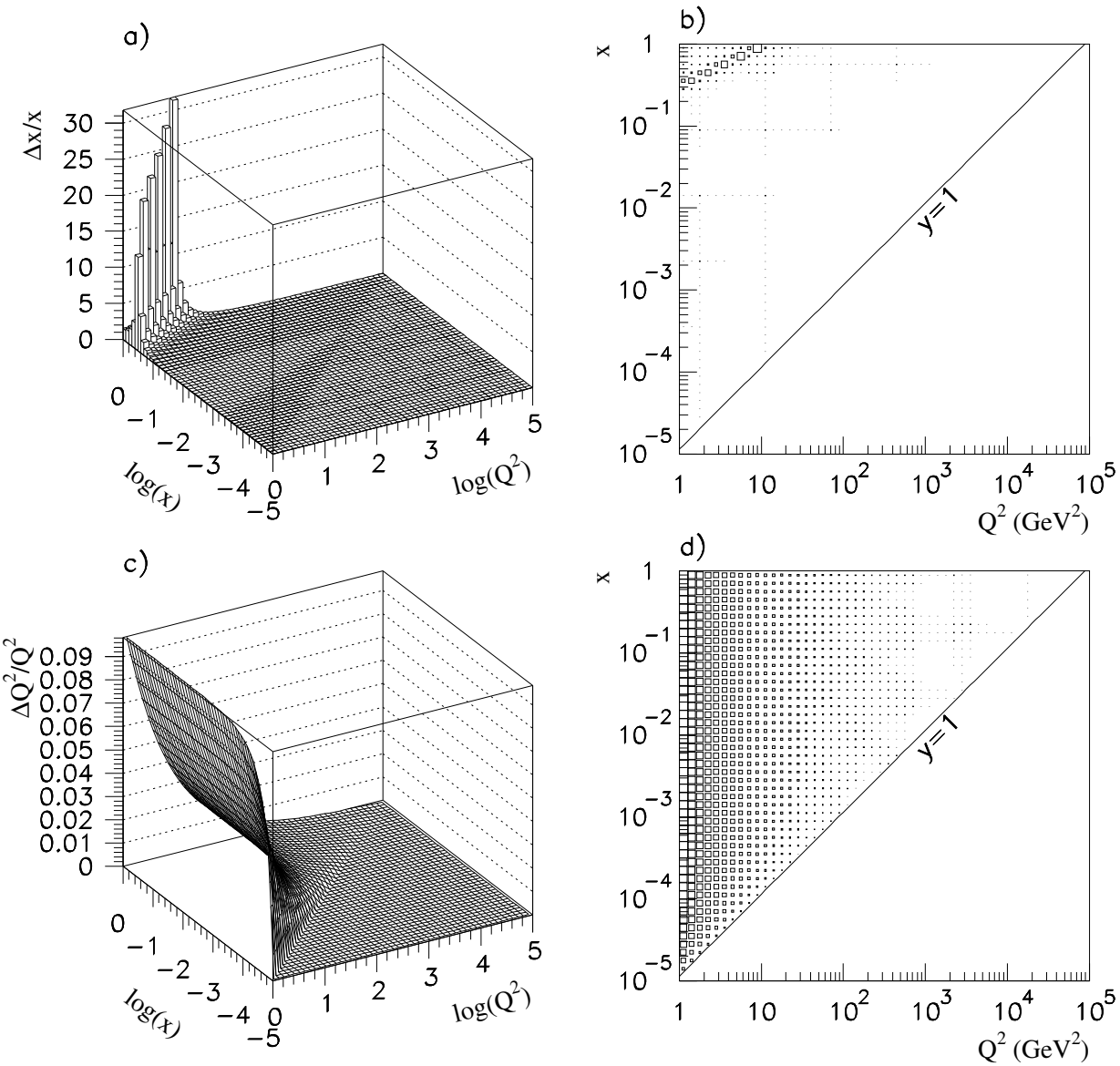


Figure 2.7: a) *Erreur relative sur la variable x entraînée par une erreur de 2 mrad sur la mesure de l'angle θ de l'électron diffusé, dans le plan (x,Q^2). b) idem* a) *la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur x.*
c) Erreur relative sur la variable Q^2 entraînée par une erreur de 2 mrad sur la mesure de l'angle θ de l'électron diffusé, dans le plan (x,Q^2). d) idem c) la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur Q^2.

En effet, le quadri vecteur associé au photon échangé (q) peut s'écrire sous la forme :

$$q = \sum_{i}^{hadrons} (p_{h_i} - p) \tag{2.30}$$

où la sommation est effectuée sur toutes les particules formant l'état final hadronique. En développant les produits scalaires de la définition de la variable y (équation (2.5)) et en négligeant les masses, on trouve :

$$y_{JB} = \frac{\Sigma}{2E_e^0} \quad \text{où} \quad \Sigma = \sum_h (E_h - p_{z_h}) \tag{2.31}$$

où les sommes portent sur tous les hadrons de l'état final. On obtient de même :

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_h p_{x_h})^2 + (\sum_h p_{y_h})^2}{1 - y_{JB}} \qquad x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s\ y_{JB}} \tag{2.32}$$

L'avantage de cette méthode apparaît clairement dans ces équations : aucune hypothèse n'est faite sur l'état final hadronique, et, de plus, elle est principalement basée sur l'impulsion transverse de l'ensemble hadronique, les particules perdues dans le tube à vide avant ayant donc une faible influence sur la reconstruction des variables cinématiques. Remarquons que ce dernier argument n'est pas vrai pour les particules perdues dans le tube à vide arrière (en z négatifs), contribuant avec un poids double ($(E_h - p_{z_h}) \simeq 2E_h$).

La figure 2.8 présente les courbes à angles polaires constants et énergies constantes du quark diffusé, dans le plan (x,Q^2). Ces courbes à angles polaires constants du quark diffusé comparées aux courbes de valeurs y constantes (figure 2.9) mettent en évidence la perte possible de particules dans le tube à vide arrière ($\theta_q > 175°$). Pour fournir une bonne résolution, cette méthode ne peut donc être appliquée qu'aux événements pour lesquels $y < 0,5$.

D'autre part, la résolution en la variable Q^2_{JB}, due à la présence du terme en $1/(1 - y_{JB})$, devient faible pour les petites valeurs de y.

2.2.3 Méthodes mixtes et double angle

Les avantages des deux méthodes exposées jusqu'ici peuvent être combinés pour définir une méthode dite 'mixte' :

$$y_{mix} = y_{JB} \qquad Q^2_{mix} = Q^2_e \qquad x_{mix} = \frac{Q^2_e}{s\ y_{JB}} \tag{2.33}$$

Une autre méthode mixte, appelée la méthode sigma, reconstruit les variables y et Q^2 de façon indépendante de l'énergie initiale du faisceau d'électrons (ceci afin de diminuer l'effet des corrections radiatives). La conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de substituer

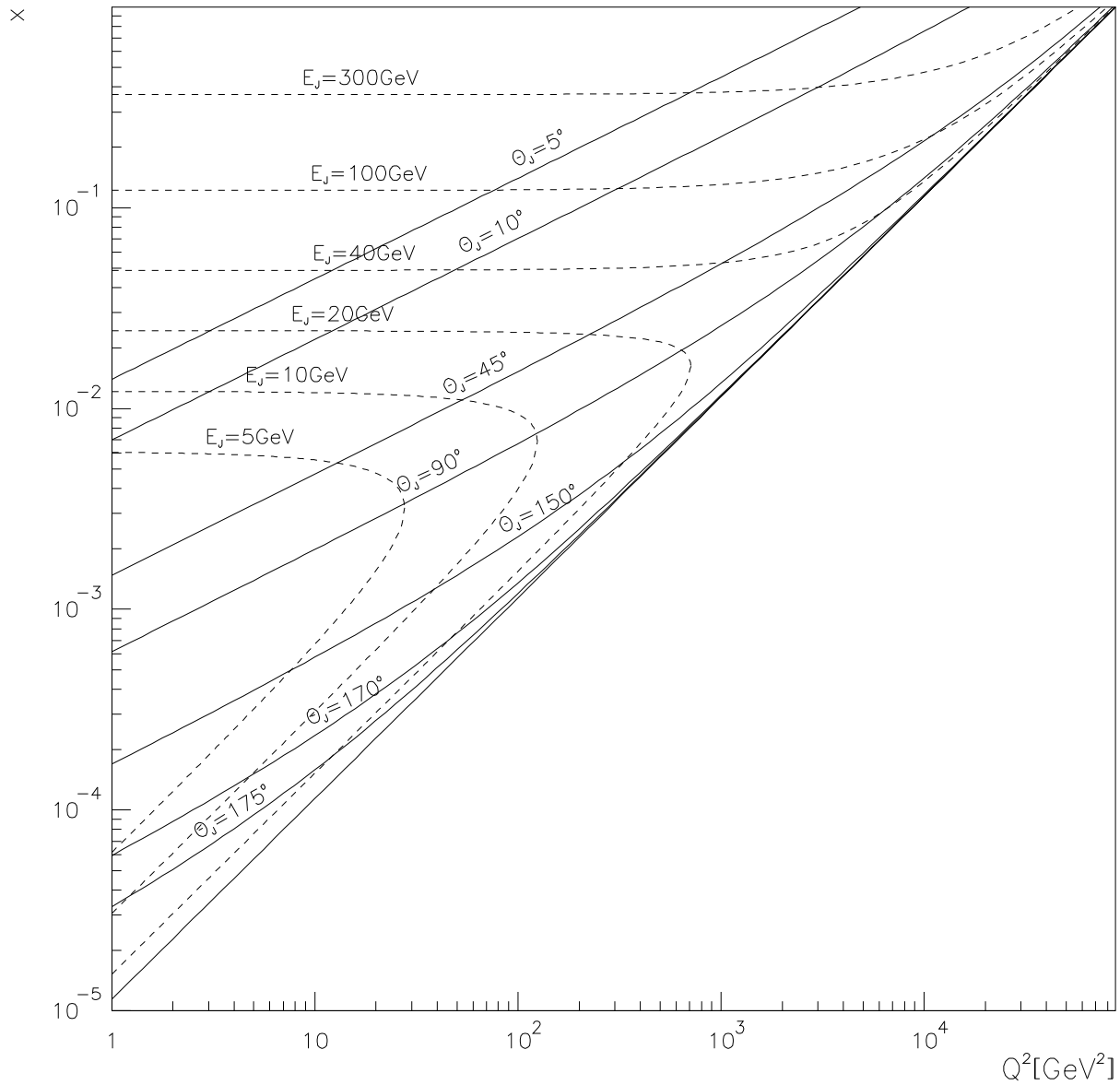


Figure 2.8: *Courbes à angles polaires constants et énergies constantes du quark diffusé dans le plan* (x,Q^2).

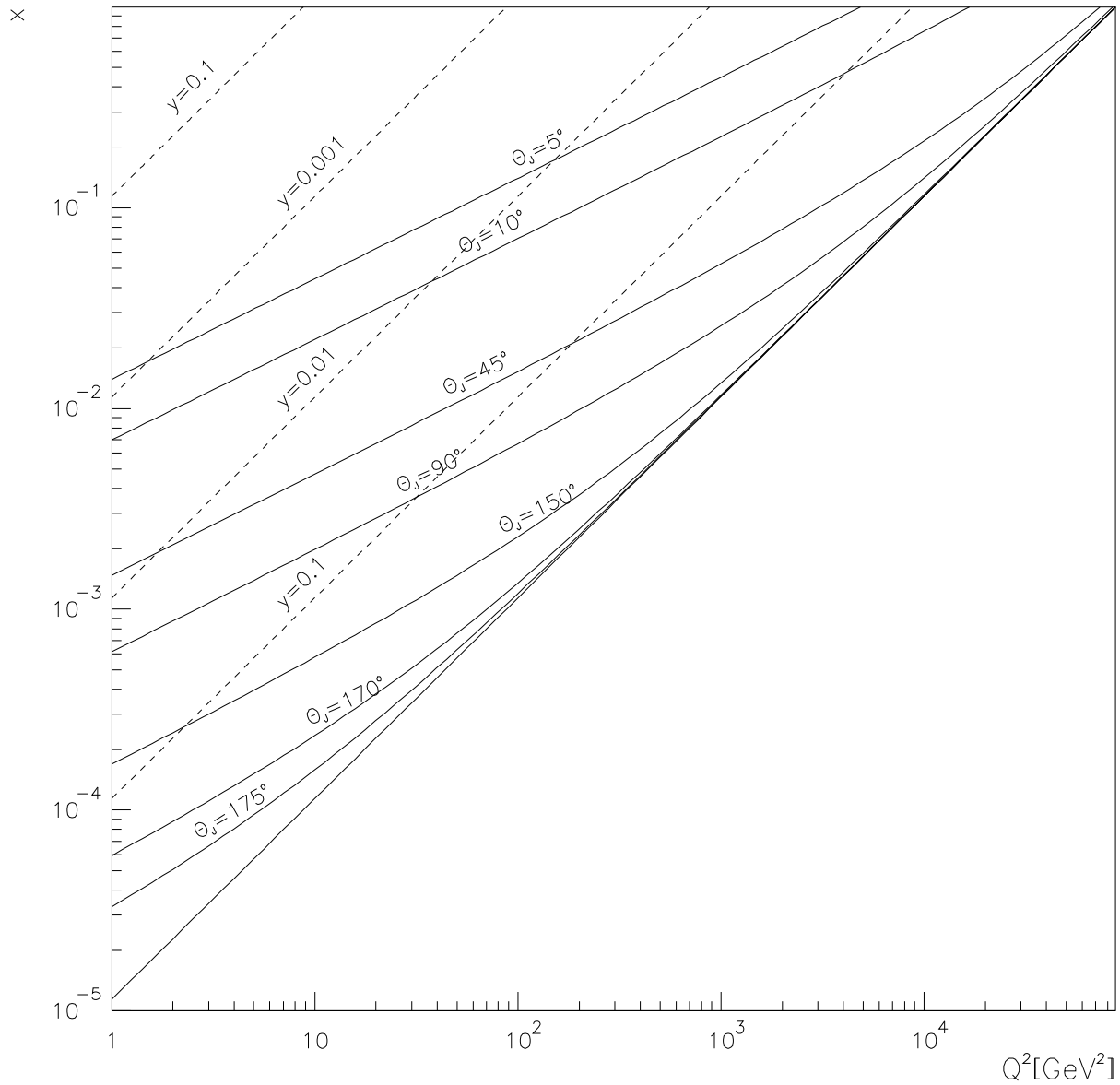


Figure 2.9: *Courbes à angles polaires constants du quark diffusé et courbes à y constant dans le plan (x,Q^2).*

$\Sigma + E_e(1-\cos\theta_e)$ au terme $2E_e^0$ (Σ est défini à l'équation (2.31)) En appliquant cette substitution dans la définition la variable y_{JB} (équation (2.31)), on obtient :

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_e(1-\cos\theta_e)} \tag{2.34}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E_e^2 \sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma} \qquad x_\Sigma = \frac{E_e}{2E_p^0}\frac{1+\cos\theta_e)}{y_\Sigma} \tag{2.35}$$

Enfin une cinquième méthode, complémentaire, consiste à reconstruire la cinématique sur base des angles polaires de l'électron diffusé (θ_e) et de l'ensemble hadronique issu du quark diffusé (θ_q) :

$$Q^2_{da} = \frac{4E_e^{0^2}\sin\theta_q(1+\cos\theta_e)}{\sin\theta_q + \sin\theta - \sin(\theta_q+\theta_e)} \qquad x_{da} = \frac{E_e^0}{E_p^0}\frac{\sin\theta_q + \sin\theta_e + \sin(\theta_q+\theta_e)}{\sin\theta_q + \sin\theta_e - \sin(\theta_q+\theta_e)} \tag{2.36}$$

On peut montrer que l'angle θ_q peut être reconstruit en utilisant les variables Jaquet-Blondel :

$$\cos\theta_q = \frac{Q^2_{JB}(1-y_{JB}) - 4E_e^2 y^2_{JB}}{Q^2_{JB}(1-y_{JB}) + 4E_e^2 y^2_{JB}} \tag{2.37}$$

En première approximation, cette mesure de l'angle θ_q est indépendante de l'énergie des hadrons. C'est ce qui procure le grand avantage de cette méthode : l'estimation des variables cinématiques est quasiment indépendante de la calibration des calorimètres. Elle peut donc être utilisée soit comme méthode de reconstruction de la cinématique, soit comme outil d'étude de calibration en énergie d'éléments de détecteur.

La région cinématique accessible à cette méthode procurant une bonne résolution est comparable à celle de la méthode Jaquet-Blondel.

2.3 Mesures expérimentales des fonctions de structure avant $HERA$ et paramétrisations

Cette section décrit brièvement les expériences qui, avant les expériences à $HERA$, ont fourni à des mesures des fonctions de structures. Dans une seconde partie, les principales paramétrisations permettant d'extrapoler les mesures des fonctions de structure, hors des domaines mesurés, sont présentées et comparées.

2.3.1 Mesures expérimentales des fonctions de structure avant H1

Les toutes premières expériences de diffusion profondément inélastique eurent lieu auprès de l'accelérateur linéaire de Stanford ($SLAC$) à la fin des années soixante. Ces expériences

découvrirent l'invariance d'échelle qui mit en évidence l'existence de sous-constituants des nucléons, plus tard identifiés aux quarks et gluons. Quelques années plus tard, les expériences à Stanford, à Fermilab et au $CERN$ permirent de mesurer la violation d'échelle, c'est-à-dire la dépendance en Q^2 des fonctions de structure prédite par la nouvelle théorie : la chromodynamique quantique.

Depuis, de nombreuses expériences de diffusion sur cible fixe ont réalisé des mesures des fonctions de structure du nucléon. Variant par leurs faisceaux (ν, μ ou e) et par la nature des cibles (H, D, C ou Fe), les expériences explorent des domaines cinématiques de plus en plus étendus. Les caractéristiques des expériences les plus récentes sont reprises au Tableau 2.1.

Grâce à sa nature de collisionneur, $HERA$ permet d'atteindre ce domaine cinématique élargi d'un facteur 10 à la fois dans le domaine des petites valeurs de x et dans le domaine des grandes valeurs de Q^2.

Expérience	**Faisceau**	**Cible**	**domaine mesuré**	**publication**
CDHS	ν	Fe	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200\ GeV^2$	1984 [8]
EMC	μ	H^2, D^2, Fe	$0.03 < x < 0.8$ $3 < Q^2 < 250\ GeV^2$	1986-89 [9], [10], [11]
BCDMS	μ	H^2, D^2	$0.07 \leq x \leq 0.75$ $7 < Q^2 < 260\ GeV^2$	1990 [12]
		C	$0.25 \leq x \leq 0.75$ $25 < Q^2 < 260\ GeV^2$	1987 [13]
CDHSW	ν	Fe	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200\ GeV^2$	1989 [14]
SLAC	e	H^2, D^2	$0.07 \leq x \leq 0.85$ $Q^2 < 25\ GeV^2$	1990 [15]
E665	μ	H^2, D^2	$0.0008 \leq x \leq 0.6$ $0,2 < Q^2 < 75\ GeV^2$	1991-92 [16]
CCFR	ν	Fe	$0.07 \leq x \leq 0.65$	1992 [17]
NMC	μ	H^2, D^2	$0.008 \leq x \leq 0.5$	1992 [18]

Tableau 2.1: *Caractéristiques des expériences les plus récentes de diffusion sur cible fixe.*

Les mesures de la fonction de structure F_2 des expériences $CCFR$ (sur cible en Fe), $BCDMS$ (sur cible en C), NMC, $SLAC$ et $BCDMS$ sont comparées à la figure 2.10 [19].

2.3.2 Paramétrisation des fonctions de structure.

La littérature propose plusieurs paramétrisations des densités de partons permettant d'extrapoler l'évolution des fonctions de structure au-delà du domaine mesuré.

