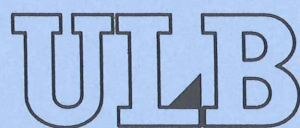


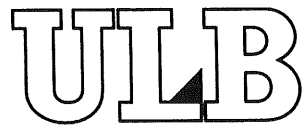
**UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES**  
**FACULTE DES SCIENCES**



**PRODUCTION DE BOSONS W REELS A HERA**

Mémoire présenté en vue de l'obtention  
du grade de licenciée en Sciences Physiques  
Année académique 1997 - 1998  
**Caroline COLLARD**

**UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES**  
**FACULTE DES SCIENCES**



**PRODUCTION DE BOSONS W REELS A HERA**

Mémoire présenté en vue de l'obtention  
du grade de licenciée en Sciences Physiques  
Année académique 1997 - 1998  
**Caroline COLLARD**

## SOMMAIRE

|  |    |
|--|----|
| INTRODUCTION .....   | 1  |
| CHAPITRE I : CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE<br>PRODUCTION DE BOSON W .....       | 2  |
| I.1. PRODUCTION D'UN BOSON W REEL .....  | 2  |
| I.1.a. Cinématique.....  | 4  |
| I.1.b. Les diagrammes de production d'un boson réel.....                           | 7  |
| I.2. METHODE DE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE.....                                 | 8  |
| I.2.a. Région profondément inélastique DIS .....                                   | 9  |
| I.2.b. Région du photon résolu (RP).....   | 11 |
| I.3. SECTION EFFICACE DU PROCESSUS $e p \rightarrow e W X$ .....                   | 13 |
| I.3.a. Les paramétrisations des fonctions de structure .....                       | 13 |
| I.3.b. Résultats.....  | 14 |
| I.4. GENERATION D'EVENEMENTS.....  | 18 |
| I.4.a. Le choix de ucut .....  | 18 |
| I.4.b. Désintégration leptonique du boson W .....                                  | 18 |
| I.4.c. Événements pondérés ou non.....   | 18 |
| I.4.d. La masse générée lepton-neutrino.....                                       | 19 |
| I.4.e. Simulation et reconstruction des événements .....                           | 20 |
| CHAPITRE II : LE DETECTEUR H1 A HERA .....   | 21 |
| II.1. DESCRIPTION DU DETECTEUR H1 .....  | 21 |
| II.1.a. Les détecteurs à traces .....  | 23 |
| II.1.b. Le calorimètre à argon liquide .....                                       | 25 |
| II.1.c. Les détecteurs à muons .....   | 27 |
| II.1.d. Compteurs de luminosité.....   | 28 |
| II.2. PRINCIPE DU SYSTEME DE DECLENCHEMENT .....                                   | 29 |
| II.3. PRINCIPE DES "DST" .....   | 30 |
| CHAPITRE III : SELECTION D'EVENEMENTS.....   | 31 |
| III.1. SELECTION DE DEPART .....   | 31 |
| III.1.a. Intérêt de l'utilisation des fichiers d'événements à courant chargé ..... | 31 |

|   |    |
|---|----|
| III.1.b. Coupure en l'impulsion transverse manquante .....  | 32 |
| III.1.c. Bruits de fond parmi les événements à courant chargé avec $p_{tmiss}$<br>supérieur à 25 GeV/c .....  | 32 |
| III.2. CRITERES DE SELECTION D'EVENTEMENTS CANDIDATS $W \rightarrow \mu\nu$ ...   | 35 |
| III.2.a. La coupure en $p_{tcalo}$ .....  | 35 |
| III.2.b. Identification d'un muon .....   | 41 |
| III.2.c. Association d'une trace au candidat muon dans le détecteur de traces ....  | 42 |
| III.2.d. Discussion à propos de l'angle $\theta$ du muon .....  | 43 |
| III.2.e. Coupure en l'impulsion du muon .....   | 46 |
| III.2.f. Critères d'isolement du muon .....   | 46 |
| III.3. SELECTION D'EVENTEMENTS COMPORTANT UN MUON ISOLE<br>AVEC $p_{tcalo}$ SUPERIEUR A 25 GEV/C PARMIS LES EVENEMENTS REELS<br>A COURANT CHARGE..... | 51 |
| CHAPITRE IV : ETUDE DU SIGNAL.....  | 52 |
| IV.1. EFFICACITE, ACCEPTANCE ET MESURE DE LA SECTION EFFICACE<br>.....  | 52 |
| IV.1.a. Efficacité.....   | 52 |
| IV.1.b. Calcul de la section efficace du processus $e p \rightarrow e \mu\nu X$ .....   | 57 |
| IV.2. PARAMETRES DES QUATRE EVENEMENTS REELS SELECTIONNES<br>.....  | 61 |
| CONCLUSION.....   | 69 |
| APPENDICE 1 : L'ALGORITHME VEGAS .....  | 71 |
| APPENDICE 2 : BANQUE DMUO.....  | 72 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....   | 73 |



## INTRODUCTION

En 1994, au collisionneur électron-proton HERA, un événement ayant une topologie particulière

$$e^+ p \rightarrow \mu^+ X$$

a été découvert [1] lors d'une étude des événements à courant chargé. Depuis, trois autres événements avec un muon isolé et un événement avec un électron isolé ont été mis en évidence avec le détecteur H1 [2]. Ces événements particuliers présentent un lepton isolé de grande impulsion, un système hadronique ainsi qu'une impulsion transverse manquante suggérant la présence d'une particule non détectée. Ces événements apparaissent en trop grand nombre par rapport aux prédictions de la théorie basée sur la production de bosons W réels dans le cadre du modèle standard. Ce phénomène laisse espérer qu'on touche un jour à une nouvelle physique, pour laquelle la production de bosons W réels selon le modèle standard constituerait un bruit de fond.

Ce mémoire se propose d'étudier le signal

$$ep \rightarrow e\mu\nu X$$

dans l'hypothèse où le muon et le neutrino proviennent de la désintégration du boson W.

Dans le chapitre I, nous exposerons la théorie expliquant le processus

$$ep \rightarrow eWX.$$

Nous consacrerons une place importante à la simulation effectuée par le Monte Carlo EPVEC. Celui-ci est basé sur le calcul de la section efficace du processus étudié à l'ordre dominant.

Dans le chapitre II, nous décrirons les sous-détecteurs du détecteur H1 intervenant dans notre étude du signal.

Nous développerons ensuite dans le chapitre III des critères déterminés sur base d'événements générés par le Monte Carlo EPVEC, afin de sélectionner les événements qui motivent notre analyse, parmi l'échantillon d'événements sélectionnés en vue de l'étude des interactions à courant chargé.

Un calcul de section efficace sera effectué dans le chapitre IV tenant compte des corrections apportées pour l'acceptance et l'efficacité du détecteur, déterminées à l'aide du Monte Carlo. On exposera, pour finir, quelques paramètres concernant les événements sélectionnés.

## CHAPITRE I : CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE BOSON W

Le calcul de la section efficace de production de boson W a été réalisé par Baur, Vermaseren et Zeppenfeld. Sur base de ce calcul, la section efficace est intégrée par le Monte Carlo EPVEC décrit dans l'article "Electroweak vector boson production in high-energy ep collisions" [3]. Nous nous basons sur cet article ainsi que sur ceux donnés par les références ([4] - [7]) dans le but d'étudier le processus

$$ep \rightarrow eWX$$

pour la production d'un boson W réel. En réalité, un boson W réel est également produit à un collisionneur ep selon le processus

$$ep \rightarrow \nu WX.$$

Celui-ci possède cependant une section efficace bien plus petite que le premier (cfr. table 1 tirée de l'article[3]) et est dès lors négligé.

| Processus               | Section efficace en pb à HERA |
|-------------------------|-------------------------------|
| $ep \rightarrow eW^+X$  | 0,50 - 0,72                   |
| $ep \rightarrow eW^-X$  | 0,47 - 0,62                   |
| $ep \rightarrow \nu WX$ | 0,064                         |

Table 1 : Section efficace des différents processus de production d'un boson W.