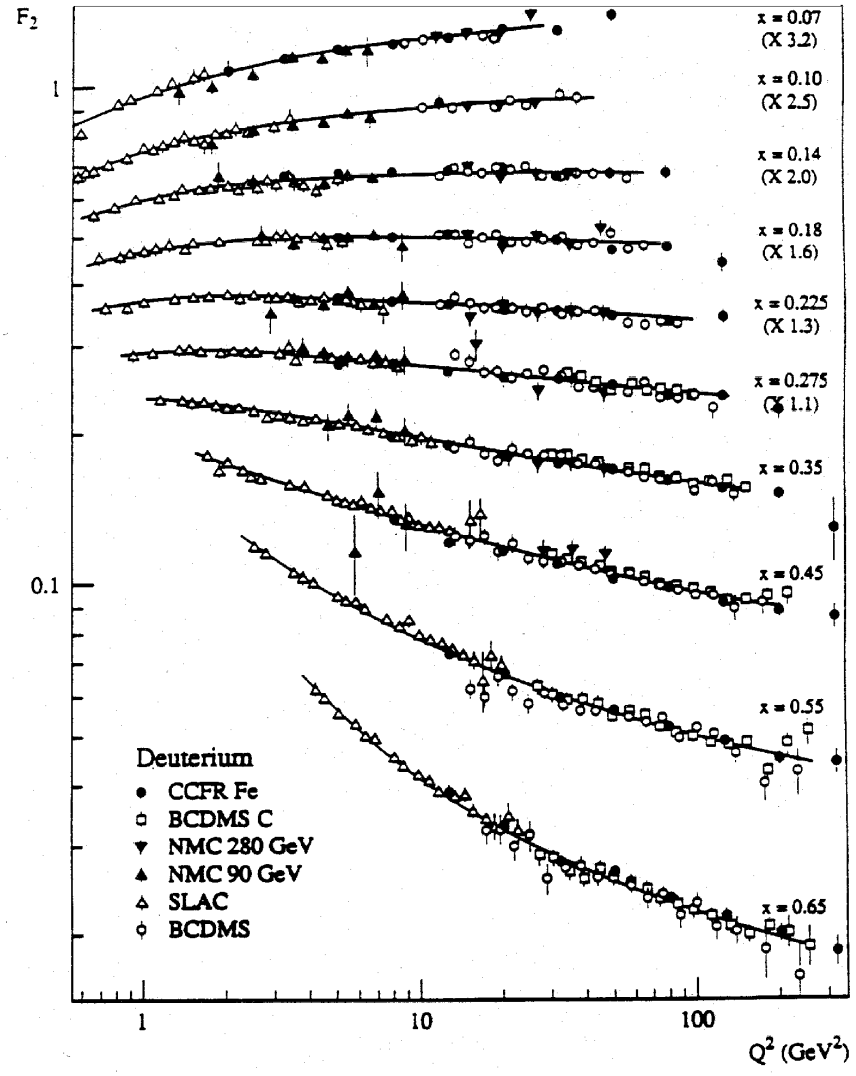


Figure 2.10: *Mesures de la fonction de structure F_2 par les expériences sur cible fixe $CCFR$, $BCDMS$, NMC, $SLAC$ et $BCDMS$.*

Généralités

Les formes données aux paramétrisations des densités de partons sont basées sur des arguments physiques. Ces contraintes varient selon les auteurs, mais on retrouve fréquemment les arguments suivants :

- les distributions des quarks u et d sont donnés sous la forme d'une somme de distribution des quarks de valence et de la mer :

$$u\,(x,Q^2) = u_v(x,Q^2) + u_s(x,Q^2) \qquad d\,(x,Q^2) = d_v(x,Q^2) + d_s(x,Q^2) \tag{2.38}$$

- les quarks de valence portent les nombres quantiques de saveur du proton, les distributions correspondantes doivent vérifier les règles de somme :

$$\int_0^1 dx\ u_v(x,Q^2) = 2 \qquad \int_0^1 dx\ d_v(x,Q^2) = 1 \tag{2.39}$$

  Les distributions des quarks de la mer vérifient :

$$\overline{q}_s(x,Q^2) = q_s(x,Q^2) \tag{2.40}$$

  La conservation de l'impulsion impose la règle de somme suivante :

$$\int_0^1 dx\ x\,(u_v + d_v + g + 2\,(u_s + d_s + s_s + c_s + b_s + t_s)) = 1\ , \tag{2.41}$$

  où g représente la distribution des gluons dans le proton,

- les distributions des partons sont solutions des équations d'Altarelli-Parisi soit à l'ordre des logarithmes dominants soit à l'ordre suivant l'ordre des logarithmes dominants (dans ce cas, un choix de schéma de rénormalisation doit être fait),

- les distributions des partons sont obtenues par évolution à partir d'un Q_0^2, de l'ordre de quelques GeV^2,

- les distributions initiales (à Q_0^2) des quarks lourds sont généralement nulles. Elle sont engendrées par radiation de gluons aux $Q^2 > Q_0^2$,

- outre les mesures des fonctions de structure F_2 et F_3 des expériences de diffusion profondément inélastique, d'autres données expérimentales sont souvent utilisées :

  - les données des interactions de type Drell-Yann correspondant à $q\bar{q} \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-$ produites par exemple dans les réaction $pn \to \mu^+\mu^- X$. Ces données contraignent les distributions des quarks de la mer (en particulier $\overline{d} > \overline{u} > \overline{s}$),
  - les données de fusion photon gluon $\gamma^* g \to c\bar{c} \to J/\Psi\ g$ permettant de contraindre la distribution des gluons,
  - les données de production de photons directs dans les réactions du type $pp \to \gamma X$, permettant de contraindre la distribution des gluons via le sous-processus $qg \to \gamma q$.

Les paramétrisations MRS

Plusieurs ensembles de paramétrisations ont été proposés au cours du temps et des nouveaux résultats expérimentaux disponibles par Martin, Roberts et Stirling.

Le comportement de la fonction de structure F_2 n'étant pas connu, avant les expériences à $HERA$, pour les valeurs de x inférieures à 10^{-2}, les auteurs ont proposé une alternative : une croissance rapide de F_2 ou une croissance lente de F_2 pour les petites valeurs de x. Ce choix est offert par deux types de paramétrisations de densité de gluons différentes, la densité de gluons étant le principal acteur du comportement à petit x.
Les paramétrisations $KMRSD^-$ [20] et $KMRSD'^-$ [21] présentent une distribution de gluons divergente à petit x :

$$x\ g = \mathrm{A}_{g_1}\ x^{-1/2}(1-x)^{\eta_{g_1}}(1+\gamma_{g_1}\ x) \tag{2.42}$$

à la différence des paramétrisations $KMRSD^0$ [20] et $KMRSD'^0$ [21] pour lesquelles la distribution des gluons est plate (en échelle logarithmique) à la limite des petits x :

$$x\ g = \mathrm{A}_{g_2}(1-x)^{\eta_{g_2}} \tag{2.43}$$

Pour l'ensemble des paramétrisations, les distributions des quarks de valence sont de la forme :

$$xq = \mathrm{A}_v\ x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1+\epsilon_v\ x^{1/2}+\gamma_v\ x) \tag{2.44}$$

Les distributions des partons évoluent, à partir de $Q_0^2 = 4\ GeV^2$, suivant les équations dévolution à l'ordre suivant l'ordre dominant. A Q_0^2, les distributions des quarks lourds sont forcées à 0, et la mer doit posséder la symétrie de saveur $SU(2)_c$.

Les premières mesures de la fonction de structure F_2 à $HERA$ [38] [39] ont confirmé une croissance rapide aux petites valeurs de x. Martin, Roberts et Stirling ont alors proposé une paramétrisation, incluant les résultats des expériences à $HERA$ dans leur ajustement, dénommée $MRSH$ [22], possédant une croissance rapide pour la densité de gluons du type des paramétrisation $KMRSD^-$ et $KMRSD'^-$, mais avec un terme divergeant en $x^{-0,3}$ au lieu du $x^{-1/2}$.

Les résultats expérimentaux utilisés pour ces différentes paramétrisations sont présentés au tableau 2.2. Remarquons que l'utilisation de nouvelles données modifie également les valeurs des paramètres α_S et Λ_{QCD}.

Les paramétrisations GRV

L'approche de Glück, Reya et Vogt est sensiblement différente de celle des autres auteurs. Originellement, ils supposaient qu'à une certaine échelle d'énergie très faible Q_0^2 ($Q_0^2 \sim 0,1\ GeV^2$), le proton n'était constitué des quarks de valence [23]. Ils prenaient alors comme distribution de gluons et de quarks de la mer :

$$g(x,Q_0^2) = q_s(x,Q_0^2) = \overline{q}_s(x,Q_0^2) = 0 \tag{2.45}$$

Ces distributions étaient alors générées purement dynamiquement à partir des quarks de valence, aucune forme explicite n'étant donnée. Cette approche donna des prédictions qualitativement bonnes, comme la fraction de l'impulsion portée par les gluons, mais quantitativement

Param.	lepton chargé (DIS)	ν (DIS)	γ directs	D.Yan	W,Z
$MRSD^0$, D^-	$BCDMS$ $EMC\ NMC\ prelim.$	$CDHSW$ $CCFR\ prelim.$	$WA70$	$E605$	$UA2$ CDF
$MRSD'^0$, D'^-	$BCDMS$ $EMC\ NMC$	$CCFR$	$WA70$	$E605$	$UA2$ CDF
$MRS(H)$	$BCDMS$ $EMC\ NMC$ $HERA$	$CCFR$	$WA70$	$E605$	$UA2$ CDF

Tableau 2.2: Données expérimentales utilisées pour les paramétrisations du groupe MRS. La notation $HERA$ correspond aux résultats de 1993 des expériences $H1$ et $ZEUS$.

en désaccord dans la région des petits x (la croissance prédite pour la densité des gluons s'y est avéré trop forte).

Pour tenter d'y remédier, le comportement des gluons et de la mer, à Q_0^2, a été calqué sur les distributions des quarks valence :

$$g(x,Q_0^2) = \frac{n_g}{3}\left[u_v(x,Q_0^2) + d_v(x,Q_0^2)\right] \tag{2.46}$$

avec des paramétrisations des quarks de valence de la forme :

$$xq_v(x,Q^2) = \mathrm{A}\ x^\alpha(1-x)^\beta \qquad \alpha > 0 \tag{2.47}$$

La règle de somme de la chromodynamique quantique implique alors que :

$$\int_0^1 dx g(x,Q_0^2) = \frac{n_g}{3}(2+1) = n_g \tag{2.48}$$

n_g peut être vu comme le nombre de gluons de "valence". La valeur $n_g = 2$ était imposée : le proton contient alors "intrinsèquement" deux gluons pouvant former des singlets de couleur et de spin. Une fois n_g et la distribution des partons fixés à Q_0^2, les équations d'évolution sont utilisées pour en déduire les distributions de quarks et de gluons pour toutes les valeurs de x et Q^2.

Pour améliorer l'accord avec les données de diffusion profondément inélastique à bas x et pour tenir compte des données de $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$ les conditions initiales ont été relâchées et une distribution de la mer à Q_0^2 a été ajoutée avec $\bar{u} = d$ [24].

Les distributions des quarks de valence sont maintenant paramétrisées sous la forme :

$$xq_v(x,Q^2) = Nx^a(1+\sqrt{x}+Bx)(1-x)^D\ , \tag{2.49}$$

celle des gluons et des quarks légers de la mer (u d et s) par :

$$xq_s(x,Q^2) = \left[x^a(A+Bx+Cx^2)\left(\log\frac{1}{x}\right)^b + s^\alpha \exp\left(-E+\sqrt{E's^\beta\log\frac{1}{x}}\right)\right]\ (1-x)^D\ , \tag{2.50}$$

et celle des quarks lourds de la mer par :

$$xq_{s'}(x,Q^2) = \frac{(s-s_w)^\alpha}{(\ln\frac{1}{x})^a}\left[(1+A\sqrt{x}+Bx)\exp\left(-E+\sqrt{E's^\beta\ln\frac{1}{x}}\right)\right](1-x)^D\ . \qquad (2.51)$$

Les auteurs donnent deux paramétrisations différentes :

- GRV(LO) obtenue dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants
- GRV(HO) obtenue à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans un schéma spécial appelé HO_A [25]

La paramétrisation HO est valable pour :

$$Q_0^2 \leq Q^2 \leq 10^8 GeV^2 \quad 10^{-5} \leq x \leq 1 \qquad (2.52)$$

où $Q_0^2 = 0.3\ GeV^2$.

Cette méthode singulière basée sur la génération dynamique des gluons et des quarks de la mer n'est que faiblement ajustable et possède par-là même un pouvoir prédictif fort, qui est celui d'une évolution suivant les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. Le bon accord entre les prédictions de $GRV(HO)$ avec les données de NMC et de $HERA$ [26] est donc tout à fait remarquable et suggère que l'évolution décrite par les équations d'Altarelli-Parisi dans leur développement à l'ordre suivant l'ordre des logarithmes dominants soit le mécanisme dominant de la violation d'échelle à petit x. Cette paramétrisation prédisait la croissance rapide de F_2 aux basses valeurs de x mais également l'atténuation de cette croissance pour des petites valeurs de Q^2, comme cela a été observé dans les résultats préliminaires de la prise de donnée de 1994 de l'expérience $H1$ [27].

D'autres paramétrisations proposées dans la litérature sont à signaler, comme celles de la collaboration $CTEQ$ [28].

Comparaison des paramétrisations

Les distributions des partons sont présentées à la figure 2.11 pour plusieurs paramétrisations récentes : $MRS(H)$, $CTEQ2M$ et $GRV\ HO$, à $Q^2 = 10\ GeV^2$. Les valeurs prédites pour la fonction de structure F_2 sont comparées à la figure 2.12, pour de ces mêmes paramétrisations, à la valeur fixée de $Q^2 = 10\ GeV^2$.

2.4 Corrections radiatives à la section efficace de diffusion profondément inélastique

Jusqu'à présent dans ce chapitre, la section efficace de diffusion profondément inélastique a été étudiée à l'approximation du premier ordre non nul de l'électrodynamique quantique. C'est par rapport à cette section efficace théorique en α^2 (notée ci-après σ_{Born}) que les fonctions de

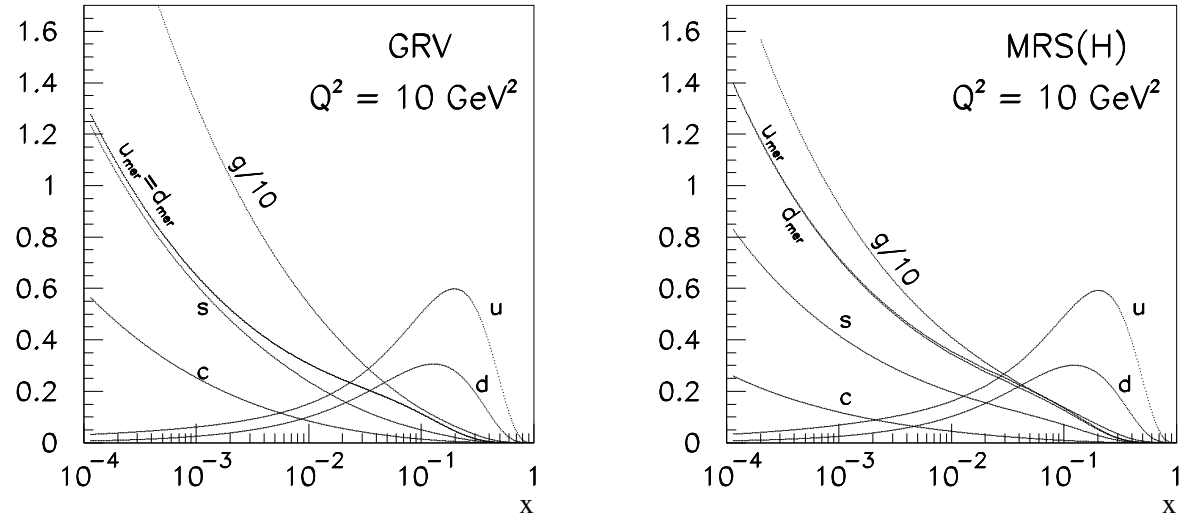


Figure 2.11: *Densités des quarks et gluons prédites par les paramétrisations suivantes : $MRS(H)$ et $GRV\ HO$, à $Q^2 = 10\,GeV^2$.*

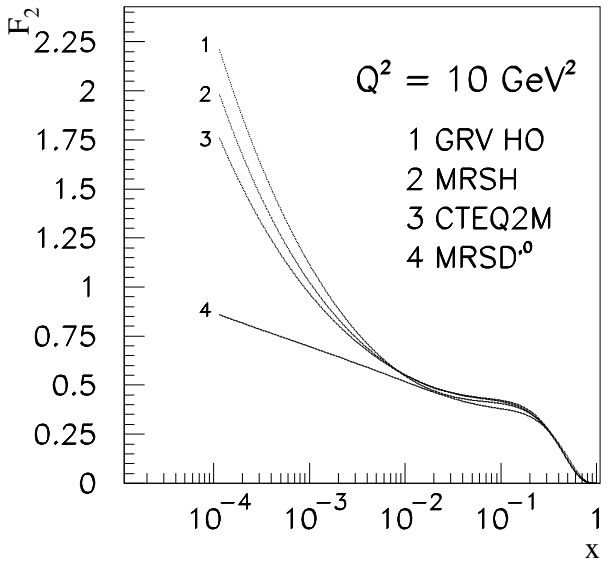


Figure 2.12: *Prédictions pour la fonction de structure F_2 suivant les paramétrisations : $MRS(H)$, $MRSD'^0$, $CTEQ2M$ et $GRV\ HO$, à $Q^2 = 10\,GeV^2$.*

structure que l'on cherche à mesurer ont été définies. La section efficace mesurée correspond à la section efficace théorique sommée sur tous les ordres de la théorie perturbative. Pour extraire les fonctions de structure de la mesure, il faut donc soustraire, à la section efficace mesurée, la contribution des ordres supérieures à α^2, appelées corrections radiatives (δ) :

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{d^2\sigma_{mesurée}}{dxdQ^2}\,(1-\delta)\,. \tag{2.53}$$

Les diagrammes contribuant au premier ordre des corrections (α^3) sont représentés aux figures 2.13 (contributions avec radiation de photon réel) et 2.14 (contribution avec échange d'un boson virtuel supplémentaire). Remarquons que la classe de diagrammes de la figure 2.13, bien que présentant un état final différent de celui du processus étudié, est considéré comme une contribution aux corrections radiatives et non comme un bruit de fond. Ce choix, généralement adopté à $HERA$ [29], est motivé par le fait que nous nous intéressons à l'interaction $e^- + p \to e^- + X$ de façon inclusive.

a **b** **c** **d**

Figure 2.13: *Diagrammes constituant les corrections radiatives au premier ordre, par radiation de photons réels.*

Parmi l'ensemble des contributions aux corrections radiatives, plusieurs classes peuvent être définies :

- Corrections électromagnétiques
  - corrections à la branche leptonique (diagrammes a, b et e)
  - corrections à la branche quarkonique (diagrammes c, d et f)
  - interférences entre les branches leptonique et quarkonique (diagrammes g (+ croisés))
  - corrections de propagateur (self energy) (diagramme j)
- Corrections faibles
  - interférences faibles entre les branches leptonique et quarkonique (diagrammes h, i, r et s (+ croisés))
  - corrections de propagateur (self energy) (diagrammes k, l et m)
  - corrections de vertex (diagrammes n, o, p et q)

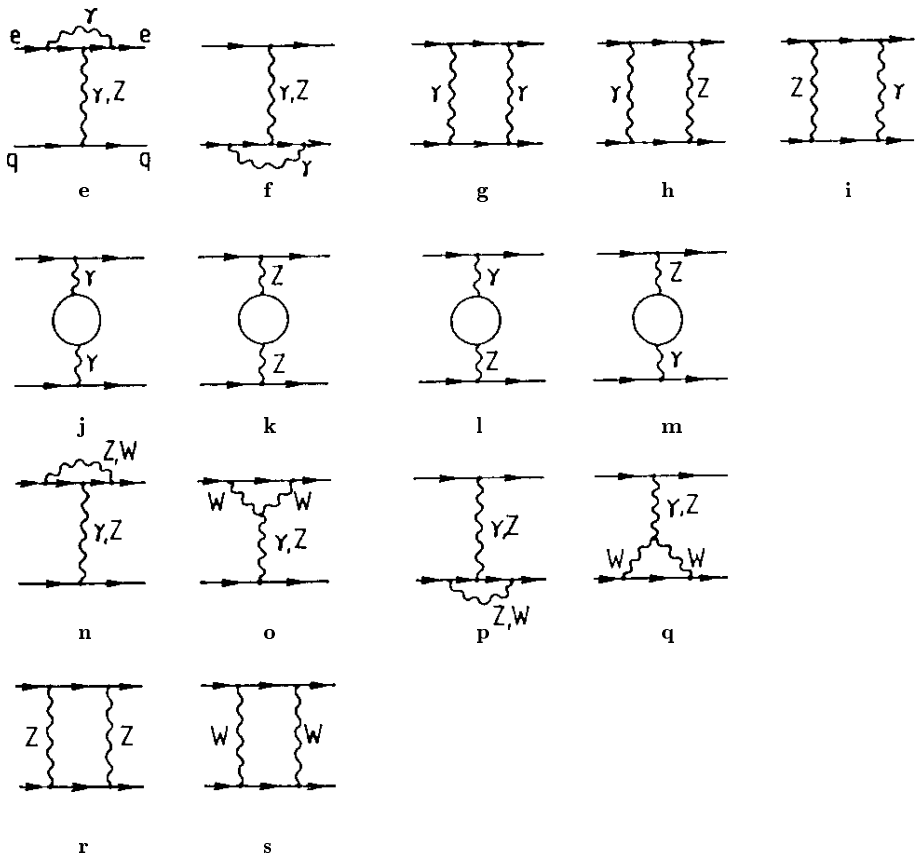


Figure 2.14: *Diagrammes constituant les corrections radiatives virtuelles au premier ordre (auxquels il faut ajouter les diagrammes croisés).*

L'analyse présentée dans ce travail étant limitée aux petites valeurs de Q^2, c'est-à-dire telles que $Q^2 \ll M_Z^2$, nous négligerons les corrections de type faible.

Les corrections les plus importantes proviennent de l'émission de photons réels par la branche leptonique et de la correction de vertex leptonique [30]. Ceci peut se comprendre par l'existence de termes en :

$$\frac{\alpha}{\pi} \log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) \tag{2.54}$$

dus à la radiation de photons (réels dans le cas des diagrammes a et b, et virtuels dans le cas du diagramme e) colinéaires aux électrons entrant et sortant ; de plus la radiation de photon durs (d'énergie de quelques GeV) fausse l'estimation de la cinématique faite en omettant la radiation. L'importance de cette contribution varie suivant la méthode de reconstruction de la cinématique utilisée et peut être, comme nous le verrons, particulièrement grande pour la méthode basée uniquement sur la mesure de l'électron.

Les corrections émanant des radiations des quarks sont nettement moins importantes [30] et peu dépendantes de Q^2. Si la cinématique est reconstruite sur base de la mesure de l'électron diffusé, l'effet des radiations de photons durs par les quarks est négligeable et seule la correction de vertex (de quelques %) est à considérer.

Les corrections électromagnétiques restantes (diagrammes g et j) sont indépendantes de la méthode de reconstruction de la cinématique et sont précisément calculables.

Le calcul détaillé pour l'ensemble des diagrammes est exposé dans [31].

2.4.1 Termes dominants

Afin de mieux comprendre les corrections principales (diagrammes a, b et e), suivant [32], distinguons trois termes :

$$\delta = \delta_i + \delta_{ii} + \delta_{iii} \ , \tag{2.55}$$

où :

δ_i = la correction de vertex et la radiation de photons mous de la branche leptonique,
δ_{ii} = la radiation d'un photon dur par l'électron entrant
δ_{iii} = la radiation d'un photon dur par l'électron sortant.

Pour distinguer ces trois termes, une limite arbitraire en énergie (κ) entre photon mous (peu énergétiques) et durs (énergétiques) est introduite, la somme des trois contribution restant indépendante de ce paramètre.

- L'expression du premier terme, δ_i, est donnée par :

$$\begin{aligned}\delta_i &= \frac{\alpha}{\pi}\left[\frac{3}{2}\log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 2 - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{m_e^2}\right)\log\left(\frac{E_e^2}{\kappa^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{m_e^2}\right)\right. \\ &\quad \log\left(\frac{E_e'^2}{\kappa^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{\kappa^2}\right)\log\left(\frac{Q^2}{E_e^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{\kappa^2}\right)\log\left(\frac{Q^2}{E_e'^2}\right) \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{\kappa^2}\right) + \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{\kappa^2}\right) + C + \mathcal{O}(\kappa)\right], \end{aligned} \tag{2.56}$$

où C est un terme de correction de l'ordre de 1% de δ_i indépendant de la coupure κ.

Le fait de regrouper, dans ce terme, les radiations de photons mous avec la correction de vertex fait s'annuler les termes à divergence infra-rouge. Remarquons également que $\lim_{\kappa\to 0}\delta_i = -\infty$ n'est présente que parce que nous ne considérons que la radiation d'un seul photon : pour un grand nombre de photons, $(1+\delta_i)$ doit être remplacé par $\exp(\delta_i)$, et la limite tend alors vers zéro.

• La contribution des photons durs (c'est-à-dire d'énergie supérieure à la coupure κ) émis colinéairement à l'électron incident est donnée, en approximation des logarithmes dominants, par :

$$\delta_{ii} = \frac{\alpha}{2\pi}\int_{z_1^{\min}}^{z_1^{\max}} dz_1 P(z_1)\,, \tag{2.57}$$

où la variable d'intégration z_1 représente la fraction de l'énergie de l'électron incident (E_e^0) portée par le photon émis (d'énergie E_γ) :

$$z_1 = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \qquad z_1 \in [0,1]\,, \tag{2.58}$$

et

$$P(z_1) = \frac{1+z_1^2}{1-z_1}\,\ln\left(\frac{\theta_{max}^2 E^2}{m_e^2}\right) - 2\frac{z_1}{1-z_1}\,, \tag{2.59}$$

où E représente, dans le cas présent, l'énergie de l'électron incident. Cette section efficace correspond à l'ensemble des événements profondément inélastiques pour lesquels le photon a été émis dans un cône centré sur la direction de l'électron incidant et d'ouverture θ_{max}.

Les bornes d'intégration :

$$z_1^{\min} = \frac{Q^2}{s\,x} \qquad z_1^{\max} = \frac{E_e^0 - \kappa}{E_e^0}\,, \tag{2.60}$$

correspondent à la contrainte cinématique $y \leq 1$ pour la borne inférieure et à la limite de la coupure κ pour la borne supérieure.

• La correction due à la radiation de photon durs colinéaires à l'électron diffusé est donnée, en approximation des logarithmes dominants, par :

$$\delta_{iii} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_2^{\min}}^{z_2^{\max}} dz_2 P(z_2) \ , \tag{2.61}$$

où z_2 représente la fraction de l'énergie de l'électron diffusé (E_e) portée par le photon radié (d'énergie E_γ) :

$$z_2 = \frac{E_e + E_\gamma}{E_e} \qquad z_2 \in [1, \infty] \tag{2.62}$$

Les paramètres E et θ_{max} entrant dans l'expression de P représentent, respectivement, l'énergie de l'électron diffusé, et l'angle d'ouverture du cône centré sur la direction de l'électron diffusé dans lequel le photon a été émis. Les bornes d'intégration données par :

$$z_2^{\min} = \frac{E_e + \kappa}{E_e} \qquad z_2^{\max} = \infty \ , \tag{2.63}$$

correspondent au fait que l'énergie du photon ne peut être inférieure à la coupure κ et doit être inférieure à celle du photon diffusé "avant" radiation ($E_\gamma^{max} = E_e^0(1-y) + E_p^0 x$).

2.4.2 Importance des corrections radiatives

Jusqu'à présent nous avons considéré les corrections radiatives comme si les variables cinématiques étaient correctement reconstruites, qu'il y ait radiation ou non. Or, come nous l'avons signalé précédemment, les relations établies à la section 2.2, liant les grandeurs mesurées aux variables cinématiques, deviennent erronées en cas de radiation d'un photon dur, l'erreur encourue variant suivant la méthode de reconstruction de la cinématique utilisée. L'importance des corrections radiatives est présentée pour la méthode basée sur la mesure de l'électron à la figure 2.15, pour la méthode mixte à la figure 2.16 et pour la méthode basée sur les hadrons à la figure 2.17.

Essayons de comprendre l'origine de ces corrections dans le cas où les variables cinématiques sont reconstruites sur base de la mesure l'électron diffusé (c'est cette méthode qui sera utilisée, au chapitre 5, pour la mesure de la fonction de structure F_2).

2.4.3 Effet des corrections dans le cas de la reconstruction cinématique basée sur la mesure de l'électron

Pour comprendre l'importance de ces corrections (plus de 100% à grand y et petit x), regardons ce qui est mesuré expérimentalement. La mesure de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé donnent les valeurs des variables cinématiques x_e, y_e et Q_e^2. Ces variables correspondent, dans le cas d'un événement "non radiatif" (c'est-à-dire sans émission de photon dur par la branche leptonique) aux valeurs de la cinématique vraie x, y et Q^2. Dans le cas d'un événement possédant un photon dur radié par l'électron entrant ou sortant (voir figure 2.18), ce n'est plus le cas.

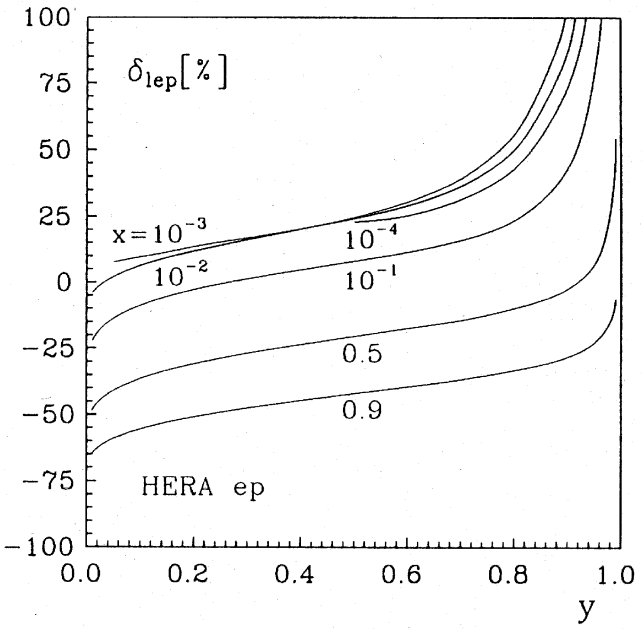


Figure 2.15: *Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite sur base de la mesure de l'électron diffusé.*

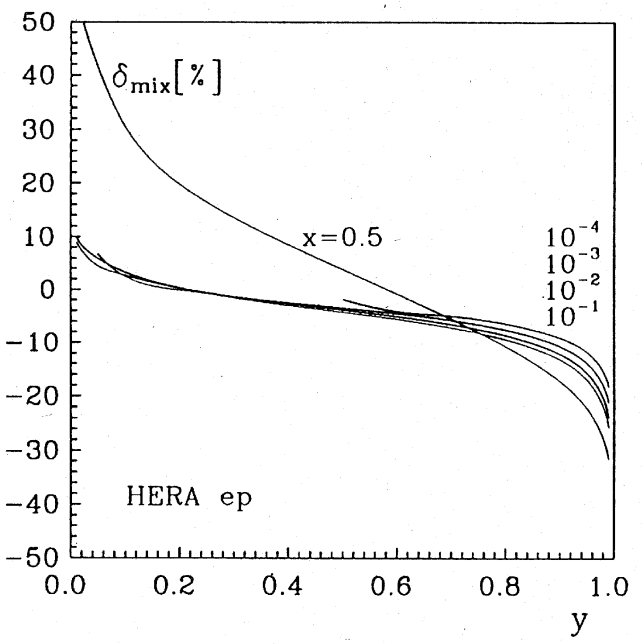


Figure 2.16: *Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite par la méthode mixte.*

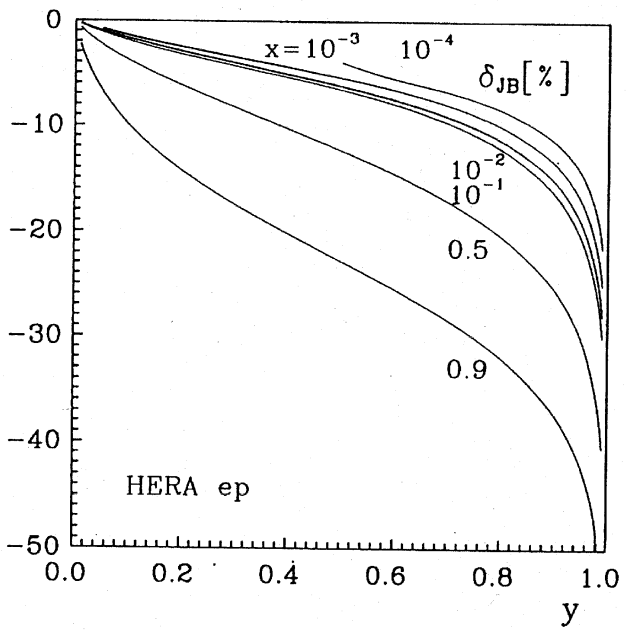


Figure 2.17: *Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite par la méthode Jaquet-Blondel (basée sur la mesure des hadrons).*

L'événement radiatif produit en (x, Q^2) sera considéré comme un événement non radiatif en (x_e, Q_e^2). La différence entre les valeurs des variables vraies (x et Q^2) et reconstruites (x_e et Q_e^2) est d'autant plus grande que le photon émis est plus énergétique.

Pour comprendre ces effets de migrations, il faut différencier les événements pour lesquels l'émission du photon provient de l'électron incident de ceux pour lesquels l'émission du photon provient de l'électron diffusé, correspondant, respectivement, aux diagrammes 2.18a et 2.18b. Cette démarche ne peut être faite que si les espaces de phases correspondant aux deux diagrammes sont distincts. La figure 2.19 présente la distribution de l'angle d'émission du photon pour trois valeurs de Q^2. Cette figure met en évidence la structure en deux pics de la distribution, correspondant aux radiations par l'état initial, colinéaires à l'électron incidant (pic situé aux valeurs de l'angle proches de 180°) et par l'état final, colinéaires à l'électron diffusé (pic situé aux valeurs inférieures). Plus la valeur de Q^2 est grande, plus les deux pics de la distribution angulaire sont séparés. La distinction des espaces de phases, par la distribution angulaire du photon, peut donc être d'autant mieux faite que la valeur de Q^2 est grande. A la limite $Q^2 \to 0$, l'angle de diffusion de l'électron est nul et les deux pics de la distribution angulaire du photon émis ne sont plus distinguables. Le terme d'interférence n'est alors plus négligeable et la distinction radiation initiale/radiation finale n'a donc plus de sens.

Pour la suite de cette discussion, plaçons nous dans une région de valeurs de Q^2 suffisamment grandes pour que le terme d'interférence soit négligeable.

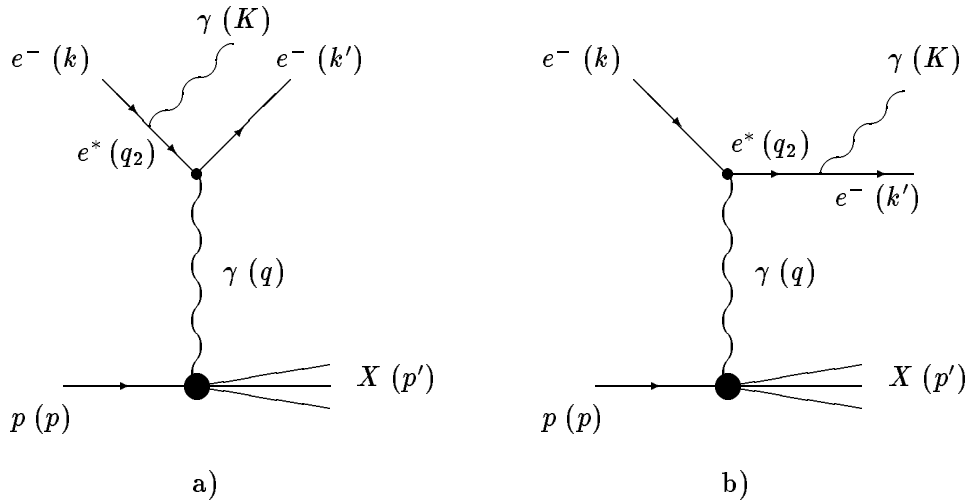


Figure 2.18: *Diagrammes de l'interaction électron proton avec radiation d'un photon réel par l'électron incident (a) et diffusé (b).*

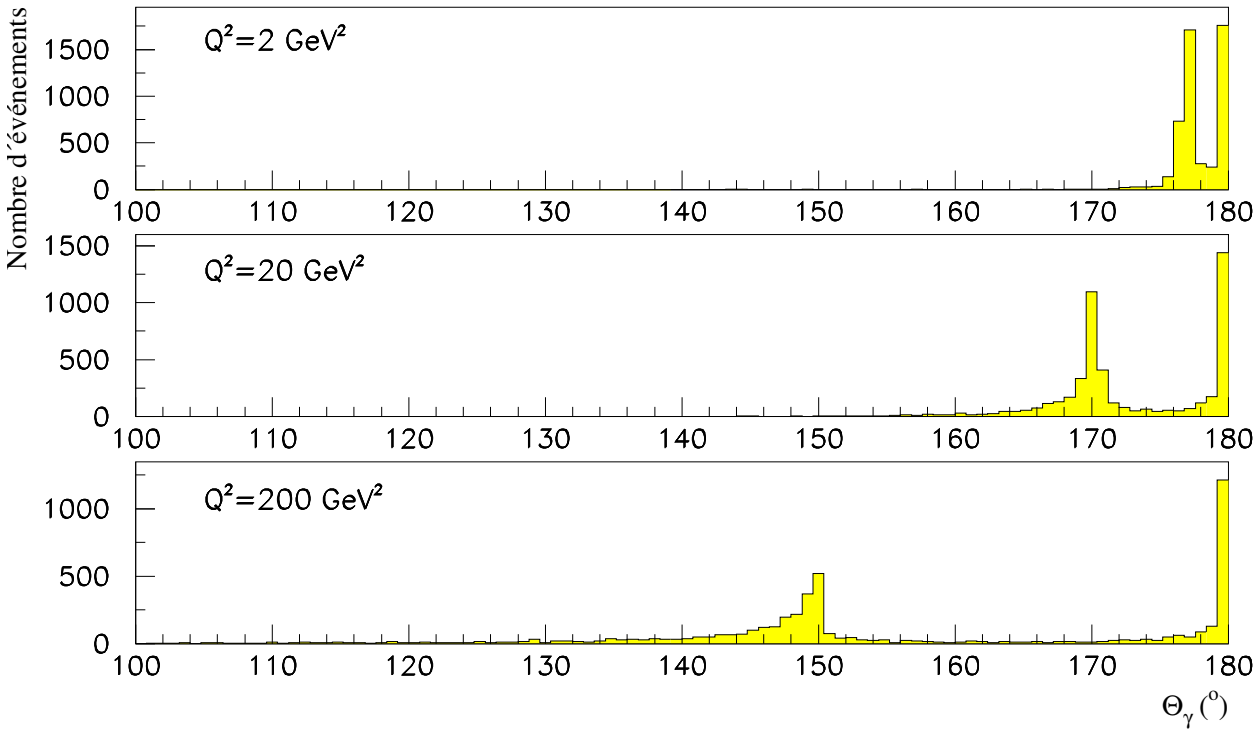


Figure 2.19: *Spectre de l'angle polaire d'émission des photons radiatifs durs pour Q^2 = 2, 20, et 200 GeV^2 pour l'ensemble du domaine en la variable x accessible à HERA.*

Cas de la radiation par l'électron incident

Dans le cas d'une radiation par l'électron incident, par conservation de l'énergie-impulsion, le quadri-vecteur de l'électron (virtuel) interagissant avec quark, est, suivant les notations définies à la figure 2.18a, donnée par :

$$q_2^\mu = k^\mu - K^\mu \ . \tag{2.64}$$

En introduisant la variable sans dimension z_i, définie par :

$$z_i = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \qquad z_i \in [0,1] \tag{2.65}$$

on calcule aisément les vraies variables cinématiques en fonction de celles reconstruites sur base de l'électron diffusé :

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \qquad x \geq x_e \ , \tag{2.66}$$

$$y = \frac{y_e + z_i - 1}{z_i} \qquad y \leq y_e \ , \tag{2.67}$$

$$Q^2 = z_i Q_e^2 \qquad Q^2 \leq Q_e^2 \ . \tag{2.68}$$

De plus, on a la relation :

$$Q^2 = xyz_i s \ , \tag{2.69}$$

Au point (x_e,Q_e^2), on observe un ensemble d'événements radiatifs originaires du domaine en (x,Q^2) correspondant à la branche gauche de la courbe présentée à la figure 2.20. La contribution à la section efficace mesurée au point (x_e, Q_e^2), due aux radiations dures colinéaires à l'électron incident, est donnée par :

$$\sigma_{mes}^i \left(x_e, Q_e^2\right) \ = \ \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_i^{\min}}^{z_i^{\max}} dz_i P(z_i) \, \sigma_{Born} \left(x, Q^2\right) \tag{2.70}$$

où

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \quad \text{et} \quad Q^2 = z_i Q_e^2 \tag{2.71}$$

Les conditions cinématiques $E_\gamma \geq \kappa$ et $x \geq 0$ impliquent :

$$z_i^{\min} = \frac{1 - y_e}{1 - x_e y_e} \qquad z_i^{\max} = \frac{E_e^0 - \kappa}{E_e^0} \ . \tag{2.72}$$

De façon globale, les événements radiatifs colinéaires à l'électron incident sont comptabilisés vers de plus petites valeurs de x et de plus grandes valeurs de Q^2 (ou vers de plus grandes valeurs de y qui est la variable la plus sensible à cette effet). Ceci explique l'importance des corrections

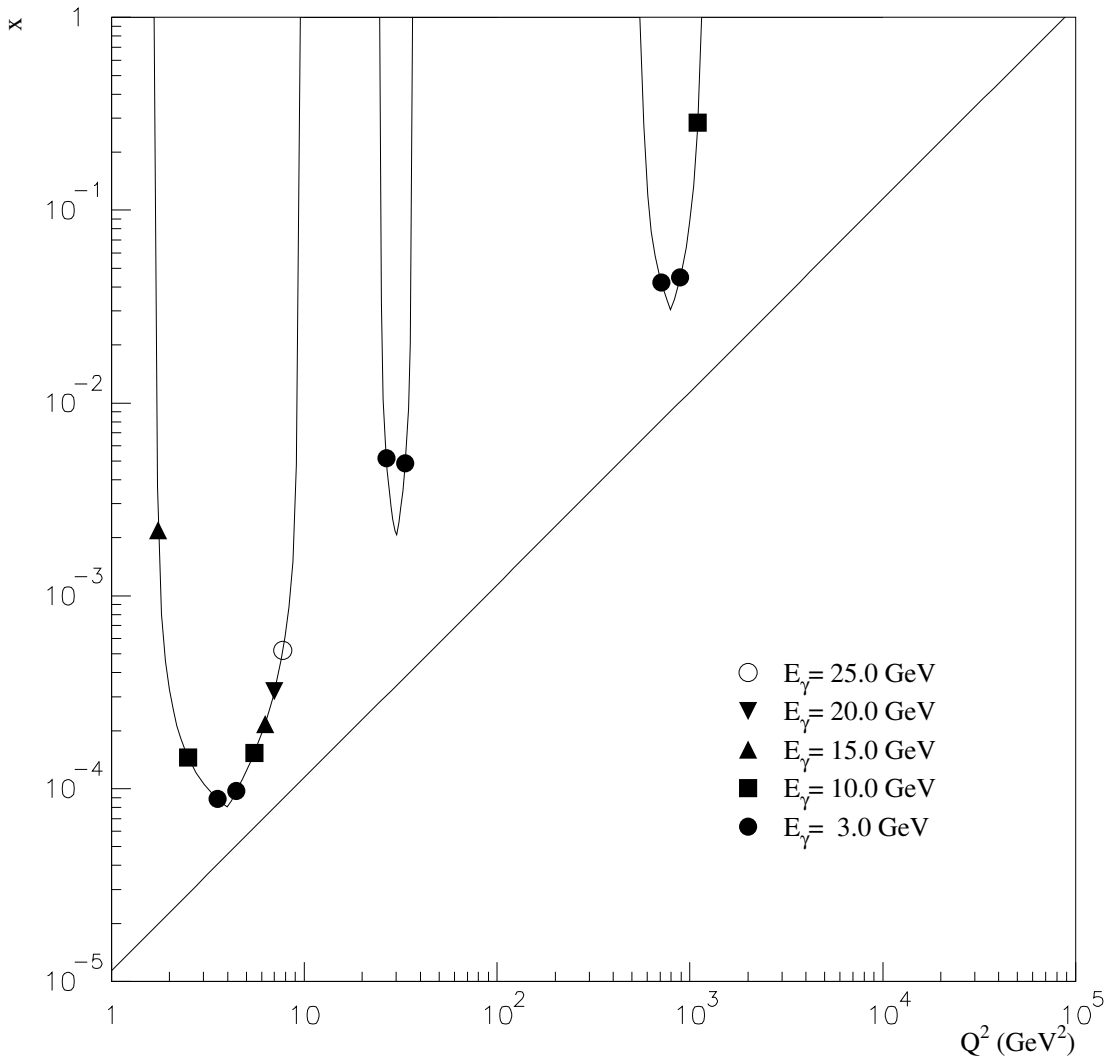


Figure 2.20: *Domaine d'origine des événements radiatifs pour un point donné en* (x_e, Q_e^2). *La branche de gauche correspond aux photons émis par l'électron incident et la branche de droite aux photons émis par l'électron diffusé.*

radiatives, en particulier à grand y, pour la méthode de reconstruction cinématique basée sur l'électron diffusé, comme l'illustrait la figure 2.15.