Dans ce chapitre, nous discuterons d'abord des différents diagrammes intervenant à l'ordre dominant pour le processus

$$ep \rightarrow eWX.$$

Nous présenterons ensuite la méthode de calcul de la section efficace et nous donnerons enfin les principaux résultats obtenus par le Monte Carlo EPVEC.

### I.1. PRODUCTION D'UN BOSON W REEL

Nous discutons le processus de production

$$ep \rightarrow eWX$$

suivi de la désintégration, après un temps correspondant à une largeur de  $2 \text{ GeV}/c^2$ , du boson  $W$  en une paire composée d'un fermion et d'un antifermion

$$W \rightarrow f\bar{f}^1.$$

On observe donc dans l'état final un système formé d'un électron, un fermion, un antifermion et un système hadronique  $X$ , c'est-à-dire le processus

$$ep \rightarrow e f\bar{f} X.$$

En raison du temps de vie très court du boson  $W$ , il convient donc également de prendre en compte la production d'une paire  $f\bar{f}$  non résonante. A l'ordre dominant ces processus sont décrits par l'ensemble des graphes présentés à la figure 1 ainsi que par les diagrammes correspondants ayant un antiquark dans l'état initial.

Avant d'examiner les différents graphes de la figure 1, il est nécessaire d'introduire quelques notions de cinématique.

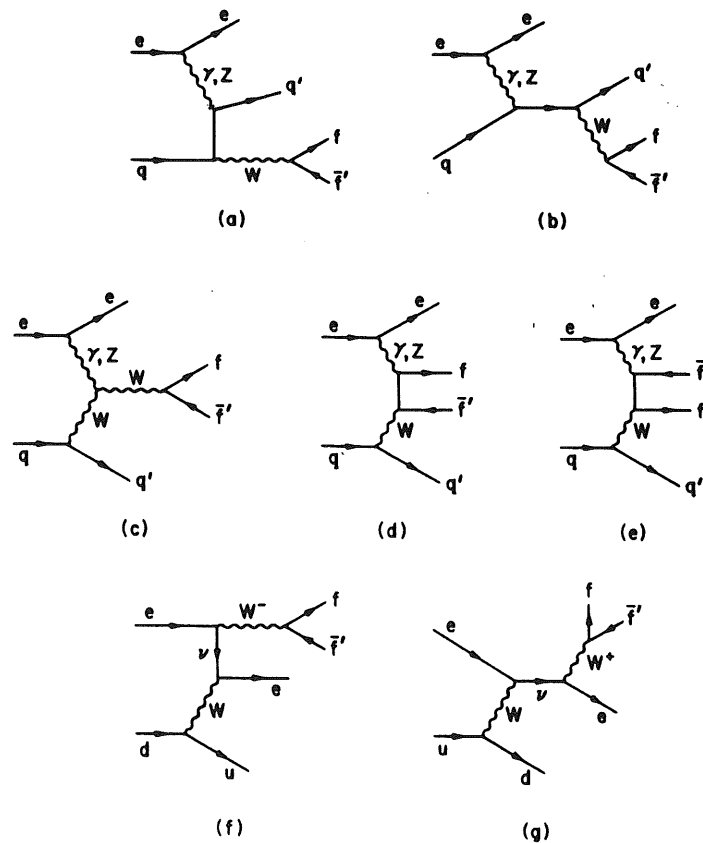


Figure 1 : Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant du processus  $eq \rightarrow f\bar{f} q'$ .

<sup>1</sup> Dans le cas de la désintégration leptonique du boson  $W$ , le fermion est un électron, un muon ou un lepton  $\tau$  et l'antifermion est un antineutrino.

### I.1.a. Cinématique

Dans cette section, nous définissons différentes grandeurs permettant de caractériser la cinématique d'une réaction.

#### 1° Les variables de Mandelstam

Les invariants de Mandelstam  $s$ ,  $t$  et  $u$  sont définis, pour la réaction de la figure 2, comme

$$s = (p_a + p_b)^2 > 0$$

$$t = (p_a - p_c)^2 < 0$$

$$u = (p_a - p_d)^2 < 0$$

où  $p_i$  est la quadriimpulsion de la particule  $i$ .

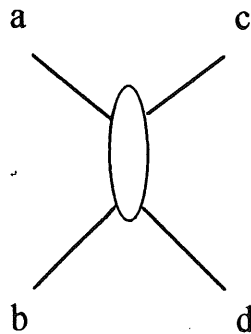


Figure 2 : Schéma de la réaction  $ab \rightarrow cd$ .

#### 2° Les variables $Q^2$ , $x$ et $y$

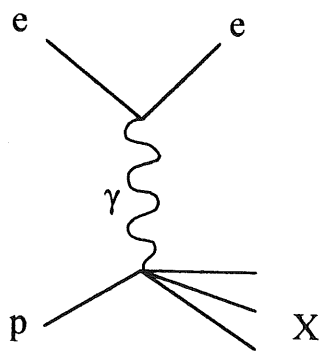


Figure 3 : Schéma de la réaction  $ep \rightarrow eX$ .

Dans le cas de l'électroproduction du système hadronique  $X$ , illustré à la figure 3, on introduit les variables suivantes :

- $Q^2$

$$Q^2 = -q^2 > 0$$

$$q^2 = q^\mu q_\mu$$

où  $q^\mu = (p_e^\mu - p_{e'}^\mu) = p_\gamma^\mu$

et  $p_i^\mu$  est la composante  $\mu$  de la quadriimpulsion  $p$  de la particule  $i$ , précisons que  $p_{e'}$  est la quadriimpulsion de l'électron sortant.

$Q^2$  a donc la forme suivante :

$$Q^2 \approx 4 E_e E_{e'} \cos^2 \theta_e / 2$$

où  $E_e$  et  $E_{e'}$  sont les énergies des électrons incident et sortant, respectivement et où  $\theta_e$  est l'angle polaire de l'électron final par rapport à la direction du proton incident. Notons, à titre illustratif, que dans le détecteur H1,  $Q^2$  se distribue de la manière suivante :

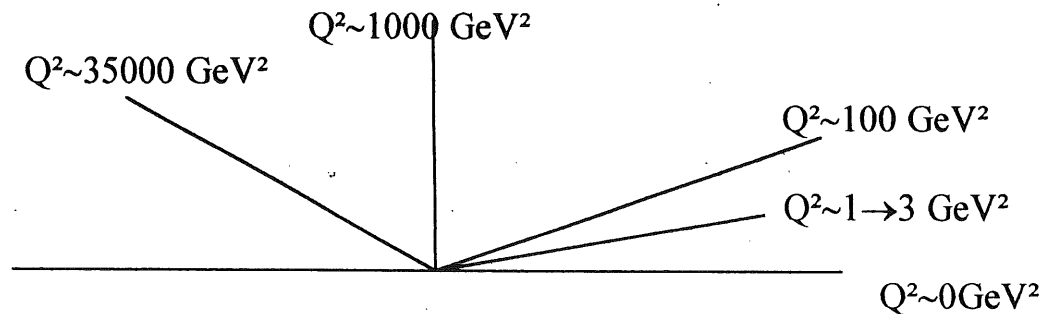


Figure 4 : *Distribution de  $Q^2$  dans le détecteur*

Dans la suite de ce travail, le terme de photoproduction désigne le cas où  $Q^2 \simeq 0$ .

- $x$  de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot p_p \cdot p_\gamma}$$

Dans un référentiel en mouvement rapide par rapport à la cible,  $x$  est la fraction d'impulsion du proton emportée par le quark touché et varie entre 0 et 1.  $x$  peut s'écrire sous la forme

$$x = \frac{E_e E_{e'} (1 + \cos \theta_e)}{E_p (2 E_e - E_{e'} (1 - \cos \theta_e))}$$

où  $E_p$  est l'énergie du proton.