Cette contribution aux corrections radiatives fait intervenir des événements produits dans un large domaine en x et Q^2, comprenant des régions où les fonctions de structure n'ont pas été mesurées. Cependant, la dépendance en la paramétrisation des fonctions de structure choisie pour estimer cette contribution est réduite grâce au fait que les événements contribuant proviennent principalement des régions où x est grand, où les fonctions de structure sont bien connues [33].

D'un point de vue expérimental, il est donc crucial de réduire l'effet de ces corrections, pour obtenir une mesure fiable à grand y. Le principe est simple : puisque ces effets radiatifs proviennent des événements possédant un photon radiatif dur, il faut rejeter ce type d'événements de l'échantillon d'analyse. Cependant bon nombre des photons radiatifs durs émis colinéairement à l'électron incident échappent à la détection, et le critère de rejet doit être basé sur un bilan d'énergie de l'événement [38].

Cas de la radiation par l'électron diffusé

Dans le cas d'une radiation par l'électron diffusé, suivant les notations de la figure 2.18b :

$$q_2^\mu = k^\mu + K^\mu \ . \tag{2.73}$$

En définissant

$$z_f = \frac{E_e + E_\gamma}{E_e} \qquad z_f \in [1, \infty] \ , \tag{2.74}$$

les variables cinématiques vraies, en fonction de celles reconstruites sur base de l'électron diffusé, sont données par :

$$x = \frac{x_e y_e z_f}{1 - z_f + z_f y_e} \qquad x \geq x_e \tag{2.75}$$

$$Q^2 = z_f Q_e^2 \qquad Q^2 \geq Q_e^2 \ . \tag{2.76}$$

De façon analogue au cas précédent, la contribution à la section efficace mesurée au point (x_e, Q_e^2), due aux radiations dures colinéaires à l'électron diffusé, est donnée par :

$$\sigma_{mes}^f \left(x_e, Q_e^2\right) \ = \ \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_f^{\min}}^{z_f^{\max}} dz_f P(z_f) \, \sigma_{Born} \left(x, Q^2\right) \tag{2.77}$$

où

$$x = \frac{x_e y_e z_f}{1 - z_f + z_f y_e} \quad \text{et} \quad Q^2 = z_f Q_e^2 \tag{2.78}$$

Les conditions cinématiques $E_\gamma \geq \kappa$ et $x \geq 0$ impliquent :

$$z_f^{\min} = \frac{E_e - \kappa}{E_e} \qquad z_f^{\max} = \frac{1}{1 + x_e y_e - y_e} \; . \tag{2.79}$$

Dans ce cas les migrations se font vers des valeurs de x et de Q^2 inférieures, suivant la branche de droite de la courbe de la figure 2.20.

La résolution du détecteur joue, ici, un effet sur l'importance de cette contribution. Lorsque le photon et l'électron diffusé sont englobés dans le même amas d'énergie laissé dans le calorimètre servant à mesurer l'énergie de l'électron, l'énergie mesurée de l'électron diffusé (icluant le photon) est égale à celle de l'électron diffusé avant radiation. Dans le cadre de $H1$, le photon radiatif n'est que rarement observable de façon distincte de l'électron diffusé. La mesure de l'angle de diffusion de l'électron basée sur la présence d'un signal dans une chambres à fils située juste devant le calorimètre. Dans le cas d'une radiation dans l'état final l'angle mesuré correspond à celui de l'électron après radiation et peut donc différer de l'angle de diffusion avant radiation. Le cône formant l'ensemble électron-photon étant peu ouvert pour la plupart des événements, la cinématique estimée par la méthode basée sur l'électron diffusé sera très proche de la cinématique vraie.

Par conséquent, les corrections radiatives dues à la radiation de photons durs colinéaires à l'électron diffusé sont, dans le cadre expérimental de $H1$, petites (de l'ordre du %) [33], [34].

Processus Compton quasi-réel

La reconstruction de la cinématique sur base de l'électron diffusé entraîne une correction supplémentaire non négligeable, due au processus Compton. Ces événements, proviennent de la région cinématique à Q^2 proche de zéro. Ils peuvent être vus comme la radiation d'un photon quasi-réel par le proton auquel succède un processus Compton $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$ à grand transfert d'énergie-impulsion. Ce grand transfert d'énergie-impulsion entre la branche leptonique et le photon radié donne à la variable Q_e^2 une valeur bien supérieure au vrai Q^2 du photon virtuel sondant le proton. La contribution de ces événements doit être étudiée par simulation [35] (la section efficace totale est donnée à la section 2.5, lorsque nous étudions l'ensemble des processus avec émission de photon dur).

Le spectre en angle polaire des événements avec radiation contribuant aux corrections radiatives, dans la cas d'une cinématique reconstruite sur base de l'électron, possède une structure en trois pics. La figure 2.21 [36] présente cette distribution pour les photons de plus de 0,5 GeV et pour $6000 < Q^2 < 11000\ GeV^2$ (sur cette figure l'angle est mesuré par rapport à la direction du faisceau d'électrons). Les deux premiers (correspondant aux valeurs de θ_γ proches de zéro et entre 51 et 85°) sont centrés sur la direction de l'électron incident et sur la direction moyenne de l'électron diffusé, le troisième, correspondant aux événements Compton, est centré sur la direction apparente (c'est-à-dire telle qu'elle est estimée par les variables x_e et Q_e^2) du photon virtuel.

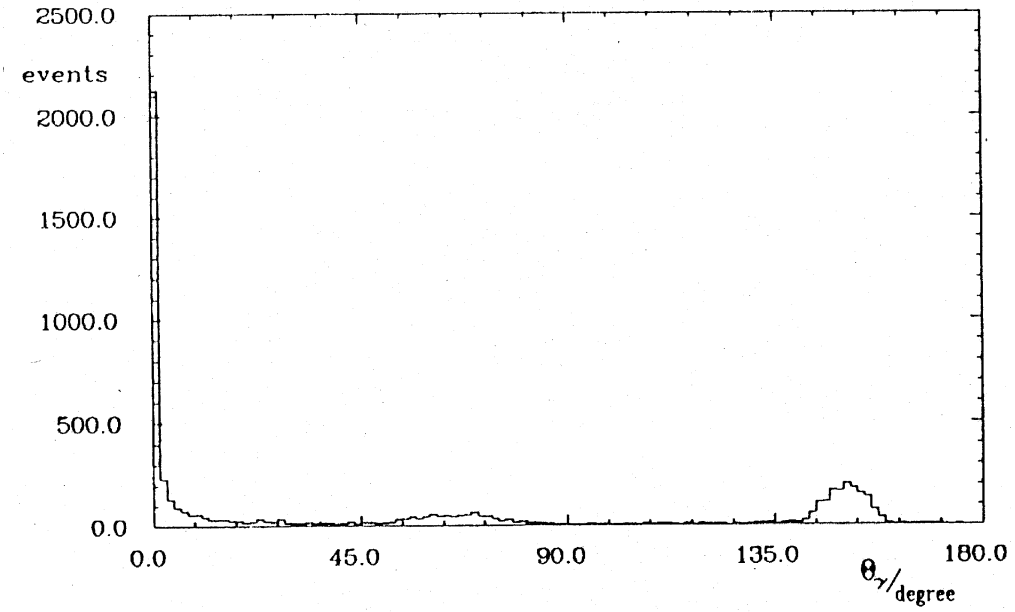


Figure 2.21: *Distribution de l'angle polaire des événements avec radiation d'un photon de plus de 0,5 GeV par la branche électronique, pour* $6000 < Q^2 < 11000\ GeV^2$.

2.4.4 Effet sur la mesure de la fonction de structure F_2

Dans le cadre de la mesure de la fonction de structure F_2 [38], plusieurs éléments permettent de réduire l'effet des corrections radiatives :

- le critère de rejet basé sur le bilan d'énergie des événements rejette la plupart des événements radiatifs avec radiation dure colinéaire à l'électron incident
- la granularité du calorimètre pour la mesure de l'énergie de l'électron diffusé ne permet pas de distinguer les photons radiatifs durs colinéaires à l'électron diffusé
- la demande de reconstruction du vertex primaire rejette la plupart des événements Compton.

Grâce à ces éléments, les corrections radiatives sont ramenées à moins de 20% pour chacun des points mesuré dans le domaine $5 \leq Q^2 \leq 400\ GeV^2$ et $10^{-4} \leq x \leq 10^{-1}$ [33], [34], [37].

2.5 Processus de diffusion avec radiation de photons durs

Cette section développe les aspects théoriques de la diffusion d'électron sur proton avec radiation par la branche électronique d'un photon réel énergétique (plusieurs GeV) :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X + \gamma\ , \tag{2.80}$$

où le symbole X représente l'ensemble hadronique final (celui-ci pouvant être limité au seul proton diffusé).

Les diagrammes correspondant à cette diffusion sont donnés à la figure 2.18, où la virtualité de l'électron intermédiaire Q_2^2 est définie par :

$$\begin{aligned} Q_2^2 = -q_2^2 &= -(k-K)^2 \quad \text{dans le diagramme a)} \\ &= -(k'+K)^2 \quad \text{dans le diagramme b).} \end{aligned} \tag{2.81}$$

La présence de la radiation introduit, dans l'expression de la section efficace, un terme dû à la propagation de l'électron virtuel e^* en plus du propagateur du photon échangé. On a donc :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dQ_2^2} \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^2 \left(\frac{1}{Q_2^2 - m_e^2}\right)^2 , \tag{2.82}$$

De cette structure en deux pôles, il résulte que la section efficace est largement dominée par les événements pour lesquels les deux Q^2 sont proches de zéro. Cette configuration correspond aux processus Bethe-Heitler, pour lequel les particules sont diffusées à petits angles. Viennent ensuite les processus pour lesquels l'un des deux Q^2 tend vers zéro, l'autre Q^2 pouvant être plus grand.

Suivant les valeurs respectives de Q^2 et de Q_2^2, on définit différents processus physiques :

- $Q^2 \to 0, \quad Q_2^2 \to 0$ - Processus Bethe-Heitler (diffusion élastique)
  - Photoproduction radiative
- $Q^2 \to 0, \quad Q_2^2 > 0$ Processus Compton quasi-réel
- $Q^2 > 0, \quad Q_2^2 \to 0$ Diffusion profondément inélastique radiative

Ces différents processus sont discutés séparément dans ce qui suit.

L'étude des processus avec radiation de photons durs à $H1$, sur base des données recueillies en 1993, a fait l'objet d'une publication [37].

2.5.1 Processus Bethe-Heitler

Dans le domaine cinématique tel que les valeurs de Q^2 et de Q_2^2 sont toutes deux proches de zéro, le processus dominant est la diffusion élastique Bethe-Heitler :

$$e^- + p \to e^- + p + \gamma \ , \tag{2.83}$$

dite aussi de rayonnement de freinage ou de Bremsstrahlung. L'électron émet un photon dans le champ électromagnétique du proton. L'énergie de recul de ce dernier étant négligeable ($\sim Q^2/2M_p$), la conservation de l'énergie implique :

$$E_e^0 = E_e + E_\gamma \ , \tag{2.84}$$

où E_e est l'énergie de l'électron diffusé et E_γ celle du photon.

L'électron diffusé et le photon émis se propagent dans une direction proche de celle de l'électron incident.

La connaissance précise de la section efficace correspondante, fort élevée, permet, dans le cas des expériences à $HERA$, d'utiliser la production de tels événements pour mesurer la luminosité des faisceaux.

Section efficace

Dans ce processus élastique la section efficace est totalement calculable dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique, le proton étant considéré comme une particule de Dirac (c'est-à-dire sans facteurs de forme). On montre que dans le cas ultrarelativiste ($E_e \gg m_e$), à l'approximation du premier ordre non nul, et en négligeant le recul du proton (le proton ne joue qu'un rôle de source de champ extérieur), la section efficace est donnée par [40] :

$$\frac{d^2\sigma_{BH}}{dz\, d\delta} = 8\alpha r_e^2 \, \frac{z}{E_\gamma} \, \frac{\delta}{(1+\delta^2)^2} \qquad \left[\left(\frac{1+z^2}{z} - \frac{4\,\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \ln \left(\frac{2s\,(1-z)}{M_p m_e z} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1+z^2}{z} + 2 - \frac{16\,\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \right] , \tag{2.85}$$

où les invariants relativistes z et δ sont définis par :

$$\delta = \frac{E_e}{m_e}\theta_\gamma \qquad z = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} , \tag{2.86}$$

θ_γ étant l'angle polaire du photon radié par rapport à la direction du faisceau de protons, et r_e étant le rayon classique de l'électron.

En intégrant sur l'angle de diffusion (variable δ) du photon, on obtient le spectre en énergie du photon[1] :

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dz} = \frac{4\alpha r_e^2}{z} \left[1 + (1-z)^2 - \frac{2}{3}(1-z) \right] \left[\ln \frac{s\,(1-z)}{M_p m_e z} - \frac{1}{2} \right] , \tag{2.87}$$

Il est à noter que ces estimations de la section efficace ne sont plus valables lorsque le photon émis emporte presque toute l'énergie de l'électron incident ($E_\gamma \approx E_e^0 \gg E_e$ et que $\mid \vec{p_e} \mid$ n'est plus négligeable devant la masse de l'électron) : l'approximation ultrarelativiste n'est, alors, plus valable. La section efficace approchée dans ce cas peut être trouvée dans [40].

La section efficace est présentée en fonction de l'angle polaire et de l'énergie du photon émis à la figure 2.22. La distribution en angle polaire et le spectre en énergie du photon sont présentés à la figure 2.23.

[1] dont l'expression à été réécrite ici dans une forme invariante sous une transformation de Lorentz

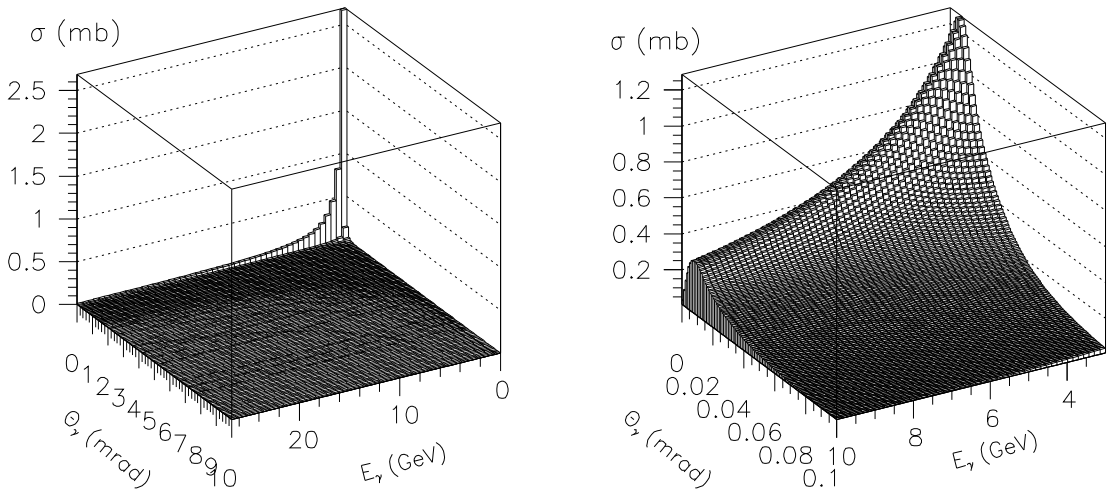


Figure 2.22: *Section efficace du processus Bethe-Heitler en fonction de l'angle polaire et de l'énergie du photon émis. Deux échelles différentes sont utilisées.*

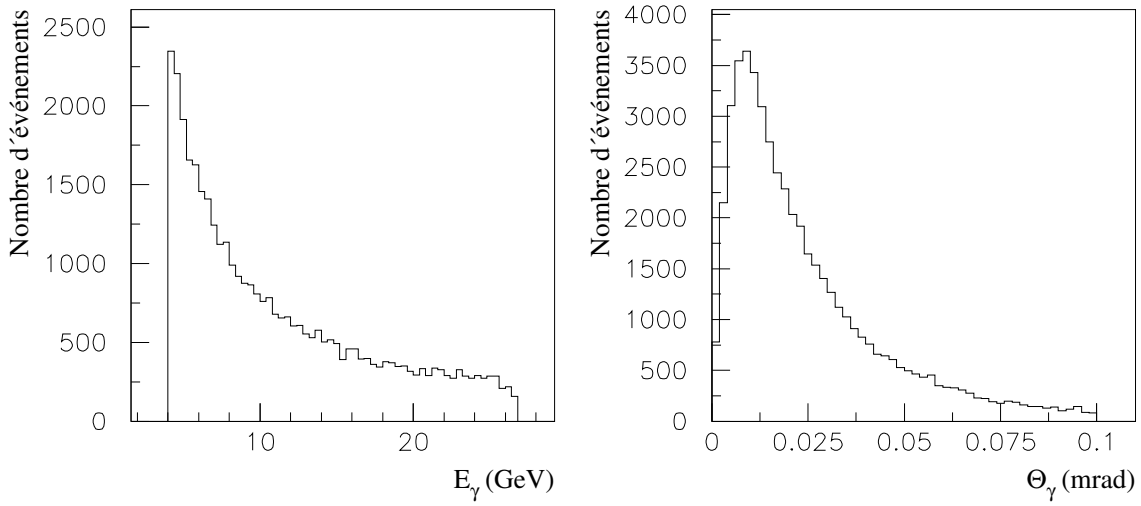


Figure 2.23: a*) Distribution des événements Bethe-Heitler en fonction de l'angle polaire du photon émis.*
b) Spectre en énergie du photon pour les événements Bethe-Heitler.

2.5.2 Processus Compton quasi-réel

Les événements Compton quasi-réels correspondent aux valeurs proches de zéro de la variable Q^2 (photon échangé quasi-réel) et aux valeurs finies de la variable Q_2^2 (électron loin de sa couche de masse). Le dénomination Compton provient du fait de ce que, à la limite $Q^2 \to 0$, on retrouve la diffusion Compton d'un photon par l'électron incident :

$$e^- + \gamma \to e^- + \gamma \quad . \tag{2.88}$$

Bien que les événements Compton quasi-réels soient dominés par la contribution élastique ($ep \to ep\gamma$), la contribution inélastique, dans le cas des expériences à HERA, n'est pas négligeable.

Section efficace

Pour discuter les contributions élastique ($e + p \to e + p + \gamma$) et inélastique ($e + p \to e + X + \gamma$) à la section efficace du processus Compton, il faut introduire les variables suivantes :
• la masse invariante du système électron-photon :

$$W_{e\gamma} = (k + q)^2 \tag{2.89}$$

• Ω^*, l'angle solide de l'électron dans le système du centre de masse ($e-\gamma$), $d\Omega^* = d\cos(\theta^*)\, d\phi^*$, θ^* et ϕ^* étant, respectivement, les angles orbital et azimutal,
• et

$$\tilde{y} \;=\; \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s} \,. \tag{2.90}$$

a) Contribution élastique

La section efficace élastique différentielle ($x = 1$) est donnée par [41], [42] :

$$\frac{d^3\sigma^{ep\to ep\gamma}}{d\tilde{y}\; dQ^2\; d\Omega^*} = f_{\gamma^*/p}\,(\tilde{y}, Q^2)\; \frac{d\sigma^{\gamma^* e\to e\gamma}}{d\Omega^*} \tag{2.91}$$

où

$$\frac{d\sigma^{\gamma^* e\to e\gamma}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{4\;\pi^2}\sin(\theta^*)\cdot\left[\frac{4}{1+\cos(\theta^*)+\frac{2m_e^2}{W_{e\gamma}^2}} \;+\; 1 \;+\; \cos(\theta^*)\right], \tag{2.92}$$

$$f_{\gamma^*/p}(\tilde{y}, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi\tilde{y}}\left[(1-\tilde{y})\frac{Q^2-Q_0^2}{Q^4}\left[\frac{G_E^2+\tau G_M^2}{1+\tau}\right] + \frac{\tilde{y}^2}{2Q^2}G_M^2\right] \,, \tag{2.93}$$

$$Q_0^2 = \frac{(E_\gamma/E_p^0)^2}{1-(E_\gamma/E_p^0)}M_p^2 \qquad \tau = \frac{Q^2}{4M_p^2} \,, \tag{2.94}$$

et

$$G_E = \left(1 + \frac{Q^2(GeV^2)}{0,71}\right)^{-2} \quad \text{et} \quad G_M = 2,79\; G_E \tag{2.95}$$

sont, respectivement, les facteurs de forme électrique et magnétique du proton.

b) Contribution inélastique

Nous ne développerons pas ici l'expression de la contribution inélastique à la section efficace, qui peut être trouvée dans les références [41], [42]. Remarquons cependant qu'elle fait intervenir une fonction de structure dont la paramétrisation varie suivant le domaine en Q^2 et en W. On distingue 3 domaines :
- $W \leq 2\ GeV$: résonances $\Delta(1236)$, $N^*(1520)$ et $N^*(1688)$ et
- $W > 2\ GeV$, photoproduction et diffusion profondément inélastique.