- $y$  de Bjorken

$$y = \frac{p_p \cdot p_\gamma}{p_p \cdot p_e}$$

y peut s'écrire sous la forme :

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \theta_e / 2.$$

Dans le système de repos de la cible, y représente la fraction d'énergie de l'électron qui est cédée aux hadrons :

$$y = v/E_e$$

où v est l'énergie du photon dans ce référentiel. y est lié aux grandeurs cinématiques  $Q^2$  et x par :

$$Q^2 = syx,$$

où s est l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$s = 4E_e E_p.$$

### 3° Calcul de la variable u

Dans l'article de Baur, Vermaseren et Zeppenfeld [3], u est défini de la manière suivante :

$$u = (p_q - p_w)^2$$

où

$$p_w = p_f + p_{\bar{f}}.$$

Cette définition s'applique à tous les diagrammes de la figure 1, y compris aux graphes 1d et 1e où il n'y a pas de boson W réel. Tous les graphes se rapportent en effet au schéma de la figure 5 :

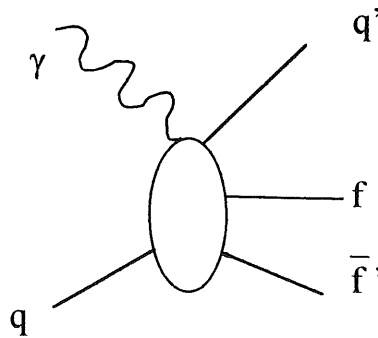


Figure 5 : Schéma de la réaction  $\gamma q \rightarrow q' f \bar{f}$

En vertu de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, nous trouvons encore que :

$$u = (p_q - p_f - p_{\bar{f}})^2 = (p_{q'} - p_\gamma)^2.$$



### I.1.b. Les diagrammes de production d'un boson réel

Remarquons d'abord que seuls vont nous intéresser dans la suite les diagrammes correspondant à l'échange d'un photon, et non celui d'un boson  $Z^0$ . En effet, dans ce cas, la section efficace contient le propagateur

$$\frac{1}{(Q^2 + M_Z^2)^2}$$

alors que l'échange d'un photon contient le propagateur

$$\frac{1}{Q^4}$$

En raison de la grande masse du boson  $Z^0$  (91,2 GeV/c<sup>2</sup>), le premier processus (celui avec le photon) est beaucoup plus abondant que le second.

Passons maintenant aux différents graphes de la figure 1.

#### 1° Graphes 1a et 1b

Le graphe 1a présente un pôle dans le canal u, à cause du propagateur du quark

$$\frac{1}{-u + m_q^2}$$

qui provoque une divergence lorsqu'on intègre sur l'espace des phases pour une masse du quark nulle ( $m_q = 0$ ).

Pour sa part, le graphe 1b possède un quark (branche horizontale ne possédant pas de nom sur la figure) ayant une très grande virtualité, car la masse invariante correspondante doit être suffisamment grande pour pouvoir produire un boson W réel d'environ 80 GeV/c<sup>2</sup>. Le graphe 1a domine donc par rapport au graphe 1b.

#### 2° Graphes 1c, 1f et 1g

Les graphes 1c, 1f et 1g ont la particularité de contenir un boson W intermédiaire virtuel. Cela apporte un propagateur

$$\frac{1}{(-p_W^2 + M_W^2)^2}$$

qui implique une section efficace très petite, en raison de la masse élevée du boson W.

#### 3° Graphes 1d et 1e

Contrairement aux autres graphes de la figure 1, les diagrammes 1d et 1e ne décrivent pas le processus

$$ep \rightarrow eWX$$

car ils possèdent dans l'état final un fermion et un antifermion non résonants. Cependant pour préserver l'invariance de jauge, il est nécessaire de tenir compte de tous les graphes de la figure 1. En effet, comme il a été dit au début de la section I.1, nous développons les diagrammes du premier ordre correspondant au processus

$$ep \rightarrow e\bar{f}' X.$$

Tous les graphes de la figure 1 possèdent même état initial et même état final et interfèrent donc entre eux lors du calcul de la section efficace.

## I.2. METHODE DE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE

Abordons maintenant la manière dont la section efficace du processus

$$ep \rightarrow eWX \\ \downarrow \\ f\bar{f}'$$

est calculée lorsque  $Q^2$  proche de zéro domine.

Pour ce qui concerne le graphe dominant 1a, on se trouve face à une difficulté provenant du fait qu'il possède un pôle en  $u$ . En effet, pour les grandes valeurs de  $|u|$ ,  $u$  définit une échelle dure au vertex quark-photon, et il est donc possible de calculer la section efficace exactement. Par contre pour les petites valeurs de  $|u|$  et de  $Q^2$ , il n'existe plus d'échelle dure à ce vertex. Il faut dès lors faire appel aux fonctions de structure du proton pour calculer le processus

$$q + \bar{q}' \rightarrow W,$$

et prendre ainsi en compte les effets non perturbatifs de radiation de gluons.

Pour ces raisons, la section efficace ne sera pas calculée de la même manière si on se trouve aux grandes ou aux petites valeurs de  $|u|$ .

Afin de bien séparer les deux cas, nous divisons l'espace des phases en deux parties définies par une valeur  $u_{cut}$  :

- la région où  $|u|$  est supérieur à  $u_{cut}$  est dite profondément inélastique (DIS)
- la région où  $|u|$  est inférieur à  $u_{cut}$  est dite celle du photon résolu (RP).

En sommant les contributions correspondant aux deux régions, on obtiendra la section efficace totale du processus :

$$ep \rightarrow eW^\pm X \\ \downarrow \\ f + \bar{f}' \\ \sigma = \int_0^{u_{cut}} d|u| \frac{d\sigma}{d|u|} + \sigma(|u| > u_{cut}).$$

### I.2.a. Région profondément inélastique DIS

La région avec  $l$  supérieur à  $ucut$  est dite “profondément inélastique”. Le calcul de la section efficace peut être effectué exactement<sup>2</sup>. Baur et al. utilisent la détermination des amplitudes d’hélicité du processus complet

$$ep \rightarrow eW^{\pm}X \\ l \rightarrow l^{\pm}\nu$$

où  $l = e, \mu$ .

Pour  $Q^2$  proche de 0, on peut passer de ce processus au processus

$$\gamma p \rightarrow WX$$

en utilisant l’approximation de Weizsäcker-Williams. Cette approximation permet de simplifier les calculs des processus résultant de collisions relativistes de particules chargées. L’idée centrale est d’approcher la section efficace pour la diffusion d’un électron sur une cible par la convolution d’un nombre équivalent de photons dans l’électron avec la section efficace de photoproduction qui en résulte.

On peut ensuite se ramener du processus

$$\gamma p \rightarrow WX$$

au processus

$$\gamma q \rightarrow Wq'$$

en faisant appel aux fonctions de structure du proton. Celles-ci permettent de décrire la structure du proton en termes de fonctions de distributions de quarks, d’antiquarks et de gluons. Elles dépendent de la fraction d’impulsion  $x$  emportée par le quark touché dans l’interaction et de l’échelle  $Q^2$  à laquelle la structure du proton est sondée ( $Q^2$  dans le cas des interactions  $\gamma p$  profondément inélastique, une échelle liée à la masse du boson  $W$  dans le cas présent) et apparaissent en tant que fonctions inconnues dans la formule de la section efficace profondément inélastique

$$ep \rightarrow eX$$

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dQ^2 dx} = (F_1(Q^2, x)\tau^{\mu\nu}(Q^2, x) + F_2(Q^2, x)\tau'^{\mu\nu}(Q^2, x))$$

où  $\tau^{\mu\nu}$  et  $\tau'^{\mu\nu}$  sont des fonctions connues de  $Q^2$ , de  $x$  et de  $s$ .

---

<sup>2</sup> Pour les simulations numériques, les calculs des éléments de matrices complets pour le processus  $ep \rightarrow eW^{\pm}X$  ont été effectués exactement par le Monte Carlo. Baur et Zeppenfeld ont également exposé les résultats de leurs calculs dans le cadre de l’approximation de Weizsäcker-Williams dans l’article “Measuring the  $WW\gamma$  vertex in single  $W$  production at ep colliders” [8].

Les fonctions de structure ont été mesurées et sont décrites par différentes paramétrisations : HMRSB, D01, ...

Dans un calcul visant à établir la section efficace profondément inélastique (grandes valeurs de  $lul$ ) pour la photoproduction du boson  $W^\pm$ , Mikaelian a utilisé les fonctions de structure du proton. Les étapes de ce calcul sont exposées dans l'article "Photoproduction of charged intermediate vector bosons" [9]. La section efficace différentielle de la réaction

$$\gamma p \rightarrow WX$$

a la forme suivante :

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow WX)}{dt \, d m_F^2} = \frac{\alpha}{16s^2 t} \sum_i g_i^2 P_i(x) T(\pm Q_i, x \hat{s}_{\gamma p}, t)$$

où  $m_F$  représente la masse de l'état hadronique,  $\hat{s}_{\gamma p}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse  $\gamma p$  et  $t$  est

$$t = (k - k')^2.$$

La somme porte sur l'ensemble des quarks et des antiquarks présents dans les protons. Les fonctions de structure du proton permettent de connaître la probabilité  $P_i(x)$  de trouver un quark de charge  $Q_i e$  à l'intérieur d'un nucléon de masse  $m_T$ . Le facteur  $g_i$  est le couplage du quark  $i$  avec le boson  $W$ . La fonction  $T$  est calculée pour le processus :

$$\gamma(k) + q(p) \rightarrow W^\pm(k') + q'(p').$$

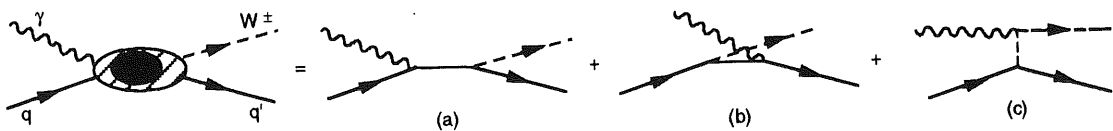


Figure 6 : Diagramme de la réaction  $\gamma q \rightarrow W^\pm q'$ .

$T$  est calculé sous la forme

$$T \propto \overline{\sum}_{s_i} \overline{\sum}_{\lambda_\gamma} \sum_{s_f} \sum_{\lambda_W} |A_W^\pm(Q_i)|^2$$

où l'amplitude  $A_W^\pm$  est prise au carré, moyennée sur le spin du quark initial et l'hélicité du photon  $\lambda_\gamma$ , et sommée sur le spin du quark final et l'hélicité du boson  $\lambda_W$ . Cette amplitude correspond aux trois diagrammes de la figure 6. Elle dépend de la charge du quark initial, des polarisations du photon et du boson et des quadriimpulsions de toutes les particules intervenant dans le processus.

### I.2.b. Région du photon résolu (RP)

Abordons à présent le calcul de la section efficace de la réaction

$$ep \rightarrow eWX$$

dans la région du photon résolu, c'est-à-dire pour  $lul$  inférieur à  $ucut$ . Nous pouvons nous rapporter à celui pour le processus

$$eq \rightarrow eWq'$$

à condition d'utiliser les fonctions de structure du proton, qui ont été définies dans la section précédente.

Dans la région où  $lul$  est inférieur à  $ucut$  et pour  $Q^2$  proche de 0, la section efficace n'est pas calculable exactement comme dans le cas de la région DIS, puisqu'il n'existe pas d'échelle dure. La section efficace pour la réaction

$$eq \rightarrow eWq' \\ \downarrow \bar{f}'$$

peut cependant être évaluée à l'approximation de Weizsäcker-Williams. Connaissant la probabilité de trouver un photon dans un électron, il nous suffit maintenant d'étudier la section efficace du processus

$$\gamma q \rightarrow Wq'$$

En prenant la limite pour  $lul \rightarrow 0$  de la section efficace de ce processus, nous nous trouvons face à une singularité

$$d\hat{\sigma}(\gamma q \rightarrow Wq') = \frac{\alpha}{\pi} e_q^2 \frac{1}{|u|} P_{\bar{q}'\gamma}(z) d\hat{\sigma}(q\bar{q}' \rightarrow W) dlul dz + \text{termes finis} \quad (*1)$$

où

$$P_{\bar{q}'\gamma}(z) = \frac{1}{2} \{z^2 + (1-z)^2\}$$

est la fonction de "splitting" photon-antiquark, qui décrit la probabilité de trouver dans le photon un antiquark  $\bar{q}'$  qui emporte la fraction  $z$  de l'impulsion du photon, où  $e_q$  est la charge électrique du quark  $q'$  et où  $d\hat{\sigma}(q\bar{q}' \rightarrow W)$  est la section efficace différentielle du processus

$$q\bar{q}' \rightarrow W.$$

Intégrer numériquement une telle section efficace pose un problème à cause de la divergence engendrée par le pôle en  $lul$ . L'astuce pour contourner le problème est de diviser le calcul de manière à obtenir à la place du terme contenant le pôle en  $lul$  deux termes ne dépendant plus de  $lul$ .

Il est intéressant d'examiner la fonction de structure du photon. La fonction  $F_2^\gamma(z, Q_\gamma^2)$  est mesurée dans les processus de collision  $\gamma\gamma$ , où un photon virtuel vient tester la structure d'un photon quasi-réel se scindant en une paire quark-antiquark. On a à l'ordre dominant :

$$F_2^\gamma(z, Q_\gamma^2) = \sum_q z e_q^2 \{q_q(z, Q_\gamma^2) + q_{\bar{q}}(z, Q_\gamma^2)\}$$

où  $z$  est la fraction d'impulsion du photon emportée par le quark touché,  $Q_\gamma^2$  est la virtualité de la sonde et  $q_i$  est la densité de probabilité que le quark  $i$  emporte la fraction  $z$  d'impulsion du photon pour  $Q_\gamma^2$  donné.

Or, si on examine la forme de la densité  $q_{\bar{q}}$  de probabilité de l'antiquark présent dans le photon au premier ordre, on s'aperçoit qu'un terme logarithmique apparaît sous la même forme que celle qu'on trouverait si on intégrait la formule (\*1).

$$q_{\bar{q}}^0(z, Q_\gamma^2) = \frac{\alpha}{\pi} e_q^2 \left\{ P_{\bar{q}\gamma}(z) \log\left(\frac{Q_\gamma^2}{z |u|_{\min}}\right) \right\} + 3z(1-z) - \frac{1}{2}$$

Des manipulations mathématiques se basant sur la forme de la densité de probabilité de l'antiquark  $q_{\bar{q}}^0$  permettent de définir deux termes ne dépendant plus de  $|u|$ .

$$d\hat{\sigma}_{r.ph.}(\gamma q \rightarrow Wq') = q_{\bar{q}}(z, Q_\gamma^2) d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W) dz \frac{d|u|}{u_{\max}}$$

$$d\hat{\sigma}_{f.t.}(\gamma q \rightarrow Wq') = -e_q^2 \frac{\alpha}{\pi} \left[ \log\left(\frac{Q_\gamma^2}{u_{\max}}\right) P_{\bar{q}\gamma}(z) + f_{\bar{q}\gamma}(z) \right] d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W) dz \frac{d|u|}{u_{\max}}$$

$$\text{où } f_{\bar{q}\gamma}(z) = 3z(1-z) - P_{\bar{q}\gamma}(z) \log(z) - \frac{1}{2}$$

Le deuxième terme du membre de droite de la formule (\*1) appelé "termes finis" peut être explicitement écrit sous la forme d'une section efficace  $d\hat{\sigma}_{rest}$  :

$$d\hat{\sigma}_{rest}(\gamma q \rightarrow Wq') = \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{1}{2\hat{s}_{q\gamma}} d|u| dz d_2(PS) \left[ |\bar{M}|^2(\gamma q \rightarrow Wq'; W \rightarrow f\bar{f}') - 16\pi\alpha e_q^2 \frac{1}{|u|} \frac{1}{z} P_{\bar{q}\gamma}(z) |\bar{M}|^2(q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow f\bar{f}') \right]$$

où  $\hat{s}_{q\gamma}$  représente le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse du système quark-photon, et  $|\bar{M}|^2(\gamma q \rightarrow Wq'; W \rightarrow f\bar{f}')$  et  $|\bar{M}|^2(q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow f\bar{f}')$  représentent les carrés des éléments de matrice moyennés sur le spin et sur la couleur pour les réactions

$$\begin{array}{ccc} \gamma q \rightarrow Wq' & & \text{et} & & q\bar{q} \rightarrow W \\ \downarrow \bar{f}' & & & & \downarrow \bar{f}' \end{array}$$

respectivement.  $d_2(PS)$  est l'élément de l'espace de phase à deux corps pour la désintégration  $W \rightarrow f\bar{f}'$ .