L'incertitude sur la section efficace totale provient principalement de la méconnaissance de la fonction de structure $F_2(x)$ dans la contribution profondément inélastique.

La figure 2.24, présentant l'ensemble des deux contributions dans le plan (x, Q^2), met en évidence l'importance de la contribution élastique [42].

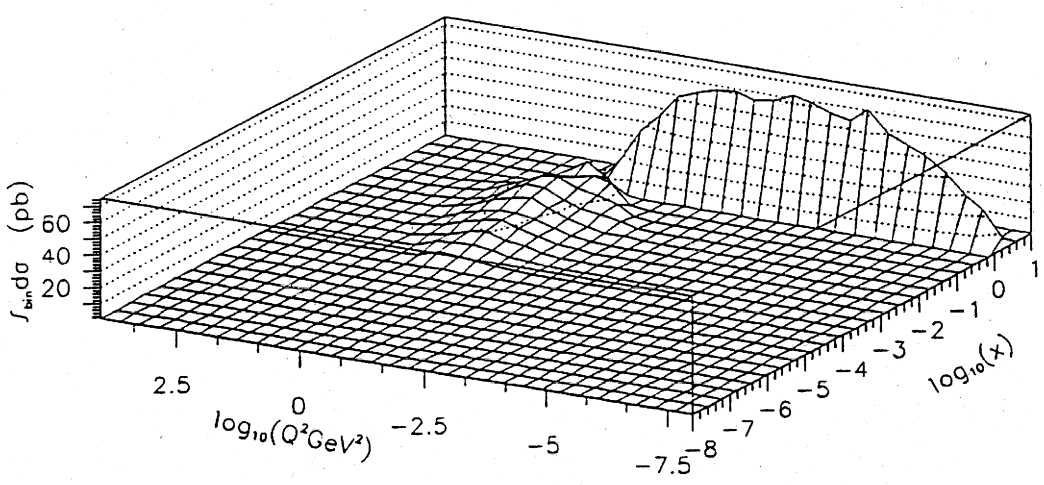


Figure 2.24: *Section efficace du processus Compton en fonction de x et Q^2.*

2.5.3 Photoproduction radiative

Le domaine inélastique (W au-delà des résonances) avec $Q^2 \sim 0$ est celui des interactions de photoproduction : γp, pour un photon quasi-réel.

Trois types de processus contribuent à la photoproduction : le premier fait intervenir, par le modèle de la dominance de mésovectorielle (VDM), la fluctuation du photon échangé en méson vecteur (ρ^0, ω, ϕ,...), le second est appellé du type de "photon direct" et le troisième est

appellé du type "photon résolu".

Dans le premier cas, le méson vecteur interagit avec le proton, soit en un processus diffractif (figure 2.25a et b), c'est-à-dire moyennant seulement l'échange de quadri-impulsion entre le méson vecteur et le proton par l'intermédiaire d'un poméron (qui porte les nombres quantiques du vide), soit en un processus inélastique (figure 2.25c), soit encore en un processus profondément inélastique (figure 2.25d) qui peut éventuellement être analysé comme l'interaction d'un parton du proton et un parton du méson. Dans le second cas, à l'ordre dominant, le photon interagit directement avec un quark du proton (figure 2.26a). Le troisième cas fait intervenir le fluctuation du photon en une paire quark-antiquark (figure 2.26b).

Pour expliquer la section efficace totale, il est nécessaire de considérer également la contribution à l'ordre supérieur de l'interaction du type photon direct (figure 2.27), calculée dans le cadre de la théorie perturbative de la chromodynamique quantique.

La photoproduction a été étudiée, à $H1$, lors des prises de données de 1992 [43] et de 1993 [44]. En revanche, la photoproduction radiative n'a jamais été étudiée dans le cadre de $H1$. Nous verrons, au chapitre 5, qu'elle constitue une source de bruit de fond pour notre échantillon d'événements profondément inélastique radiatifs. Certaines caractéristiques nous permettront, cependant, d'en estimer l'ampleur.

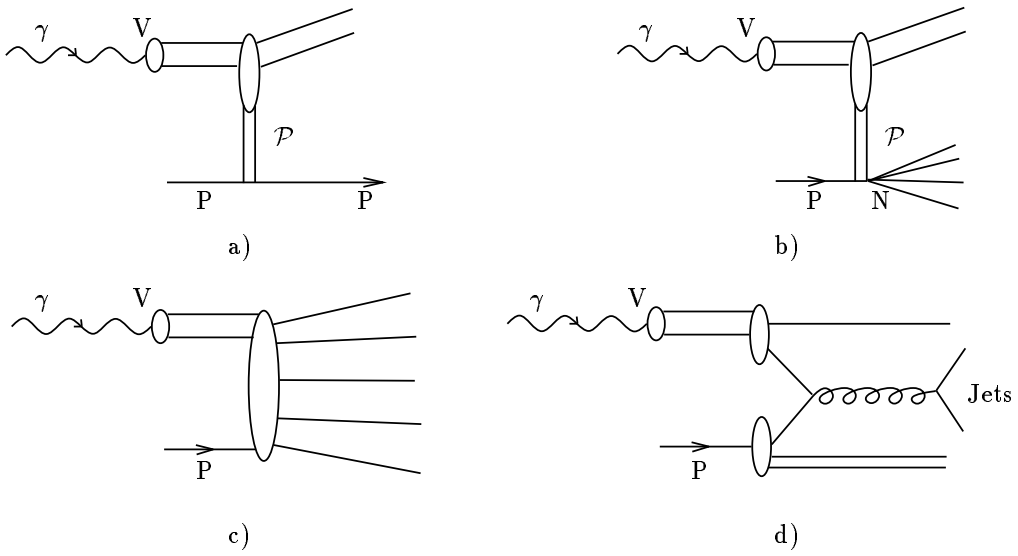


Figure 2.25: *Processus de photoproduction du modèle de dominance mésovectorielle. Contributions diffractives (a et b), non diffractive (c) et profondément inélastique (d).*

Figure 2.26: *Processus de photoproduction: a) type photon direct b) type photon résolu.*

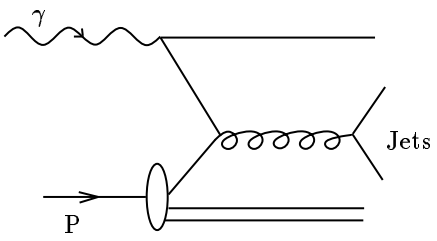


Figure 2.27: *Processus de photoproduction du type photon direct à l'ordre supérieur.*

2.5.4 Evénements profondément inélastiques radiatifs

Les événements profondément inélastiques ($Q^2 \gg M_p^2$) avec radiation de photon réel énergétique :

$$e^- + p \to e^- + X + \gamma \ , \tag{2.96}$$

ont été considérés, à la section 2.4 de ce chapitre, comme une contribution aux corrections radiatives intervenant dans la mesure de la section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de Born. A ce titre, nous avons développé la contribution des deux diagrammes de la figure 2.18, en approximation des logarithmes dominants (équations (2.59) et (2.61)), sommées sur l'ensemble des énergies possibles pour le photon émis.

Le point de vue adopté ici est différent : nous considérons ces événements (2.96) comme un échantillon de base, pour lesquels l'énergie du photon radié est une grandeur physique supplémentaire. Nous nous intéresserons donc à la section efficace différentielle :

$$\frac{d^3\sigma}{dxdQ^2dz} \ , \tag{2.97}$$

où la variable z (invariant cinématique sans dimension) correspond au degré de liberté supplémentaire de l'énergie du photon émis. Les sections efficaces correspondant aux les événements avec radiation, respectivement, par l'électron incident et par l'électron diffusé, sont directement déductibles des équations (2.59) et (2.61) :

Radiation par l'électron incident

En dérivant l'équation (2.59) par rapport à z_1 et en multipliant par la section efficace de Born, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dxdQ^2dz_1} &= \frac{\alpha}{2\pi}\, P(z_1)\, \sigma_{Born}(x,Q^2) \qquad (2.98) \\ &= \alpha^3 P(z_1) \frac{1+(1-Q^2/xz_1s)^2}{xQ^4} \left[F_2(x,Q^2) - (1-\epsilon)F_L(x,Q^2)\right] \ , \end{aligned}$$

où

$$P(z_1) = \frac{1+z_1^2}{1-z_1}\ \ln\left(\frac{E_e^{0\,2}\theta_a^2}{m_e^2}\right) - 2\frac{z_1}{1-z_1} \qquad (2.99)$$

$$\epsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \qquad (2.100)$$

et

$$z_1 = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \qquad z_1 \in [0,1]\ . \qquad (2.101)$$

Nous avons discuté, à la section 2.4.3 le fait que, dans la reconstruction des variables cinématiques, l'énergie du photon émis doit être prise en compte. Les relations entre les variables cinématiques reconstruites sur base de l'électron seul et les variables de la cinématique vraie ont été données par les équations (2.66-2.68).

L'expression de cette section efficace est de première importance dans le cadre de ce travail. En effet, au chapitre 5, nous selectionnerons les événements profondément inélastiques pour lesquels un photon a été émis dans un cône très étroit (ouverture de 0,5 $mrad$) centré dans la direction du faisceau d'électrons. La limitation à cette région de l'espace des phases pour le domaine en la variable Q^2 couvert par notre analyse ($Q^2 > 2\ GeV^2$) permet de négliger les contributions du processus de radiation par l'électron diffusé et le terme d'interférence. Les événements observés seront donc considérés comme provenant uniquement du processus décrit par la section efficace 2.99 correspondant à la radiation par l'électron incident. Par consequent, nous nous baserons sur l'expression de la section efficace (2.99) pour établir la première mesure, dans le cadre de $H1$, de la fonction de structure F_2 sur base des événements radiatifs.

Remarquons cependant, nous adopterons le point vue expérimental, et parlerons préférentiellement d'événements possédant un photon émis colinéairement à l'électron incident, plutot que d'événements possédant un photon émis par l'électron incident.

Radiation par l'électron diffusé

En procédant de la même façon que dans le cas de radiations par l'électron incident, partant de l'équation (2.61) on obtient :

$$\frac{d^3\sigma}{dxdQ^2dz_2} = \frac{\alpha}{2\pi}\, P(z_2)\, \sigma_{Born}(x,Q^2) \qquad (2.102)$$

où

$$z_2 = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \qquad z_2 \in [1, \infty] \tag{2.103}$$

La forme de la section efficace est la même que dans le cas précédent mais le domaine accessible à z_2 est totalement différent de celui de z_1 (voir section 2.4).

Dans le cadre de l'expérience $H1$, comme nous l'avons fait remarquer lors de la discussion sur les corrections radiatives (section 2.4.3), ce type d'événement est difficilement observable car les amas d'énergie laissés par l'électron et par le photon dans le calorimètre sont rarement séparables, la section efficace décroissant rapidement lorsque l'angle entre l'électron diffusé et le photon augmente. L'étude de ces événements peut être trouvée dans [34].

Remarque sur la mesure de la fonction de structure F_L sur base des événements radiatifs.

L'expression de la section efficace de la diffusion profondément inélastique (équation (2.15)) fait intervenir deux fonctions de structures, a priori, inconnues : F_2 et F_L. Pour mesurer les fonctions F_2 et F_L en un point (x, Q^2) donné, il faut, d'après la relation (2.15), mesurer la section efficace pour deux valeurs différentes de la variable y. Ce qui est équivalent à deux valeurs différentes d'énergie disponible dans le système du centre de masse (s).

La radiation d'un photon énergétique par l'électron incident peut être vue come une diminution de l'énergie disponible dans le système du centre de masse. La possibilité d'utiliser les événements radiatifs pour mesurer la fonction de structure F_L est donc a priori possible [45]. Une étude menée dans ce sens montre que si la statistique obtenue en 1993 n'est pas suffisante pour une mesure significative, les données accumulées en 1994 devraient permettre une première mesure de la fonction F_L [46], [47].

Chapitre 3

Le détecteur H1 et le système de mesure de luminosité

Dans ce chapitre, l'accélérateur $HERA$ et le détecteur $H1$ sont présentés dans leur ensemble. L'accent sera mis sur les parties du détecteur importantes pour l'analyse de la diffusion profondément inélastique. Le système de mesure de la luminosité annexé au détecteur $H1$, dont la fonction est cruciale pour l'analyse des événements radiatifs, est décrit à la fin de ce chapitre.

3.1 Le collisionneur HERA

Situé sur le site de $DESY$ (Deutsches Elektronen SYnchrotron), le collisionneur électrons protons $HERA$ (Hadron Elektron Ring Anlage) est constitué de deux accélérateurs indépendants permettant d'accumuler des protons de 820 GeV et des électrons de 30 GeV dans un tunnel d'une longueur de 6,3 km. Sa conception sous forme de collisionneur permet d'obtenir une grande énergie dans le système du centre de masse, équivalant à celle d'un faisceau d'électrons de 50 TeV interagissant avec une cible fixe d'hydrogène.

Ce qui caractérise $HERA$ est avant tout qu'il est le premier et le seul collisionneur leptons-hadrons. De plus, les paquets de particules constituant les faisceaux se croisent à haute fréquence (croisement toutes les 96 ns contre toutes les 2 μs au LEP par exemple).

Un complexe d'injection accélère progressivement les électrons et les protons, comme illustré à la figure 3.1, qui sont introduits dans $HERA$ par l'anneau $PETRA$ avec une énergie de 14 GeV et 40 GeV respectivement. Les deux faisceaux sont alors stockés dans deux accélérateurs indépendants installés à l'intérieur du tunnel de $HERA$ et accélérés jusqu'à leur énergie finale de collision. Les faisceaux sont constitués de paquets de particules qui peuvent se croiser de façon frontale (à 0°) en quatre zones d'interaction situées sur des sections droites longues de 360 m. Deux des quatre zones sont équipées de détecteurs depuis 1991 : les détecteurs $H1$ et $ZEUS$ placés respectivement aux sites Nord et Sud (plus récemment l'expérience $HERMES$, qui étudiera la structure en spin des nucléons lors de la diffusion sur cible fixe d'électrons polarisés longitudinalement, à été installée à la zone d'interaction Ouest). L'emplacement des détecteurs relativement aux accélérateurs est illustré à la figure 3.2. Notons

	nominal [48]		**1993**	
	anneau p	*anneau e*	*anneau p*	*anneau e*
énergie (GeV)	820	30	820	26,7
luminosité ($cm^{-2}s^{-1}$)	$1,5 \cdot 10^{31}$		$1 \cdot 10^{30}$	
luminosité intégrée par an (nb^{-1})	10^5		880	
champ magnétique (T)	4,68	0,165	4,68	0,149
courant moyen (mA)	163	58	10,8	7,7
nombre de paquets (pilotes)	210	210	90 (6)	94 (10)
temps entre deux croisements (ns)	96		96	

Tableau 3.1: *Paramètres nominaux et réalisés en 1993 au collisionneur HERA.*

également le développement d'une quatrième expérience, $HERA-B$, destinée à l'étude de la violation de CP dans le système $B-\overline{B}$ par diffusion de protons sur cible fixe.

L'anneau accélérateur d'électrons est constitué d'aimants classiques et de cavités radiofréquence (RF) supraconductrices. Les protons sont accélérés dans un anneau constitué d'aimants supraconducteurs (dipôles, quadripôles et sextupôles) dont la basse température est assurée grâce à la circulation d'hélium liquide.

La mise en service de $HERA$ a eu lieu en mai 1992. Une première prise de données a été effectuée durant l'été et l'automne 1992 accumulant une luminosité de 32 nb^{-1}. Une deuxième période de prise de données, sur laquelle se base notre travail, a eu lieu de mai à novembre 1993, accumulant une luminosité de près de 1 pb^{-1}. En 1994, une luminosité environ 6 fois supérieure fut recueillie. Actuellement (été 1995) de nouvelles données sont en train d'être prises ; si la luminosité accumulée est comparable à celle de l'année précédente, elle permettra d'étudier le comportement des nouveaux éléments du détecteur $H1$ introduits durant l'hiver 1994-1995. L'augmentation de la luminosité intégrée au cours des périodes successives est le résultat d'une augmentation progressive à la fois du courant des faisceaux et du nombre de paquets de particules.

Le tableau 3.1 présente les principaux paramètres de la machine, selon les valeurs nominales et celles correspondant à la période de prise de données de 1993.

Remarquons que lors de la prise de données de l'année 1993, l'énergie du faisceau d'électrons était de 26,7 GeV et non de 30 GeV (valeur nominale) pour des raisons pratiques : l'utilisation d'un faisceau d'électrons de 30 GeV ne laissait pas de cavité radiofréquence de réserve, indispensable en cas de problème technique.

La plupart des paquets de particules d'un faisceau sont appariés à un paquet de particules de l'autre faisceau de façon à ce qu'ils se croisent au centre d'un détecteur. Un petit nombre de paquets restent non appariés ; ils sont appelés paquets pilotes et permettent d'estimer la

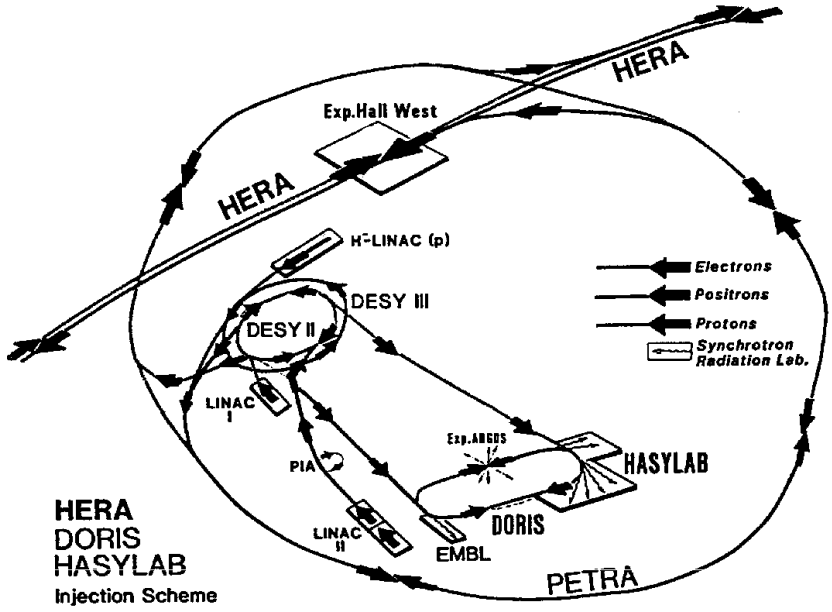


Figure 3.1: *Plan des injecteurs de DESY.*

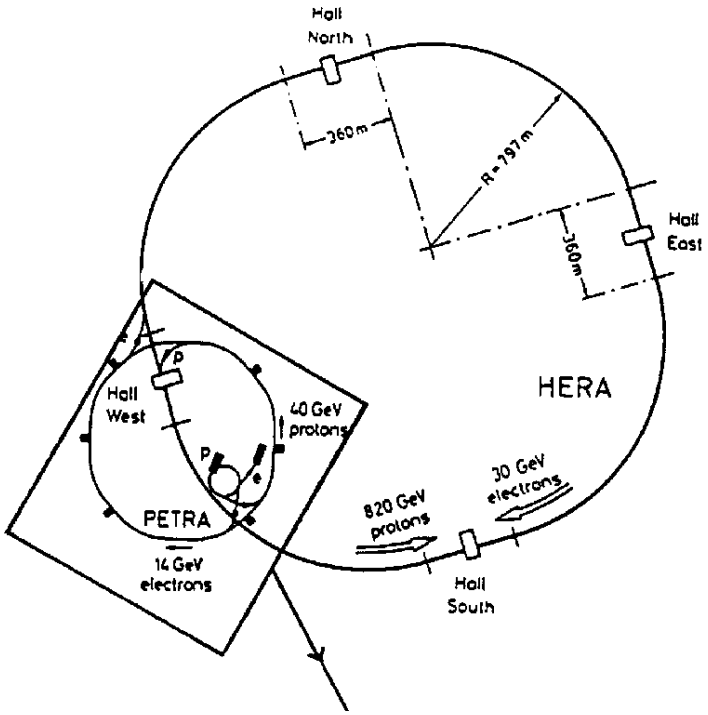


Figure 3.2: *Plan du collisionneur HERA. Le détecteur H1 est situé au "Hall North".*

probabilité d'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel présent dans le tube à vide.

3.2 Le détecteur H1

Les performances du détecteur $H1$ doivent répondre aux ambitieux sujets de physique qui y seront étudiés. Avant tout, l'étude de la diffusion profondément inélastique nécessite une bonne identification et mesure des paramètres de l'électron diffusé pour les interactions du type courant neutre, et une bonne herméticité pour les interactions du type courant chargé, permettant de réaliser des bilans d'énergie et d'impulsion. L'étude de la photoproduction et des états finals hadroniques nécessitent, quant à eux, une bonne mesure de l'activité hadronique. Enfin, l'identification des muons et la mesure de leur énergie permettent de mener à bien la recherche d'événements avec production de quarks lourds, ou encore correspondant à une nouvelle physique (supersymétrie, nouveaux bosons, sous-structure des quarks, etc.).

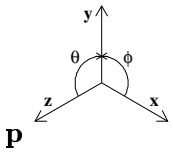
La grande différence d'énergie entre les faisceaux requiert un détecteur asymétrique, l'avant du détecteur (correspondant à la direction du faisceau de protons) est plus équipé que la partie arrière. Le détecteur possède une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau.

La structure générale du détecteur est présentée à la figure 3.3 [49]. Le détecteur possède une structure en couches autour du point d'interaction. Au coeur du détecteur se trouve la zone de détection des traces des particules chargées fonctionnant dans un champ magnétique intense. Autour de cette première zone, un ensemble calorimétrique mesure l'énergie des particules. La technique éprouvée de la calorimétrie à argon liquide utilisée dans le calorimètre central à fine segmentation et fine granularité permet une excellente reconstruction de l'énergie de l'électron et une bonne séparation électron/hadron dans la partie centrale du détecteur. La bobine supraconductrice est placée autour du calorimètre, laissant ainsi peu de matière morte entre le calorimètre et point d'interaction. Enfin, au sein de la culasse d'acier qui sert de fermeture aux lignes de champ magnétiques, un système de détection de muons forme la dernière couche active du détecteur.

Le système de coordonnées, dont l'origine est au point d'interaction nominal, est défini tel que l'axe du faisceau corresponde à l'axe z, la direction des protons incidents correspondant aux z positifs. L'axe vertical y est orienté de façon ascendante et l'axe horizontal x (orienté vers l'intérieur de l'anneau) complète le système de coordonnées. On définit également les angles polaires habituels θ et ϕ (voir figure 3.3).

De façon plus détaillée, on peut distinguer trois parties du détecteur contenant les sous-détecteurs suivants (en procédant de l'avant vers l'arrière et du tube du faisceau vers l'extérieur) :

- partie avant ($4° < \theta < 29°$)
  - le spectromètre à muons
  - le calorimètre bouchon



e−

Figure 3.3: *Vue de profil du détecteur H1*

[1] *Tube et aimants des faisceaux*
[2] *Chambres centrales du détecteur de traces*
[3] *Chambres avant du détecteur de traces*
[4] *Partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide*
[5] *Partie hadronique du calorimètre à argon liquide*
[6] *Bobine supraconductrice (1,2 T)* [7] *Aimant de compensation*
[8] *Système cryogénique à hélium* [9] *Chambres à muons*
[10] *Fer instrumenté* [11] *Aimant des chambres à muons avant*
[12] *Calorimètre électromagnétique arrière (BEMC)*
[13] *Calorimètre bouchon (Plug)* [14] *Blindage de béton*
[15] *Cryostat à argon liquide*

  - la partie avant du fer instrumenté
  - la partie avant du calorimètre à argon liquide
  - le détecteur de traces avant
- partie centrale ($29° < \theta < 155°$)
  - le détecteur de traces central
  - la partie centrale du calorimètre à argon liquide
  - la partie centrale du fer instrumenté
- partie arrière ($155° < \theta < 175°$)
  - la chambre à fils arrière BPC
  - le calorimètre électromagnétique arrière $BEMC$
  - les hodoscopes TOF
  - la partie arrière du fer instrumenté

Un système de mesure de la luminosité des faisceaux est annexé au détecteur. Ce système sera décrit à la section 3.7.

Cette description du détecteur $H1$, ainsi que ce qui va suivre dans ce chapitre, correspond à l'état du détecteur pour la prise de données de 1993. L'état du détecteur était essentiellement le même lors des périodes de prises de données de 1992 et 1994, seule l'estimation des résolutions diffère. Avant la prise de données de 1994, un spectromètre à protons ainsi qu'un détecteur de neutrons ont été installés apres d'une centaine de mètres du point d'interaction nominal, dans la direction avant, jouxtant le faisceau de protons. Ils sont utilisés pour la détection des protons diffusés à petit angle dans l'étude des événements diffractifs. Le détecteur $H1$ fut sensiblement modifié avant la prise de données actuelle par l'apport de nouveaux éléments : un détecteur de vertex, ainsi que par le remplacement des chambres BPC et du calorimètre $BEMC$ par deux nouveaux éléments : les chambres BDC et le calorimètre $SPACAL$. Le détecteur de vertex, encore au stade de développement, devra permettre une meilleure reconstruction du vertex principal. Les chambres à dérive BDC remplissent une fonction essentiellement similaire à celle des anciennes proportionnelles chambres BPC. Le remplacement des chambres BPC était techniquement nécessaire de par leur construction solidaire au calorimètre $BEMC$. Le calorimètre $SPACAL$ possède une partie hadronique, une meilleure granularité et une meilleure résolution en énergie.

3.3 Le système de détection de traces

Les détecteurs de traces sont placés dans le champ de 1,2 teslas délivré par la bobine supraconductrice. Ils reconstruisent les traces des particules chargées et permettent une estimation de l'impulsion par mesure de la courbure des trajectoires. Certaines de ces chambres jouent également un rôle dans les différents niveaux du système de déclenchement et permettent de

plus de déterminer le moment t_0 de l'interaction avec une résolution inférieure au temps de croisement des faisceaux. L'ensemble se compose des détecteurs centraux (CIP, CIZ, $CJC1$, COZ, COP et $CJC2$) à symétrie cylindrique, de détecteurs à l'avant (les chambres $FWPC$, planaires et radiales) et d'une chambre à fils à l'arrière (BPC) constitués de quatre chambres planes. Les caractéristiques de position et de résolution de ces chambres sont reprises au tableau 3.2. L'ensemble des chambres du détecteur de traces est présenté à la figure 3.4.

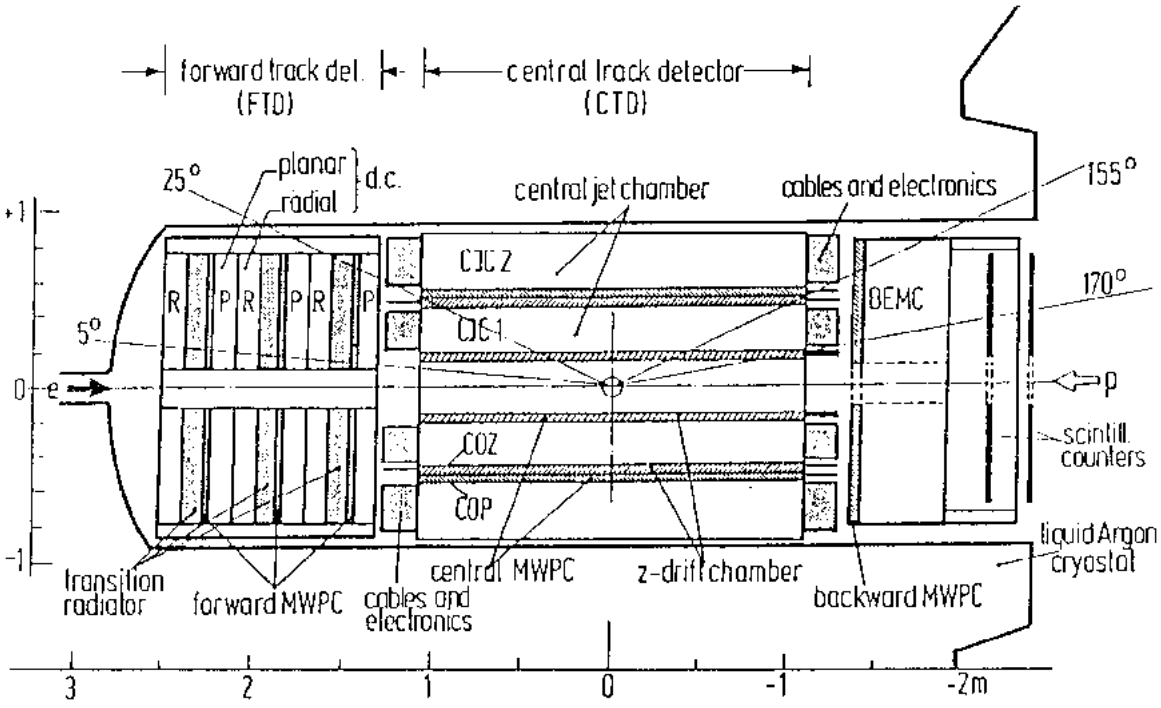


Figure 3.4: *Le détecteur de traces.*

3.3.1 Les détecteurs de traces à l'avant

La partie avant du détecteur de traces est composée de trois modules identiques comprenant chacun trois plans de chambres à dérive planaires, une chambre proportionnelle, un radiateur de transition et une chambre à dérive radiale.

Ces détecteurs couvrent le domaine angulaire $4° < \theta < 29°$. Ils doivent donner une mesure de l'impulsion des particules chargées à l'avant. La résolution sur l'impulsion σ_{p_T}/p_T est inférieure à $0,003 p_T$ (pour une impulsion transverse p_T exprimée en GeV) et la résolution sur la direction des traces $\sigma_{\theta,\phi}$ à 1 $mrad$.

Sous-détecteur	Δr (cm)	**positions en z** (cm)	$\Delta\theta$ (°)	$\sigma_{r\phi}$ (mm)	σ_z (mm)	σ_r (mm)	$\sigma_{x,y}$ (mm)
Partie avant							
Radiales	15,0/75,0	153,9/201,5/243,7	3,5/26,0	0,19	-	30,0	-
Planaires	15,0/75,0	132,4/174,6/216,8	3,8/29,5	-	-	-	0,17
FWPC	15,0/75,0	145,1/187,4/229,7	3,7/27,3	-	-	-	-
Partie centrale							
		Δz					
CIP	15,4/16,9	-112,5/106,5	8,3/172,2	-	-	-	-
CIZ	17,4/20,0	-108,0/72,0	13,6/170,8	25,0	0,26	-	-
*CJC*1	20,3/45,1	-112,5/107,5	10,7/169,7	0,17	22,0	-	-
COZ	46,0/48,5	-110,5/105,5	23,6/157,3	58,0	0,20	-	-
COP	49,7/51,8	-110,7/106,5	25,1/155,8	-	-	-	-
*CJC*2	53,0/84,4	-112,5/107,5	26,3/154,7	0,17	22,0	-	-
Partie arrière							
BPC	13,5/65,0	-142,8 /139,6	155,1/174,5	-	-	-	2,0

Tableau 3.2: *Caractéristiques de position ($\Delta r, z$), d'acceptance ($\Delta\theta$) et de résolution ($\sigma_{r\phi,r,z,x,y}$) des chambres du détecteur de trace.*

Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont de deux types : les chambres planaires dont les fils sont parallèles entre eux et orthogonaux au faisceau, et les chambres radiales, dont les fils pointent dans la direction du faisceau dans un plan également orthogonal au faisceau. Les chambres planaires comprennent trois chambres à dérive décalés de 60 degrés en ϕ l'une par rapport à l'autre. La résolution en θ est inférieure à 1 $mrad$, et la résolution dans le plan radial xy est de 170 μm. Les chambres radiales permettent d'obtenir une résolution en $r\phi$ des segments de traces de 190 μm. Ces chambres, équipées de fenêtres spéciales, permettent une séparation électron/pion avec une efficacité de 90%, par la détection des rayons X émis lors du passage de particules chargées à travers des feuilles de polypropylène placées devant chaque chambre.

Les chambres proportionnelles FWPC

Les trois ensembles de chambres proportionnelles multifils FWPC, constitués de deux chambres chacune, sont situés à l'avant du détecteur entre les chambres planaires et radiales (voir figure 3.4). Grâce à leur réponse rapide, de 20 ns, elles participent au premier niveau de la logique de déclenchement d'acquisition de données, en permettant de reconstruire la trajectoire d'une particule chargée issue de la région nominale d'interaction.

3.3.2 Le système de détection de traces central

Ce système de détecteurs cylindriques couvre un domaine angulaire $8° < \theta < 172°$.

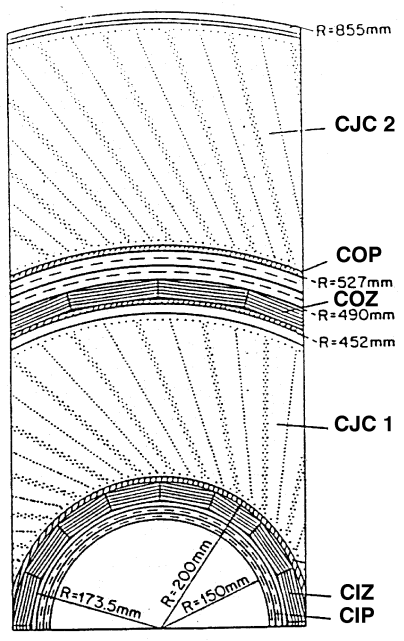


Figure 3.5: *Le détecteur de traces central.*

Les chambres à dérive centrales $CJC1$-$CJC2$

Les chambres à dérive CJC sont constituées de fils parallèles aux faisceaux (anodes), entourés de deux plans de fils formant le champ de dérive (cathodes) (voir figure 3.5).

Les chambres intérieures et extérieures ($CJC1$ et $CJC2$) sont situées respectivement entre des rayons de 203 mm et 451 mm, et de 530 mm et 844 mm (figures 3.4 et 3.5).

Les fils sont regroupés par cellules (au nombre de 30 pour $CJC1$ et de 60 pour $CJC2$) formant un angle de 30° avec la direction radiale. Cette inclinaison permet de compenser la force de Lorentz (couple du champ magnétique régnant dans le détecteur et du champ électrique à l'intérieur de chaque cellule) agissant sur les électrons de dérive, de façon à minimiser le temps de dérive. Cette inclinaison permet, par ailleurs, aux particules de traverser plusieurs cellules, et donc plusieurs régions à champ électrique uniforme. Les erreurs systématiques sur la mesure du temps de dérive, augmentant avec les inhomogénéités du champ près des cathodes et des anodes, se compensent, par changement de signe, lors du passage d'une cellule à l'autre. De plus, cet agencement de cellules implique que la direction d'une particule traversant la chambre croise au moins un fil laissant un impact pour lequel le temps de dérive sera quasi nul. Ceci permet d'identifier des traces contenues dans le détecteur appartenant au même événement, bien que le temps de dérive maximal soit de 1,5 μs (c'est-à-dire 15 fois supérieur au temps de croisement des faisceaux).

La résolution azimutale ($r\phi$) de ces deux chambres est de 170 μm, et celle en z, obtenue par division de charge le long du fil, de 2,2 cm. La résolution en z peut être améliorée grâce aux détecteurs CIZ et COZ.

Les chambres en z centrales CIZ et COZ

La résolution en z des traces obtenue par division de charge dans les chambres CJC est améliorée par l'utilisation des réponses des deux autres chambres à dérive entourant la partie intérieure des CJC. Les fils de ces chambres sont orientés orthogonalement à l'axe des faisceaux et disposés en couches polygonales. Elles donnent une résolution de 260 μm en z et de 25 mm en ϕ. Les chambres cylindriques CIZ et COZ ont respectivement une acceptance angulaire de $14° < \theta < 171°$ et de $24° < \theta < 157°$ et ont pour rayon moyen 180 et 470 mm. En reliant les éléments de traces reconstruits dans CIZ et COZ aux éléments provenant des CJC, on combine la résolution en z des chambres CIZ et COZ à la résolution azimutale donnée par les chambres CJC pour reconstruire les impulsions transverses et longitudinales des particules.

Les chambres proportionnelles centrales CIP et COP

Constituées de deux chambres proportionnelles multifils cylindriques chacune, les chambres CIP et COP, grâce à leur haute résolution temporelles (75 ns pour CIP et 60 ns pour COP), jouent un rôle important dans le premier niveau de la logique de déclenchement du système d'acquisition de données : dans une première étape l'ensemble des droites formées des combinaisons de 4 impacts dans les chambres CIP, COP et $FWPC$ est constitué. Un histogramme est construit représentant les coordonnées sur l'axe z de l'origine de chaque droite reconstruite. Les droites reconstruites correspondant à des combinaisons d'impacts produites par le passage de particules provenant du point d'interaction forment le pic de l'histogramme. Les combinaisons fortuites forment l'étalement du pic. Le centre du pic de l'histogramme est choisi comme position en z du vertex d'interaction.

Les chambres CIP, d'un rayon moyen de 161 mm, sont les chambres les plus voisines des faisceaux et couvrent le plus grand angle solide ($8° < \theta < 172°$). Elles sont segmentées en 60 secteurs dans la direction z ($\Delta z = 3,65cm$) et en 8 secteurs en ϕ ($\Delta\phi = 45°$).

Les chambres COP, d'un rayon moyen de 507 mm, situées entre les chambres COZ et $CJC2$, ont une acceptance angulaire de $25° < \theta < 156°$. Elles sont segmentées en 18 secteurs dans la direction z ($\Delta z = 12cm$) et en 16 secteurs en ϕ ($\Delta\phi = 22,5°$).

3.3.3 Les chambres à fils arrière BPC

Les chambres de la BPC (Backward Proportional Chamber) permettent d'élargir la couverture angulaire du détecteur de traces vers l'arrière ($155° < \theta < 174°$). La BPC est formée de quatre plans de fils décalés chacun de 45 degrés l'un par rapport à l'autre. Les chambres sont comprises entre $r = 11,0$ cm et $r = 81,8$ cm et actives entre $r = 13,5$ cm et $r = 65,0$ cm. L'espace entre deux fils est de 2,5 mm, et la distance entre l'anode et la cathode est de 4 mm. Ceci

permet d'obtenir une résolution angulaire de 0,5 *mrad* sur la mesure de l'angle de diffusion de l'électron lors d'une diffusion profondément inélastique si la position du point d'interaction est connue avec précision.

3.4 La calorimétrie

Le calorimètre à argon liquide est placé à l'intérieur de la bobine du détecteur $H1$, sans fermer la partie arrière de $H1$, afin de permettre l'introduction des détecteurs de traces. Pour couvrir l'arrière du détecteur, le calorimètre à argon liquide est complété par le calorimètre électromagnétique $BEMC$ (Backward Electromagnetic Calorimeter).

3.4.1 La calorimétrie à argon liquide

Ce calorimètre, couvrant le domaine angulaire $4° < \theta < 153°$, est constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique. Une circulation d'azote liquide dans les parois du cryostat permet de maintenir l'argon à une température de $90°K$. L'ensemble du calorimètre, à symétrie cylindrique, est composé de 8 roues (voir figure 3.6) chacune scindée en 8 octants identiques, à l'exception des roues des extrémités (la roue avant OF ne contient qu'une partie hadronique et le roue arrière BBE qu'une partie électromagnétique). Chaque octant est divisé en cellules de lecture.

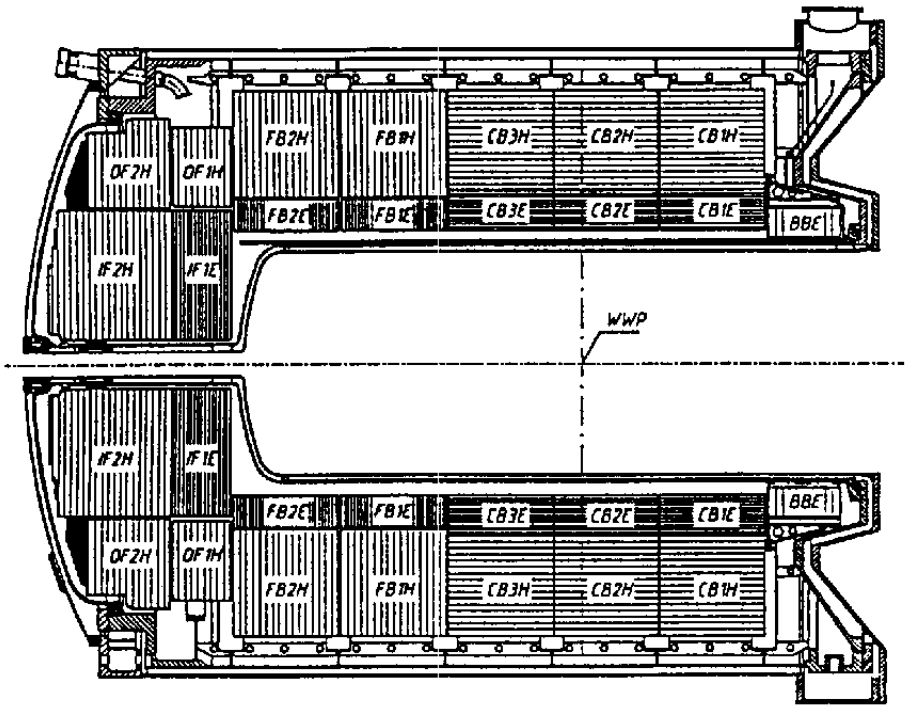


Figure 3.6: *Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide.*

La partie électromagnétique du calorimètre est située à l'extérieur du détecteur de traces.

Son épaisseur varie entre 20 et 30 longueurs de radiation (X_0), soit 1,0 et 1,4 longueurs d'interaction (λ_0) pour les hadrons, en partant du point d'interaction nominal. La partie hadronique, entourant la partie électromagnétique, est d'une épaisseur variant entre 5 et 9 longueurs d'interactions.