Ainsi la section efficace du processus  $\gamma q \rightarrow Wq'$  pour  $|u|$  inférieur à  $u_{cut}$  est donnée par la somme des trois contributions :

$$d\hat{\sigma}(\gamma q \rightarrow Wq') |_{|u| < u_{cut}} = d\hat{\sigma}_{r.ph.}(\gamma q \rightarrow Wq') + d\hat{\sigma}_{f.t.}(\gamma q \rightarrow Wq') + d\hat{\sigma}_{rest}(\gamma q \rightarrow Wq')$$



Nous pouvons à présent calculer toutes ces contributions. En effet, nous connaissons  $q_{\bar{q}}$  et la section efficace  $d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W)$  dans  $d\hat{\sigma}_{r.ph.}$  ainsi que la charge de l'antiquark, la probabilité  $P_{\bar{q}\gamma}$ , la fonction  $f_{\bar{q}\gamma}$  et  $d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W)$  dans  $d\hat{\sigma}_{f.t.}$ . Il n'y a plus de divergence dans ces deux contributions. Dans  $d\hat{\sigma}_{rest}$ , bien que les deux termes du membre de droite soient divergeants pris séparément, la contribution de l'ensemble des termes reste finie et calculable car on connaît la valeur des éléments de matrices  $M$  et de la fonction  $P_{\bar{q}\gamma}$ .

La distribution en impulsion transverse du boson  $W$   $p_W^T$  étant inconnue, cette section efficace est évaluée avec une impulsion transverse du boson  $W$  nulle ( $p_W^T = 0$ )<sup>3</sup>.

### I.3. SECTION EFFICACE DU PROCESSUS $ep \rightarrow eWX$

Dans cette partie de chapitre, nous allons discuter des différents choix de paramétrisation et d'échelle possibles pour les fonctions de structure du proton et du photon. Ensuite, nous exposerons les différents résultats obtenus avec le Monte Carlo EPVEC [10].

#### I.3.a. Les paramétrisations des fonctions de structure

##### 1° Fonctions de structure du proton

Lors de la génération d'événements avec le Monte Carlo EPVEC, nous avons plusieurs choix pour la fonction de structure du proton : D01, EHLQ1, EHLQ2, HMRSB, HMRSE, D01.1

---

<sup>3</sup> Un des problèmes rencontrés avec le générateur EPVEC tel qu'il avait été codé par ses auteurs, a été le fait que dans certains cas, on obtenait des événements avec un  $l_{ul}$  supérieur à  $ucut$  dans la région du photon résolu. Ce problème s'est avéré lié au fait que l'impulsion transverse du boson  $W$  n'était pas posée égale à zéro, tout en étant limitée à des valeurs non nulles inférieures à la racine carrée de  $ucut$  lors du processus de génération. De nombreuses discussions entre Ulrich Baur et le groupe H1 de Bruxelles ont permis de comprendre la source de ce problème. En fait dans le code initial, il y avait deux groupes de variables pour les impulsions du lepton chargé et du neutrino. Les premières (variables P5 et P6) étaient celles qui étaient réellement utilisées dans le code. Elles étaient calculées dans le référentiel de la désintégration du boson  $W$ , puis boostées dans le référentiel du laboratoire. L'utilisation de ces variables entraînait une impulsion transverse non nulle pour le boson  $W$  et des valeurs de  $l_{ul}$  pouvaient être plus grandes que  $ucut$ . Les autres variables (P5P et P6P) étaient calculées dans le référentiel du centre de masse ( $\gamma q \rightarrow q'W$ ) mais n'étaient pas utilisées dans la suite du code. Or après le boost assurant le retour dans le référentiel du laboratoire, ces variables (P5P et P6P) donnent lieu à des impulsions transverses du quark sortant  $q'$  et du boson  $W$  strictement mises à zéro, et surtout un  $l_{ul}$  inférieur à  $ucut$  comme recherché. Dès lors l'utilisation des variables P5P et P6P est préférable pour plus de cohérence avec le papier de Baur [3].

et PDFLIB 13036. D'une fonction de structure à l'autre, la section efficace varie. Elle varie également en fonction de l'échelle  $Q_p^2$  à laquelle la réaction est définie. Nous pouvons faire varier cette échelle grâce au paramètre  $n$ , l'échelle  $Q_p^2$  étant donnée par  $M_W^2/n$ . Pour  $n$  égal à 1,  $Q_p^2$  est donné par le carré de la masse du boson  $W$ .

## 2° Fonctions de structure du photon

Pour les fonctions de structure du photon, différentes paramétrisations sont également possibles : DG, D0, LAC1, LAC2<sup>4</sup>, LAC3, GRV-L0. En ce qui concerne l'échelle  $Q_\gamma^2$  à laquelle les fonctions de structure sont définies, on choisit de prendre  $Q_\gamma^2$  égal à  $p_W^2/n$  où  $p_W$  est la quadriimpulsion du boson  $W$  et  $n$  est un facteur variable.

### I.3.b. Résultats

Nous allons à présent exposer les différents résultats que nous avons obtenus à l'aide du Monte Carlo EPVEC. Ceux-ci sont en accord avec ceux présentés dans le papier de Baur, Vermaseren et Zeppenfeld [3].

#### 1° Paramétrisation de la structure du photon

La table 2 présente les différences qui apparaissent pour la section efficace dans la région du photon résolu (RP) du processus

$$e^+p \rightarrow e^+W^\pm X \\ \downarrow \mu^\pm \nu$$

lorsqu'on change de paramétrisation pour le photon. Les densités de quark à l'intérieur du photon sont évaluées à l'échelle  $Q_\gamma^2 = p_W^2/10$ . Pour les fonctions de structure du proton, la paramétrisation HMRSB est évaluée à l'échelle  $Q_p^2 = M_W^2$ . Les positrons incidents ont une énergie de 27,5 GeV et entrent en collision avec des protons de 820 GeV.  $ucut$  est choisi égal à 25 GeV<sup>2</sup>.

|                | DG   | D0   | LAC1 | LAC2 | LAC3 | GRV-L0 |
|----------------|------|------|------|------|------|--------|
| W <sup>+</sup> | 7,59 | 10,7 | 19,6 | 20,9 | 15,0 | 15,8   |
| W <sup>-</sup> | 8,48 | 13,5 | 12,2 | 12,6 | 13,5 | 14,1   |

Table 2 : Sections efficaces  $\sigma(eW^\pm X)$ .  $Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$  en  $10^{-3}$  pb pour le processus  $ep \rightarrow eW^\pm X$ ,  $W \rightarrow \mu^\pm \nu$  à HERA dans la région du photon résolu ( $|u| < 25$  GeV<sup>2</sup>) en fonction de diverses paramétrisations des densités de probabilité du quark dans le photon.

<sup>4</sup> Dans la version du Monte Carlo mise à notre disposition, l'utilisation de la paramétrisation LAC2 n'était pas possible en raison d'une erreur de programmation. Nous avons réglé ce problème en modifiant le code.

Excepté pour les paramétrisations DG et D0, la section efficace pour le boson  $W^+$  est supérieure à celle du boson  $W^-$  en raison de la grande probabilité de trouver un quark  $u$  dans le photon.

La variation entre les différentes valeurs de la table est surtout marquée pour la production du boson  $W^+$ . Pour le boson  $W^-$ , toutes les paramétrisations donnent plus ou moins les mêmes résultats à part pour la paramétrisation DG.