Les cellules électromagnétiques sont composées d'un empilement de plaques de plomb de 2,4 mm d'épaisseur, constituant le milieu absorbeur, séparées par une couche active d'argon liquide de 2,35 mm. La haute tension appliquée de part et d'autre des couches actives fait dériver les charges produites par ionisation du liquide lors du passage d'une particule chargée vers des plaques de lectures parallèles au plaques d'absorbeur. Les plaques de lecture sont regroupées en un nombre variable de "tours" afin de diminuer le nombre de canaux de lecture (plus de 30000 au total). Les dimensions de ces tours, qui dépendent du nombre et de la taille des plaques de lecture, définissent la granularité latérale et la segmentation longitudinale du calorimètre. La granularité et la segmentation longitudinale permettent la distinction électron-hadron avec une erreur inférieure au millième. La résolution en énergie est de $\sigma_E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$ (pour E exprimé en GeV) avec un terme constant inférieur à 1%.

Les cellules de la partie hadronique sont constituées de plaques d'acier de 19 mm (comprenant 16 mm de plaque d'absorbeur et 1,5 mm de plaques portant les hautes tensions) et d'un double espace actif d'argon liquide de 2,4 mm. Au milieu de cet espace actif se trouve une plaque d'époxy ($G10$) dont chaque face porte les plaques de lecture. Les cellules de la partie hadronique sont entre deux et quatre fois plus grandes que les cellules de la partie électromagnétique, la taille des gerbes hadroniques étant plus grandes et la séparation électron-hadron n'étant pas nécessaire. Le nombre de canaux de lecture est d'environ 13000. La résolution en énergie est de $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E}$ (pour E exprimé en GeV) avec un terme constant inférieur à 2%.

3.4.2 Le calorimètre arrière $BEMC$

Le calorimètre électromagnétique arrière est situé à $z = -144\ cm$ du point d'interaction nominal et couvre un angle polaire θ compris entre 151,4 et 176,5 degrés. Comme illustré à la figure 3.7, il est divisé en près de 100 cellules prismatiques d'axe parallèle aux faisceaux, de section carrée, trapézoïdale ou triangulaire suivant leur emplacement. La longueur sensible des modules est de 22,5 longueurs de radiation, ce qui correspond à 0,97 longueur d'interaction hadronique pour un impact perpendiculaire. Ils sont constitués d'un empilement de 50 couches de plaques de plomb de 2,5 mm d'épaisseur et de scintillateur de 4 mm d'épaisseur. La lumière de scintillation est acheminée vers des photodiodes par des guides de lumière, qui modifient la longueur d'onde de la lumière transmise (Wavelength Shifters). Des guides de lumière supplémentaires, destinés à contribuer à la séparation électron/hadron par une segmentation longitudinale, recueillent la lumière des 12 scintillateurs situés le plus à l'arrière.

Les signaux provenant des photodiodes sont envoyés dans des préamplificateurs montés à l'arrière des modules du $BEMC$. Ceux-ci produisent des signaux dont le temps de montée est inférieur à 100 ns et le temps de descente 400 μs. Deux signaux de déclenchement, cor-

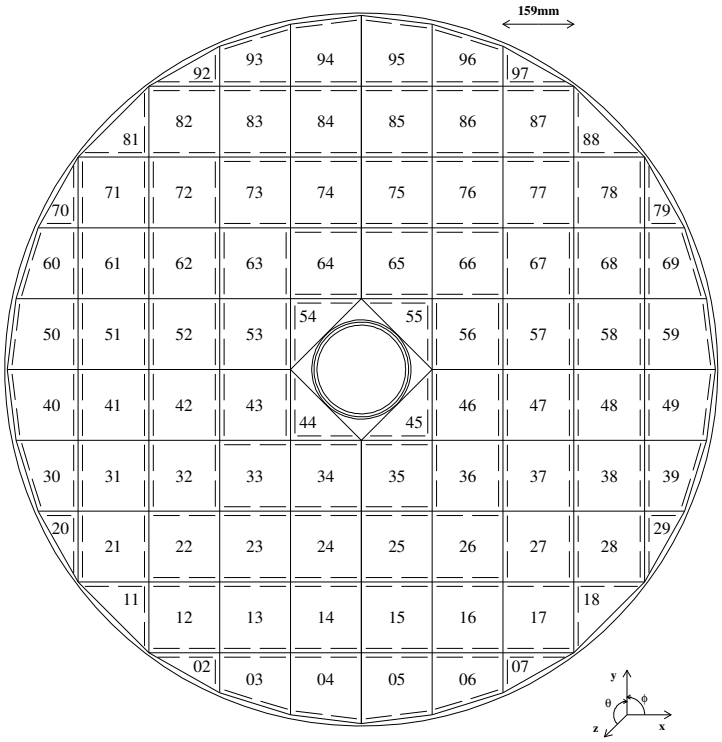


Figure 3.7: *Coupe transversale du calorimètre électromagnétique arrière $BEMC$.*

respondant à deux granularités différentes, sont envoyés au niveau le plus bas de la logique de déclenchement d'acquisition de données.

Le $BEMC$ est un élément crucial de notre analyse. Il sera utilisé pour détecter et mesurer l'énergie de l'électron diffusé des événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre à petit transfert de quadri-impulsion ($2 \leq Q^2 \leq 100\ GeV^2$).

La calibration du $BEMC$ repose sur deux éléments indépendants : la calibration du gain électronique et la calibration de la réponse lumineuse. La réponse de la chaîne électronique est mesurée et recalibrée une fois par semaine durant la prise de données en utilisant un système d'impulsions incorporé à l'électronique. La réponse lumineuse à la sortie des guides de lumière est étudiée et calibrée en permanence. Une première calibration à été effectuée à l'aide d'un faisceau test avant la prise de données. L'analyse des données collectées permet de préciser sensiblement cette calibration par l'utilisation du spectre observé en énergie de l'électron diffusé (méthode du pic cinématique et événements Compton) ainsi qu'en utilisant les mesures obtenues dans les autres calorimètres (méthode basée sur l'étude des événements radiatifs). La résolution estimée pour la prise de donnée de 1993 est donnée par [50] :

$$\frac{\sigma_(E_e)}{E_e} = 0.003 \oplus \frac{0.10}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.14}{E_e} \qquad (E_e \text{ en GeV}) \tag{3.1}$$

3.5 Le compteur de temps de vol et le fer instrumenté

3.5.1 Le compteur de temps de vol (TOF)

Le TOF est un hodoscope formé de deux plans de scintillateur placés perpendiculairement aux faisceaux respectivement à $z = -1,95\ m$ et $z = -2,25\ m$. Grâce à sa bonne résolution temporelle ($3\ ns$), le TOF permet de distinguer, par mesure du temps de vol, les événements provenant de la zone d'interaction nominal ($z = 0$) des événements venant de régions situées en amont ou en aval de cette zone. La réduction du bruit de fond, ne provenant pas de la zone d'interaction nominale, opérée par le TOF est de 99%.

3.5.2 Le fer instrumenté

Une culasse octogonale en fer, entourant complètement la bobine supraconductrice, assure le retour des lignes de champs magnétiques. Cette structure est équipée de tubes à dards ("streamer tubes") qui fournissent des signaux analogiques en vue de mesurer l'énergie des fins de gerbes hadroniques non contenues dans les calorimètres et des signaux digitaux permettant l'identification des muons. La résolution sur la mesure de l'énergie est de $\sigma_E/E \simeq 100\%/\sqrt{E}$ pour E exprimé en GeV. Les signaux digitaux des tubes à dards sont utilisés en combinaison avec les signaux d'autres tubes à dards situés hors de la culasse de fer pour reconstruire les traces des muons.

En pratique, nous ne ferons pas usage de l'information fournie par le fer instrumenté dans notre analyse.

3.6 Le système de déclenchement de l'acquisition de données

Le système de déclenchement de l'acquisition de données est conçu pour sélectionner les événements physiques produits lors des collisions électron-proton et rejeter les événements de bruit de fond. Ceux-ci proviennent principalement de trois sources : les radiations synchrotrons dues au faisceau d'électrons, les interactions des faisceaux avec les molécules du gaz résiduel du tube à vide ainsi qu'avec les parois du tube lui-même. L'intervalle de temps de croisement des faisceaux ($96\ ns$) étant inférieur au temps de réponse de certains éléments du détecteurs (typiquement de $13 \times 96\ ns$ pour le calorimètre à argon liquide), la décision du déclenchement (garder ou rejeter l'événement) ne peut être prise à la fréquence de croisement des faisceaux. Pour rencontrer cette contrainte, sans introduire de temps mort trop important, un système de pile ("pipeline") est utilisé afin de garder une trace des réponses de chaque élément de détecteur pour chaque croisement des faisceaux. L'information complète est, par ce système, conservée durant le temps nécessaire à une première prise de décision sur base d'une information partielle provenant d'éléments de détecteur à réponse rapide (inférieure à $96\ ns$). Cette première décision est appelée le premier niveau du système de déclenchement, le niveau $L1$. Le système de déclenchement est prévu pour fonctionner avec un total de quatre niveaux. En

1993, la luminosité instantanée étant relativement faible par rapport à la valeur nominale, seuls les niveaux $L1$ et $L4$ ont été utilisés.

Le niveau $L1$ est composé de 9 éléments de déclenchement ("trigger elements") comportant chacun l'information d'un sous-détecteur particulier. Les éléments de déclenchement sont combinés en entités ("subtrigger") assignés soit à un type de particulier de physique (déclencheurs physiques) soit à un certain type de données expérimentales utilisés par exemple pour déterminer l'efficacité d'un sous-détecteur (déclencheurs de contrôle), ou encore à des événements dus au rayonnement cosmique servant à effectuer des calibrations et des synchronisations (déclencheurs cosmiques). Les taux des 128 entités possibles sont mesurés séparément. Chacun d'entre eux peut voir son taux réduit par un facteur d'atténuation.

Les niveaux $L2$ et $L3$, prévus pour un développement futur de critères de déclenchement plus sophistiqués que le niveau $L1$, seront appliqués après décision positive du niveau $L1$.

Le niveau $L4$ est basé sur une ferme de microprocesseurs. Il utilise l'entièreté de l'information pour prendre la décision finale. Dans le cas positif, l'événement est conservé sur support informatique.

Les temps de décision ainsi que les temps morts prévus pour les différents niveaux sont présentés à la figure 3.8.

Durant la prise de données de 1993, le taux de bruit de fond pris au niveau 1 était de 26 Hz et 70% de ces événements étaient rejetés au niveau 4. Finalement, le taux d'aquisition était de 8 Hz et le temps mort global du système de 8%.

3.7 Le système de mesure de luminosité

Dans l'expérience $H1$, l'estimation en ligne de la luminosité des faisceaux est basée sur la mesure du taux d'événements Bethe-Heitler :

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma \ , \tag{3.2}$$

dont la section efficace est bien connue théoriquement (voir chapitre 2.5.1). L'ensemble de l'appareillage conçu pour mesurer la luminosité des faisceaux est constitué de deux branches : la branche de détection de photons et la branche de détection d'électrons.

Outre la mesure de la luminosité, cet appareillage est utile à l'étude des événements de photoproduction ainsi qu'à la détection d'événements radiatifs. Une fraction des événements du type photoproduction peut être identifiée par la détection de l'électron diffusé dans la branche de détection d'électrons. D'autre part, et cela est fondamental dans le cadre de notre analyse, la branche de détection de photons permet de détecter une partie des photons émis par radiation de l'électron, en particulier pour notre analyse, dans les événements de diffusion profondément inélastique.

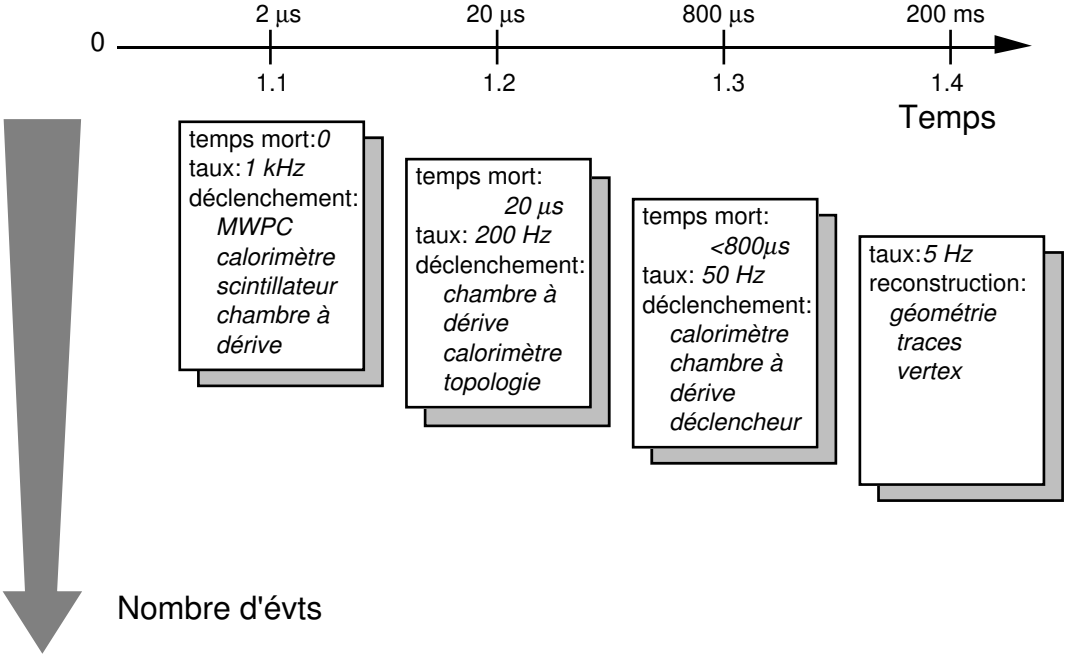


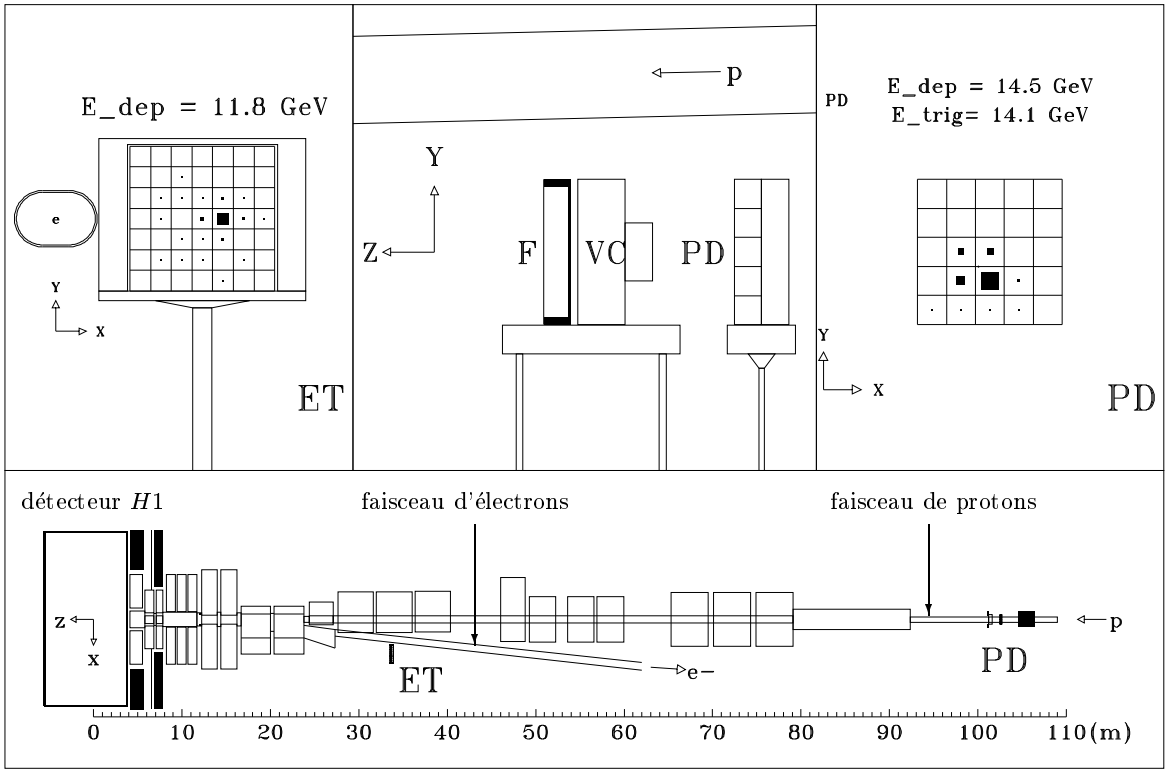
Figure 3.8: Les quatre niveaux de déclenchement de l'acquisition de données.

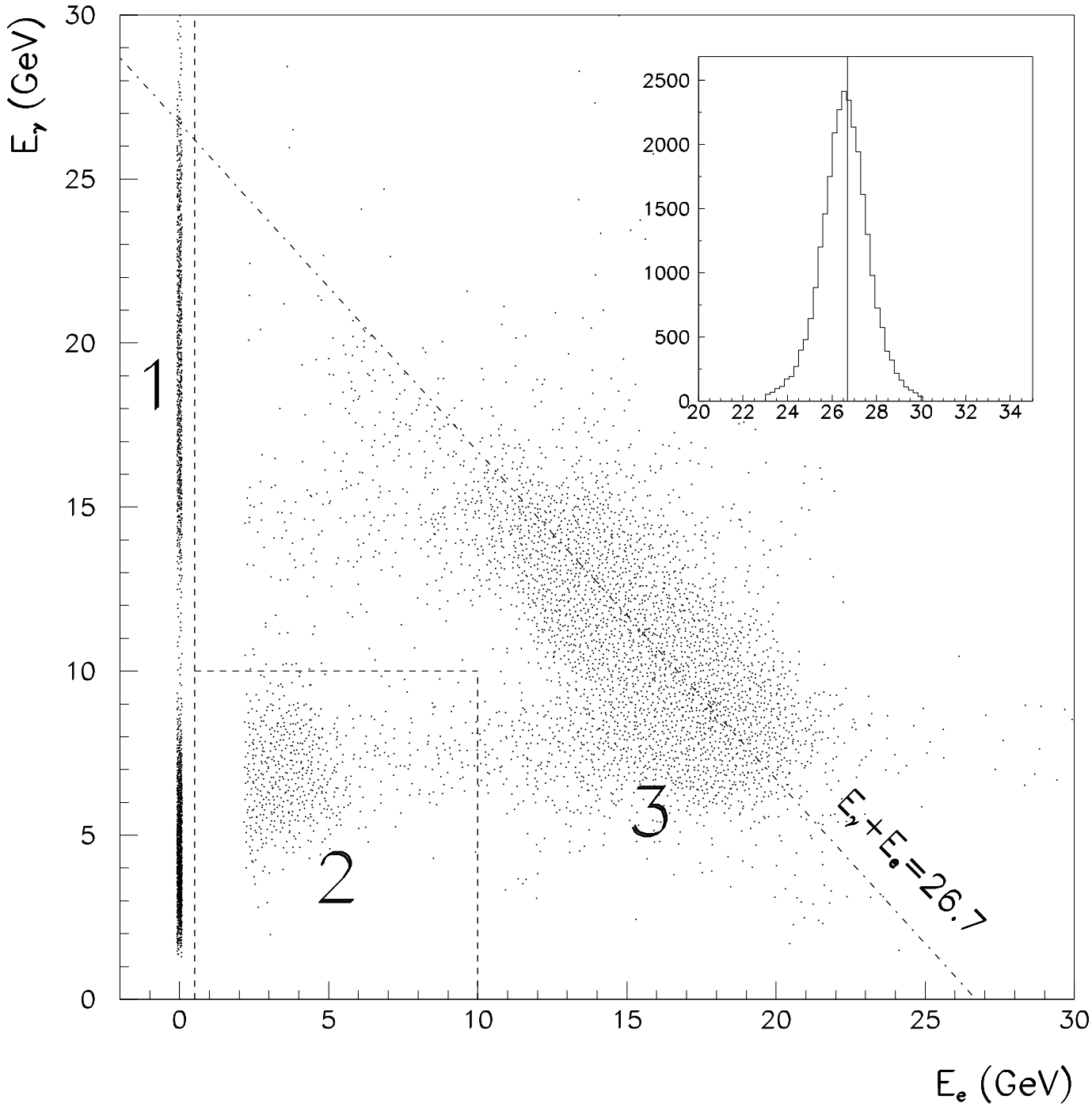
Dans cette section, nous décrivons l'appareillage du système de mesure de la luminosité. La calibration ainsi que l'étude des efficacités de ses éléments seront étudiées au prochain chapitre de façon détaillée. La mesure de la luminosité se fait de façon indépendante de la prise de données. Les éléments de déclenchement propres au système de luminosité sont utilisés à la fois pour la mesure en ligne de la luminosité et comme éléments de déclenchement du système central d'acquisition de données. Ces éléments de déclenchement sont présentés dans la dernière partie de cette section.