### 2° Paramétrisations de la structure du proton

La table 3 nous donne les valeurs de la section efficace pour le même processus que celui de la table 2 lorsqu'on choisit des paramétrisations différentes des densités de probabilité des quarks dans le proton. Nous traitons aussi bien le cas du photon résolu que la région profondément inélastique. La séparation de ces deux régions est fixée par  $ucut$  égal à  $25 \text{ GeV}^2$ . L'échelle  $Q_p^2$  est prise égale à  $M_W^2$  tandis que pour le photon la paramétrisation LAC2 est évaluée à l'échelle  $Q_\gamma^2$  égal à  $p_w^2/10$ .

|                          | <b>HMRSB</b> | <b>HMRSE</b> | <b>D01</b> | <b>D01.1</b> | <b>EHLQ1</b> | <b>EHLQ2</b> |
|--------------------------|--------------|--------------|------------|--------------|--------------|--------------|
| $W^+$                    |              |              |            |              |              |              |
| $ u  < 25 \text{ GeV}^2$ | 20,9         | 22,0         | 18,7       | 20,2         | 19,2         | 19,4         |
| $ u  > 25 \text{ GeV}^2$ | 43,2         | 45,6         | 40,1       | 41,6         | 39,3         | 39,7         |
| Total                    | 64,0         | 67,6         | 58,8       | 61,7         | 58,5         | 59,1         |
| $W^-$                    |              |              |            |              |              |              |
| $ u  < 25 \text{ GeV}^2$ | 12,6         | 12,7         | 13,8       | 13,4         | 10,5         | 10,6         |
| $ u  > 25 \text{ GeV}^2$ | 38,6         | 38,9         | 43,6       | 41,9         | 32,4         | 32,9         |
| Total                    | 51,2         | 51,6         | 57,4       | 55,3         | 42,9         | 43,5         |

Table 3 : Sections efficaces  $\sigma(eW^{\pm}X) \cdot Br(W^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu)$  en  $10^{-3} \text{ pb}$  pour le processus  $ep \rightarrow eW^{\pm}X$ ,  $W^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu$  à HERA pour diverses paramétrisations des fonctions de structure du proton.

La section efficace pour la production du boson  $W^+$  varie d'environ 15% selon la paramétrisation des fonctions de structure du proton tandis que les fluctuations pour le boson  $W^-$  sont de l'ordre de 30%.

### 3° Dépendance en $ucut$

La figure 7 représente l'évolution de la section efficace pour la région profondément inélastique, pour la région du photon résolu et la totale du processus

$$e^+p \rightarrow e^+W^+X$$

$$\downarrow \mu^+\nu$$

en fonction de  $ucut$ . Les mesures ont été prises avec la paramétrisation LAC2 et l'échelle  $Q_\gamma^2$  égale à  $p_W^2/100$  pour le photon. Pour les fonctions de structure du proton, la paramétrisation HMRSB a été évaluée à l'échelle  $Q_p^2$  égale à  $M_W^2$ .

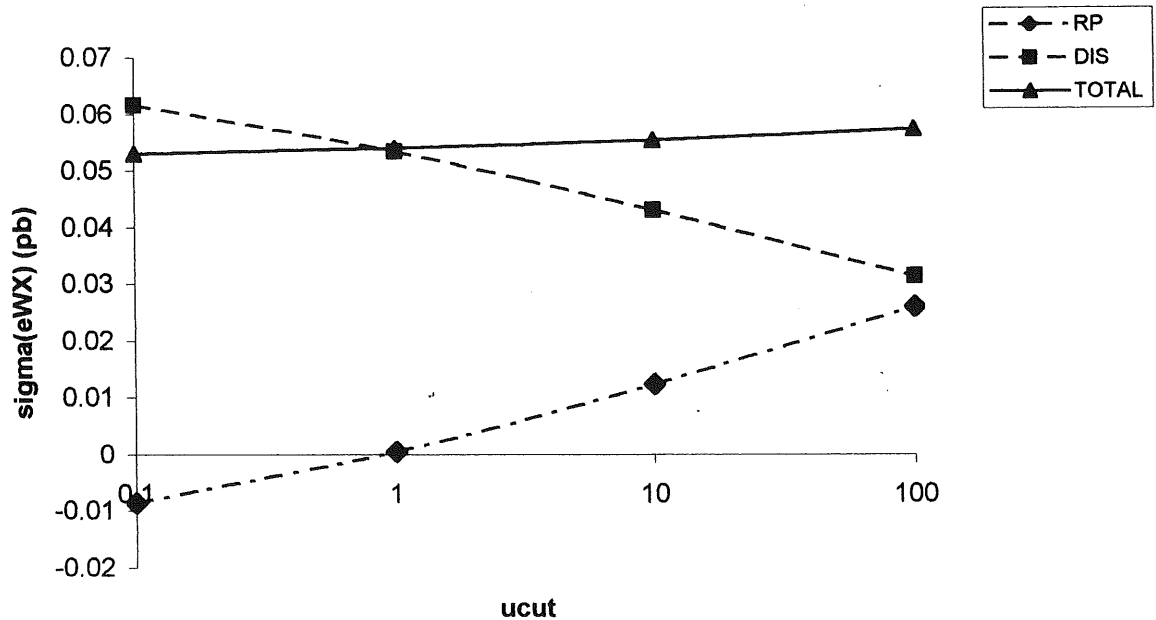


Figure 7 : Dépendance des sections efficaces du processus  $ep \rightarrow eWX$  en fonction de  $ucut$  exprimé en  $GeV^2$ . RP représente la section efficace de la partie du photon résolu, et DIS celle de la région profondément inélastique.

Bien que les deux sections efficaces profondément inélastique et du photon résolu varient beaucoup quand on change  $ucut$ , la section efficace totale est presque indépendante de  $ucut$ . Il reste tout de même une petite dépendance en  $ucut$  due au fait que la section efficace de la région profondément inélastique est évaluée exactement et non pas en approximation de Weizsäcker-Williams.

On peut remarquer également que pour un petit  $ucut$ , la section efficace de la région du photon résolu devient négative. Un tel phénomène n'a pas de sens physique. Il est uniquement présent à cause de la séparation arbitraire de la section efficace en un terme résolu et un terme "DIS".

#### 4° Dépendance en l'échelle choisie pour la structure du photon

Il est possible de connaître l'importance des trois termes intervenant dans la section efficace du photon résolu du processus

$$e^+p \rightarrow e^+W^+X$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \mu^\pm \nu$$

en fonction du facteur  $n$  caractérisant l'échelle utilisée pour les fonctions de structure du photon

$$n = p_W^2 / Q_\gamma^2.$$

La figure 8 a été réalisée dans les conditions suivantes :  $|u| < u_{cut} = 10 \text{ GeV}^2$ , LAC2 est la paramétrisation utilisée pour le photon, la paramétrisation HMRSB est choisie pour le proton, et l'échelle  $Q_p^2$  pour le proton est prise égale à  $M_W^2$ .

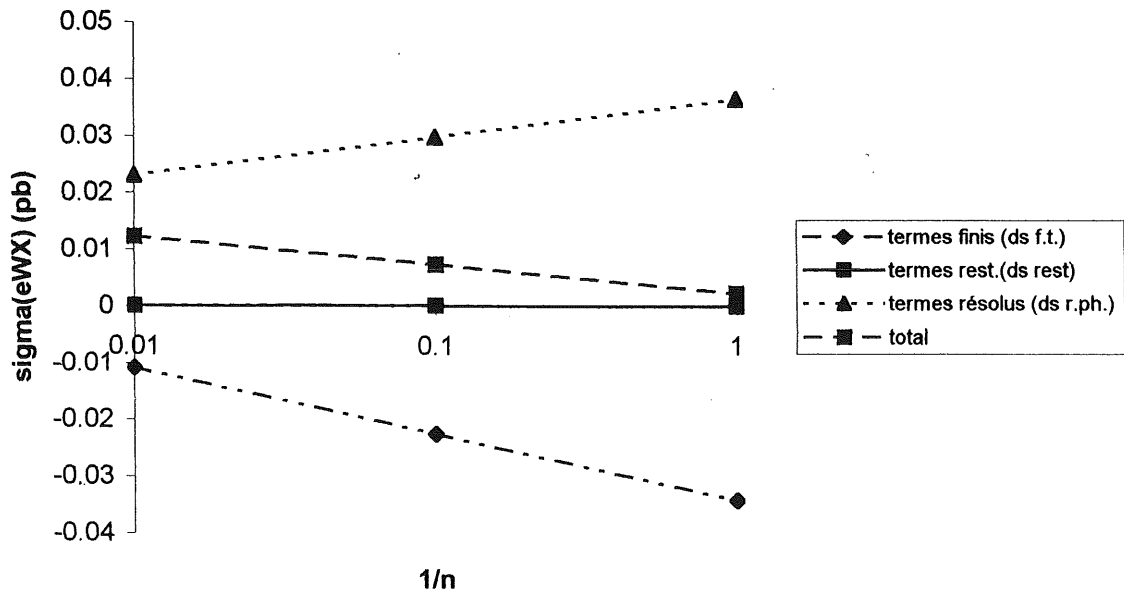


Figure 8 : Dépendance des trois contributions de la région du photon résolu ( $|u| < u_{cut} = 10 \text{ GeV}^2$ ) en un facteur d'échelle  $1/n = Q_\gamma^2 / p_W^2$  dans le cas de la production du boson  $W$  par le processus  $ep \rightarrow eWX$ .