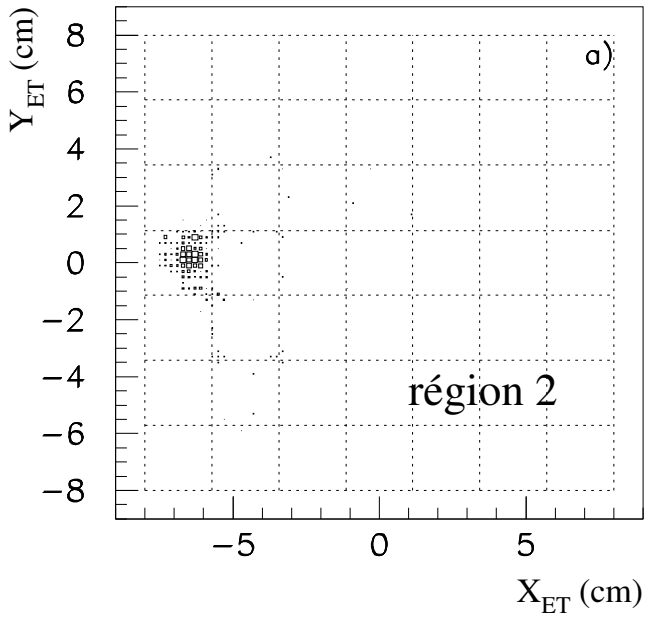
3.7.1 La branche de détection de photons

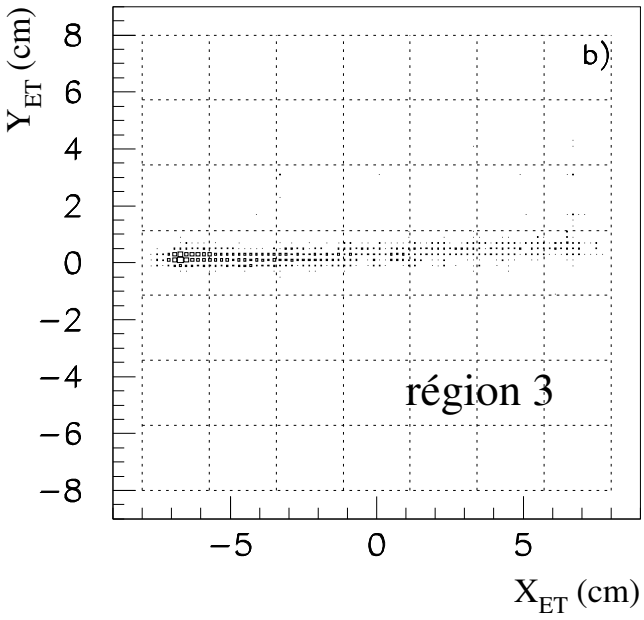
Les photons des événements Bethe-Heitler étant émis à très petit angle (par rapport à la direction du faisceau d'électrons incidents), le système de détection de photons est placé loin du point d'interaction (à plus de 100 m). Les photons émis avec un angle $\theta_\gamma < \pi - 0.5\ mrad$ quittent le tube du faisceau de proton par une fenêtre située à $z = -92,3\ m$ et viennent interagir dans les détecteurs de la branche de détection de photons. Celle-ci se compose de trois éléments : en partant du point d'interaction on trouve successivement (voir figures 3.9 et 3.10) : un ensemble de filtres $(1,5X_0\ Pb + 0,5X_0\ Cu)$, le compteur Čerenkov et le détecteur de photons.

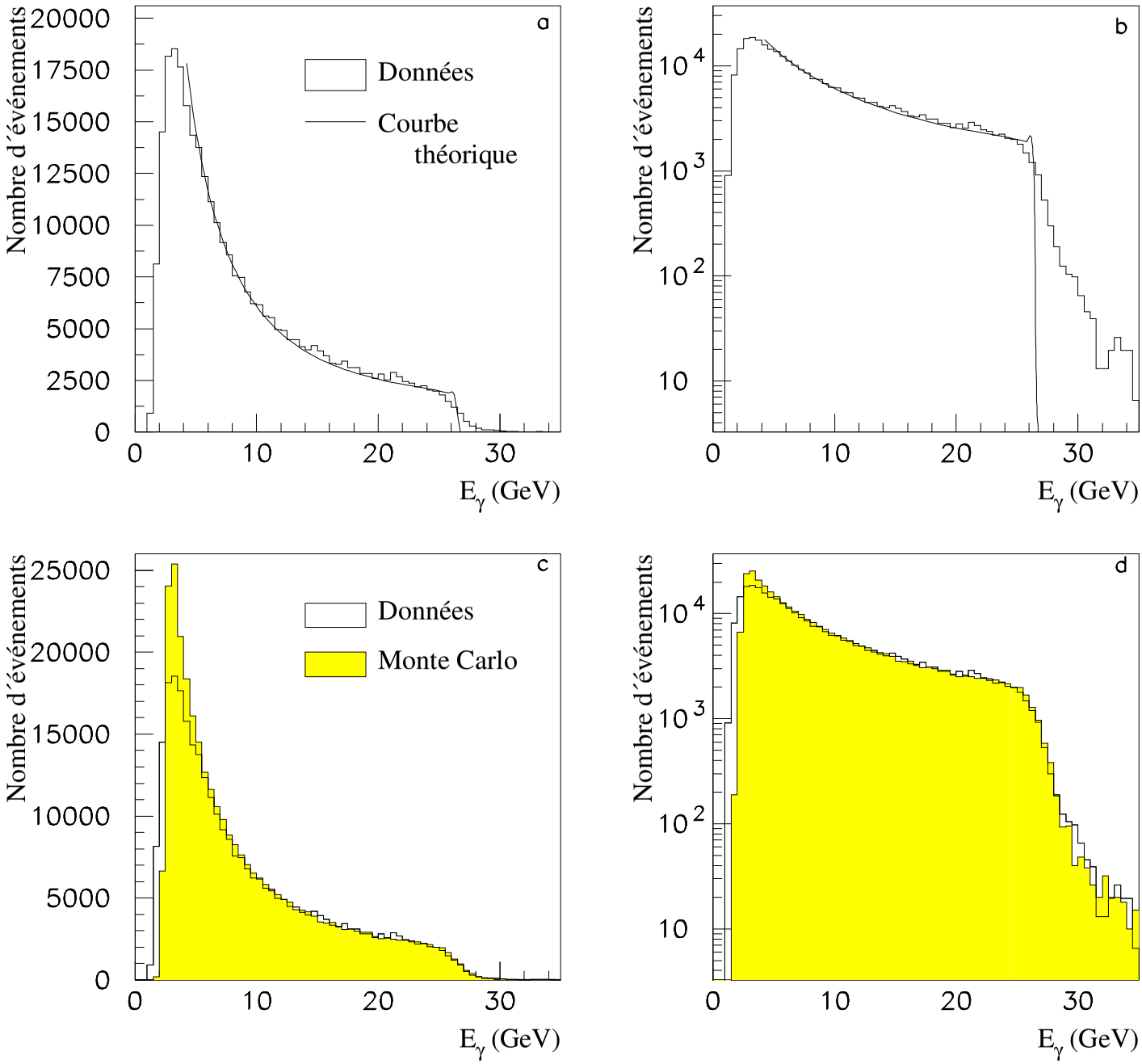
Les filtres servent à protéger le compteur Čerenkov et le détecteur de photons des rayonnement synchrotron. Le compteur Čerenkov $(1X_0)$, long de 350 mm et d'un volume de 5 litres, contient de l'eau distillée. Deux photomultiplicateurs captent directement (sans guide de lumière) la lumière Čerenkov émise par les particules chargées de la gerbe électromagnétique engendrée dans le compteur lui-même, dans les filtres ou même en amont. Les deux photo-

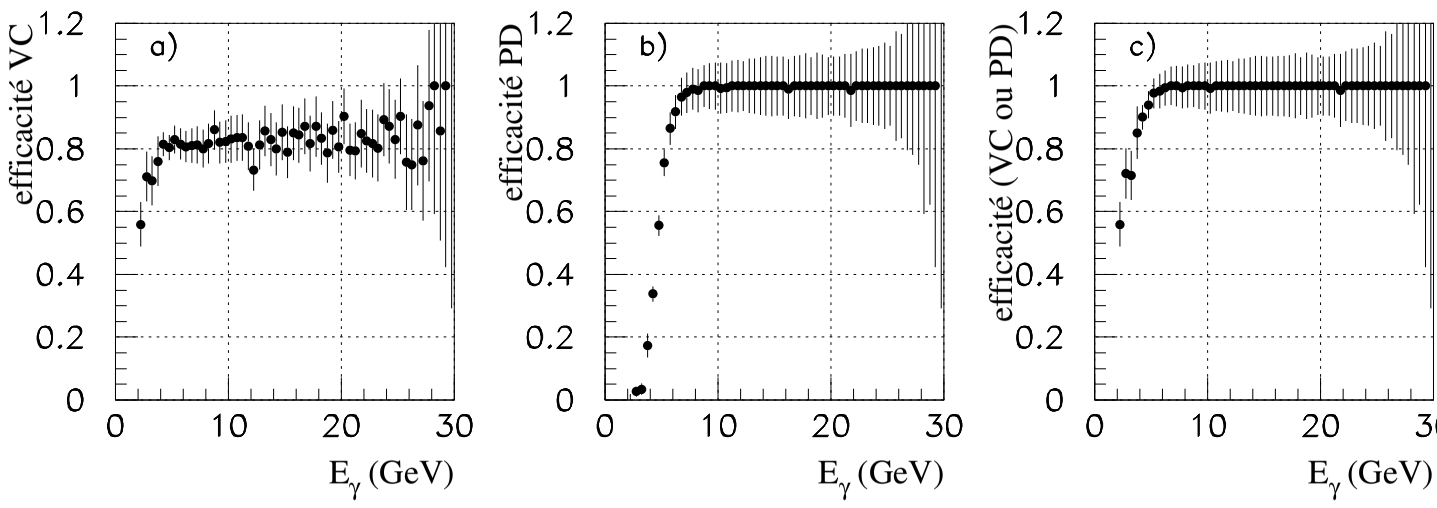

E_dep = 11.8 GeV
e
Y
X
ET
p
Y
Z
F
VC
PD
PD
E_dep = 14.5 GeV
E_trig= 14.1 GeV
Y
X
PD
détecteur $H1$
faisceau d'électrons
faisceau de protons
Z
X
ET
e−
PD
p
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110(m)

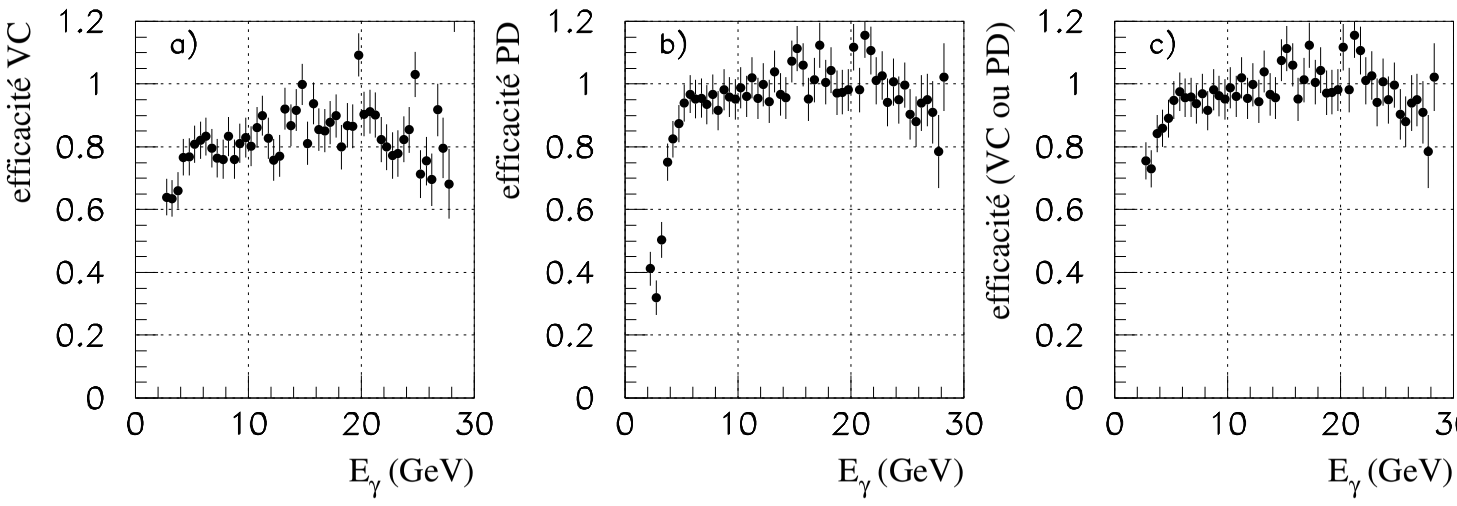

E_γ (GeV)
E_e (GeV)
1
2
3
$E_\gamma + E_e = 26.7$
0
5
10
15
20
25
30
500
1000
1500
2000
2500
22
24
26
28
32
34

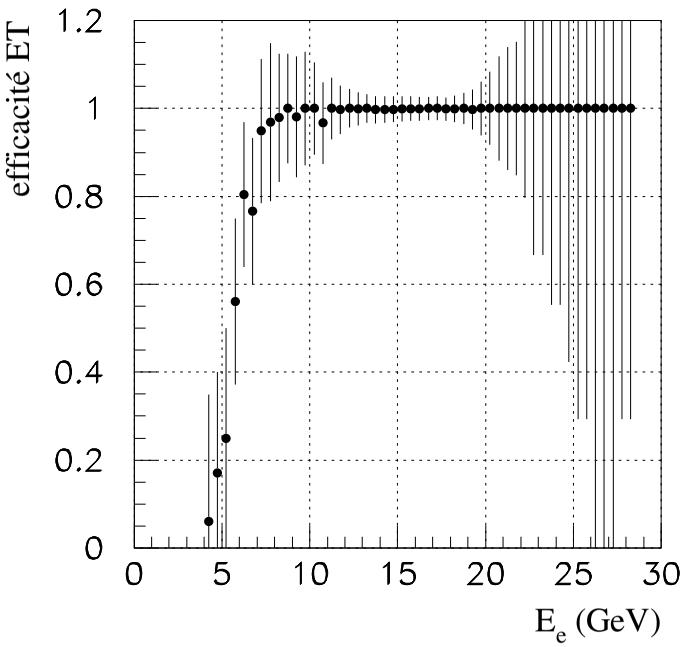

a)
région 2
Y_{ET} (cm)
X_{ET} (cm)
8
6
4
2
0
−2
−4
−6
−8
−5
0
5

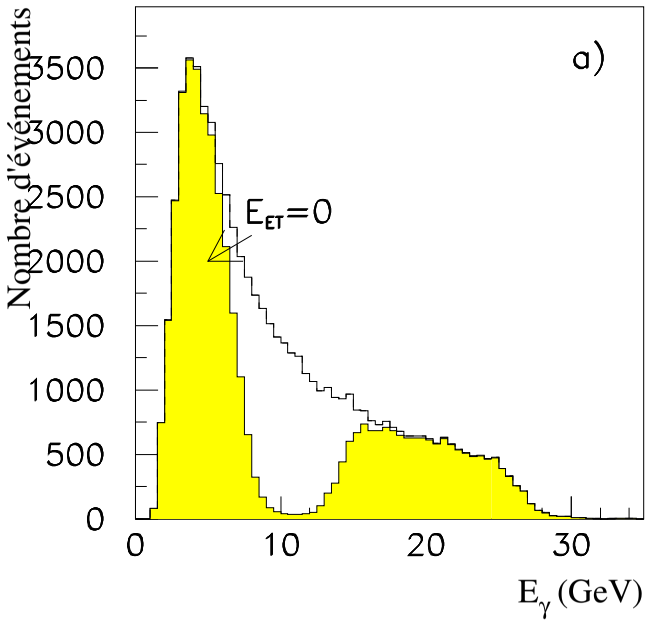

b)
région 3
Y_{ET} (cm)
X_{ET} (cm)
8
6
4
2
0
−2
−4
−6
−8
−5
0
5

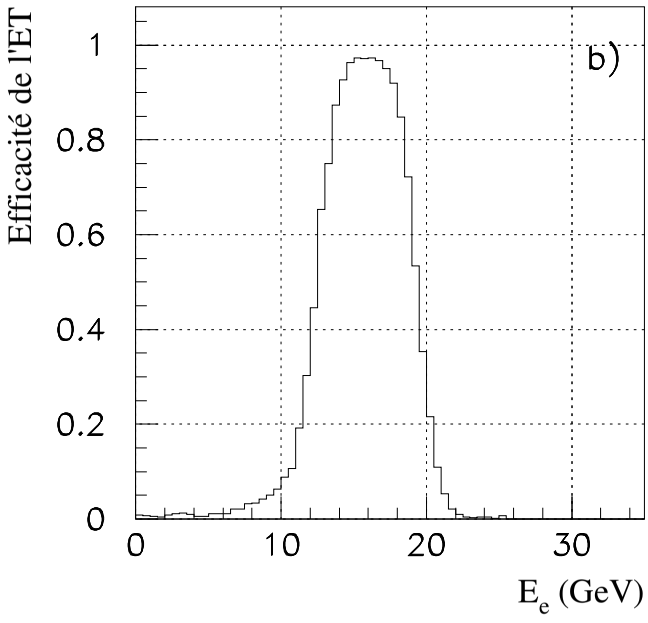

a
Données
Courbe
théorique
Nombre d´événements
20000
17500
15000
12500
10000
7500
5000
2500
0
0
10
20
30
E_γ (GeV)
b
Nombre d´événements
10^4
10^3
10^2
10
0
10
20
30
E_γ (GeV)
c
Données
Monte Carlo
Nombre d´événements
25000
20000
15000
10000
5000
0
0
10
20
30
E_γ (GeV)
d
Nombre d´événements
10^4
10^3
10^2
10
0
10
20
30
E_γ (GeV)

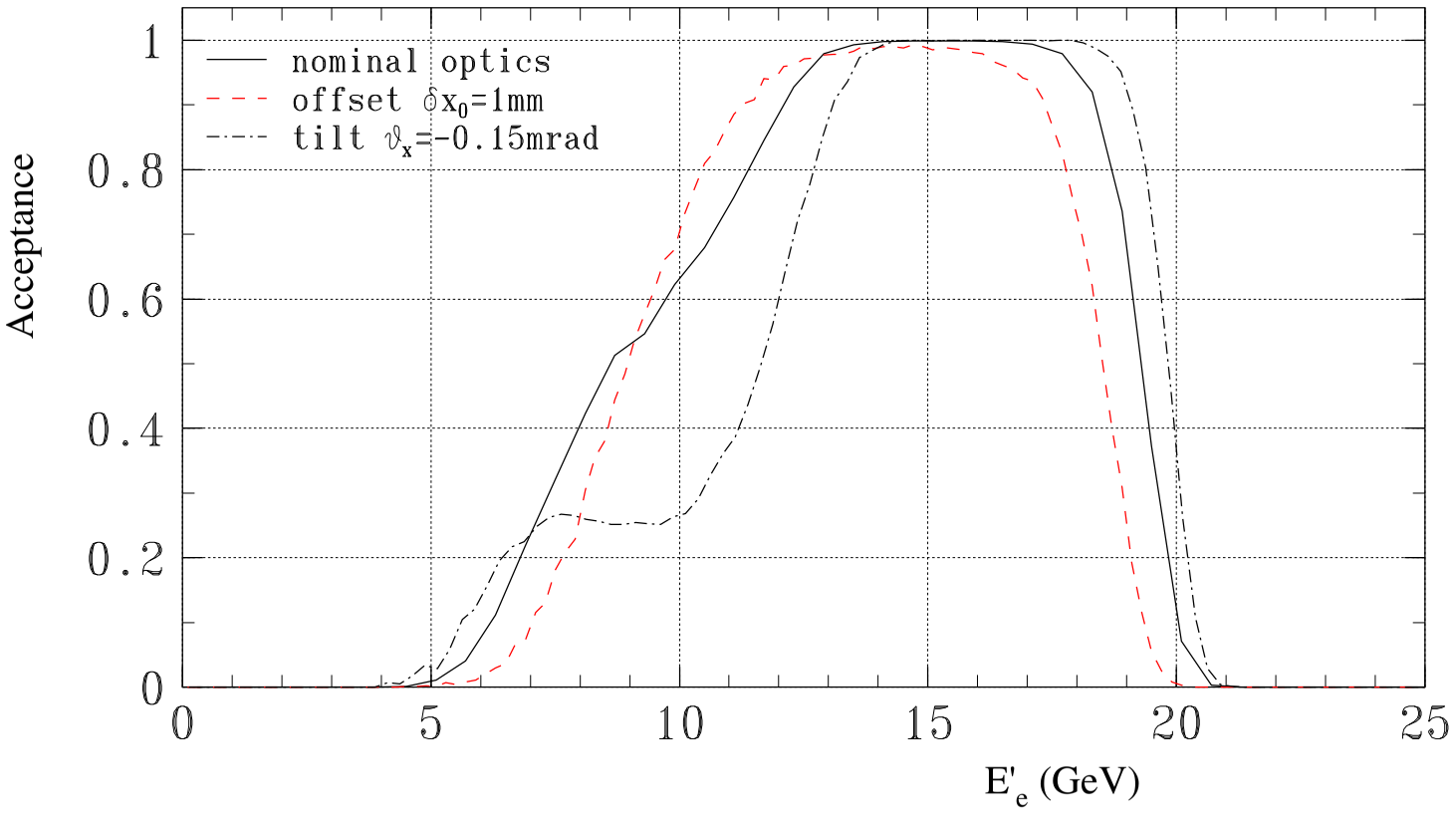

a)
b)
c)
efficacité VC
efficacité PD
efficacité (VC ou PD)
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
1.2
0
10
20
30
E_γ (GeV)


efficacité VC
a)
efficacité PD
b)
efficacité (VC ou PD)
c)
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0
10
20
30
E_γ (GeV)


efficacité ET
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0
5
10
15
20
25
30
E_e (GeV)


a)
Nombre d'événements
3500
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
$E_{ET}=0$
0
10
20
30
E_γ (GeV)


b)
Efficacité de l'ET
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0
10
20
30
E_e (GeV)


nominal optics
offset δx0=1mm
tilt ϑx=-0.15mrad
Acceptance
E'e (GeV)
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
0
5
10
15
20
25