La partie "r.ph." croît avec  $Q_\gamma^2$  comme  $\log(Q_\gamma^2)$ . Par contre la contribution des termes finis "f.t." décroît comme  $\log(Q_\gamma^2)$ . En ce qui concerne les termes restants ("rest"), la section efficace de cette contribution est très petite ( $0,475 \cdot 10^{-4} \text{ pb}$ ), elle correspond en réalité aux graphes 1b à 1e de la figure 1.

Nous remarquons que la section efficace totale varie en fonction de l'échelle choisie.

## I.4. GENERATION D'ÉVÉNEMENTS

Lors de la génération d'événements, plusieurs choix sont possibles : choix de  $ucut$ , type de désintégration du boson  $W$ , événement pondéré ou non. Nous les expliquerons brièvement. Nous en profiterons pour faire une remarque sur la masse générée lepton-neutrino et sur la simulation d'événements.

### I.4.a. Le choix de $ucut$

Il paraît évident à la vue de la figure 7 que la section efficace totale ne varie presque pas en fonction de  $ucut$ . Ainsi plutôt que de se lancer dans deux générations différentes (une pour la région DIS et une pour celle du photon résolu), il est plus commode de se placer dans le cas particulier où la section efficace du photon résolu est nulle. Cela peut se produire pour plusieurs valeurs de  $ucut$ , cela dépend des fonctions de structure du proton et du photon. En prenant  $ucut$  égal à  $2 \text{ GeV}^2$ , en évaluant la fonction de structure du proton PDFLIB 13036 à  $Q_p^2 = p_w^2/10$ , la section efficace dans la région du photon résolu est presque nulle, elle vaut  $-0,26 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ . En comparaison, la section efficace dans la région profondément inélastique vaut  $57,2 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$  pour le boson  $W^+$ . Donc, en générant des événements dans la région DIS dans ces conditions, on détermine la section efficace totale directement.

### I.4.b. Désintégration leptonique du boson $W$

Les différentes désintégrations leptoniques du boson  $W$  ont été générées, simulées et reconstruites. Chacun des modes suivants de désintégration du boson  $W$

$$W \rightarrow e\nu$$

$$W \rightarrow \mu\nu$$

$$W \rightarrow \tau\nu$$

représente 11% des désintégrations totales. Notons au passage que la désintégration du lepton  $\tau$  en un muon ou un électron a un taux de branchement de 20%. La désintégration hadronique du boson  $W$ , quant à elle, n'est pas étudiée à cause de l'existence d'un important bruit de fond QCD des événements à deux et trois jets.

### I.4.c. Événements pondérés ou non

Dans le programme EPVEC, nous pouvons décider si nous souhaitons avoir à la sortie des événements pondérés ou non. Les événements pondérés ont un poids proportionnel à la section efficace. L'évaluation des poids des événements constitue en fait la manière de calculer cette section



efficace. Par réjection, on peut créer des événements non pondérés. Ceux-ci ont un poids de un s'il s'agit de bons événements et un poids de zéro s'ils sont à rejeter. L'intérêt de générer de tels événements apparaît lors de la simulation du détecteur et la reconstruction des événements. En effet, simuler et reconstruire un événement prend du temps. Traiter des événements non pondérés permet ainsi de ne pas perdre de temps en simulant et reconstruisant des événements de très petit poids.

Lorsque nous avons un fichier d'événements pondérés, on distribue les variables selon le poids des événements. Notons que lorsque la section efficace de la région du photon résolu est négative, les différentes distributions doivent être réalisées à partir d'événements pondérés<sup>5</sup>.

#### I.4.d. La masse générée lepton-neutrino

Le Monte Carlo EPVEC donne une valeur de la masse du boson W fixée à 80 GeV/c<sup>2</sup>. Mais il est possible de calculer sa masse à partir des produits de la désintégration du boson W :

$$M_{lv} = \left[ (m_l)^2 + (m_\nu)^2 + 2(E_l \cdot E_\nu) - p_l^x \cdot p_\nu^x - p_l^y \cdot p_\nu^y - p_l^z \cdot p_\nu^z \right]^{1/2}$$

où indice l = lepton

indice v = neutrino.

Lors de la génération, on peut choisir la largeur de la fenêtre autour de la masse du W. Ulrich Baur proposait de se limiter à une largeur de 20 GeV/c<sup>2</sup> et c'est ce qui a été utilisé pour obtenir les résultats présentés à la section I.3. Au contraire, la collaboration H1 qui nous a fourni le code du Monte Carlo a utilisé une largeur de 80 GeV/c<sup>2</sup> pour créer des fichiers Monte Carlo d'événements générés, simulés et reconstruits. Dans ces fichiers, la variable  $M_{lv}$ , représentée à la figure 9, décrit une distribution de Breit-Wigner centrée en 80 GeV/c<sup>2</sup>. On peut cependant remarquer que la masse générée lepton-neutrino descend jusqu'à des valeurs très basses. Aussi trouve-t-on un certain pourcentage (7,27%) d'événements avec une masse  $M_{lv}$  inférieure à 60 GeV/c<sup>2</sup> pour un fichier généré dans la région DIS avec  $ucut = 2 \text{ GeV}^2$ . Ces événements spéciaux sont générés suivant les diagrammes d et e de la figure 1 qui font intervenir des bosons W virtuels.

---

<sup>5</sup> Au cours des discussions qui entourent le travail, il a été découvert que, dans la présente version du programme, le choix d'une génération non pondérée des événements dans la région du photon résolu peut fausser les distributions. En effet, les événements pondérés à poids négatif sont actuellement tous gardés avec un poids de un.

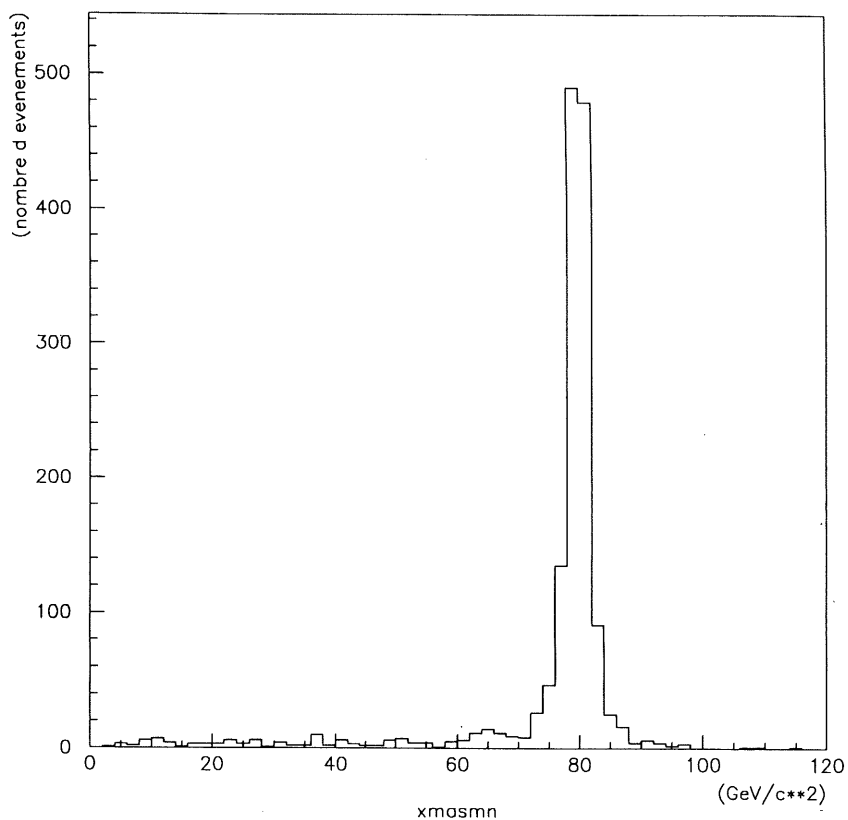


Figure 9 : *Distribution de la masse générée lepton-neutrino pour la génération du processus*  
 $ep \rightarrow eWX$   
 $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \mu\nu.$

#### I.4.e. Simulation et reconstruction des événements

Après la génération, le fichier contenant les informations sur les événements doit passer par un programme de simulation et reconstruction des événements. La réponse des différents sous-détecteurs est simulée. Le même programme de reconstruction que celui utilisé pour les événements réels permet alors de reconstruire des traces et des amas d'énergie.

Après ces étapes, les événements de notre fichier se présentent sous la forme d'événements réels.

## CHAPITRE II : LE DETECTEUR H1 A HERA

Notre analyse a pour but d'étudier le signal :

$$ep \rightarrow eWX$$

$$l \rightarrow \mu\nu.$$

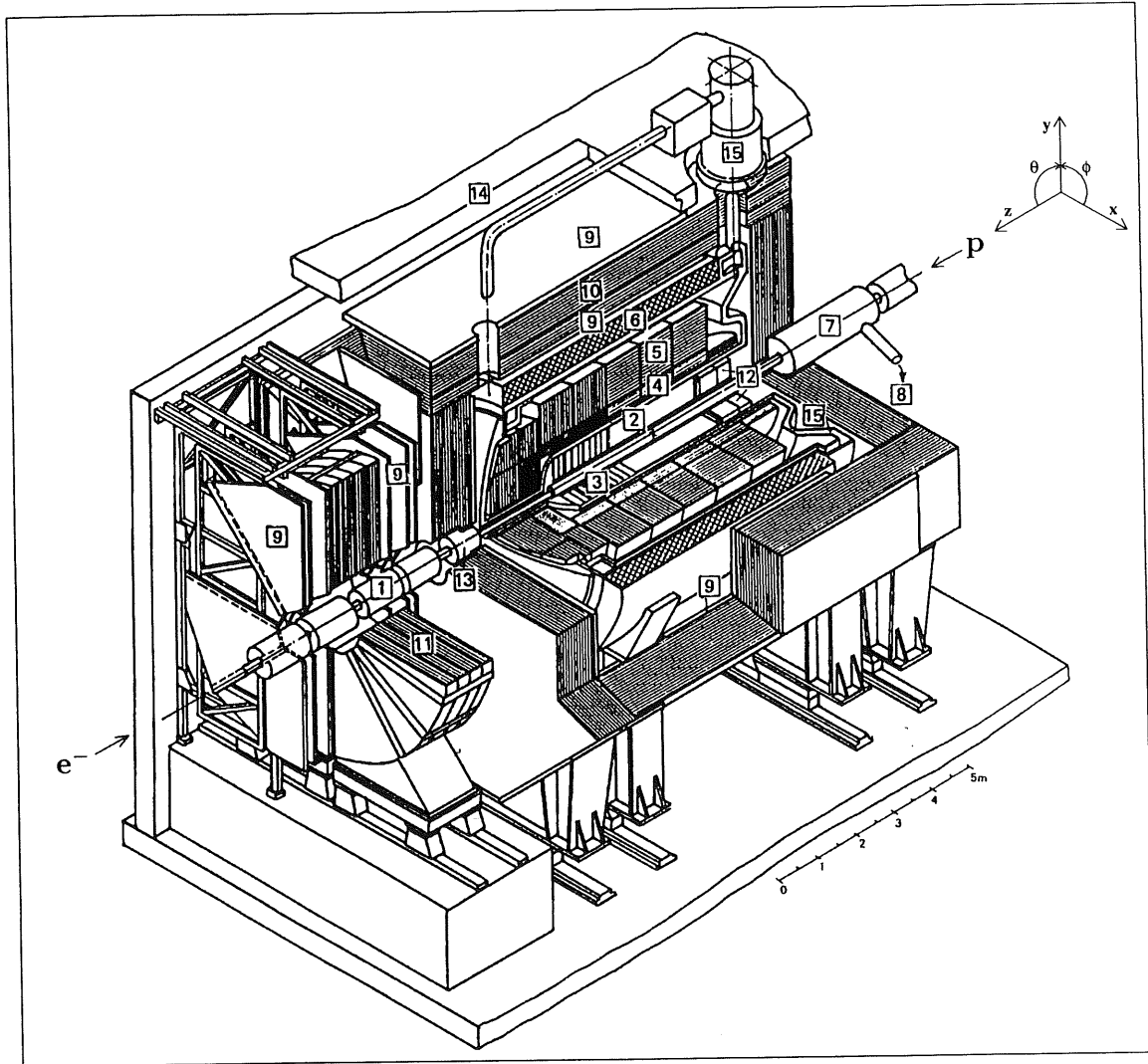
Dans ce chapitre, nous présentons le détecteur de la collaboration H1 ainsi que le principe du système de déclenchement et le principe de l'organisation de sauve-garde des données sous la forme de "DST".

### II.1. DESCRIPTION DU DETECTEUR H1

A Hambourg, sur le site de DESY, l'accélérateur HERA permet de porter les électrons à une énergie de 27.5 GeV et les protons à 820 GeV. L'accélérateur est installé dans un tunnel de 6,3 km de périmètre. Les paquets d'électrons, séparés dans le temps par 96 ns, tournent dans un sens et les paquets de protons tournent dans l'autre. Le nombre maximum de paquets est de 210, mais certains paquets ne sont pas appariés de manière à pouvoir étudier les interactions des faisceaux avec le gaz résiduel. Il existe quatre zones d'interactions où sont installées les différentes expériences ; le détecteur H1 est situé en l'une d'elles.

Le détecteur H1 a été construit en tenant compte de l'asymétrie présente dans les collisions électrons-protons. Comme les électrons ont une énergie beaucoup plus faible que celle des protons, beaucoup de particules résultant de la collision sont émises à petit angle dans la direction du faisceau de protons, et on a besoin d'une détection particulièrement efficace dans cette région qu'on nommera ci-dessous région "avant" du détecteur.

Le détecteur est formé d'un système de détection des traces placé à l'intérieur des calorimètres électromagnétiques et hadroniques, le tout entouré par un aimant supraconducteur créant un champ magnétique intérieur quasi-uniforme de 1,15 Tesla. Le fer instrumenté servant à annuler les effets extérieurs du champ magnétique est équipé de chambres à dards de manière à assurer la détection des muons ainsi que la fin des gerbes hadroniques. Une vue d'ensemble du détecteur est présentée à la figure 1.



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

Figure 1 : Coupe du détecteur HI.

Dans H1, l'axe z du détecteur est défini suivant l'axe des faisceaux. Le zéro de cet axe se situe à l'endroit où les collisions sont censées se produire et les valeurs positives de l'axe z sont données dans la direction du faisceau de protons incidents. Les angles polaires  $\theta$  sont mesurés par rapport à la direction z positif.

Développons à présent certaines parties de ce détecteur, à savoir les détecteurs de traces, le calorimètre à argon liquide, les détecteurs de muons et les compteurs de luminosité.

### II.1.a. Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces [11] permettent de reconstruire le vertex d'interaction, de déterminer les traces des particules chargées émises et d'en extraire la mesure de l'impulsion avec une précision de

$$\sigma_p/p^2 \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}.$$

Ces détecteurs sont répartis sur différentes zones : la zone avant, la zone centrale et la zone arrière. Une coupe du détecteur de traces est présentée à la figure 2.

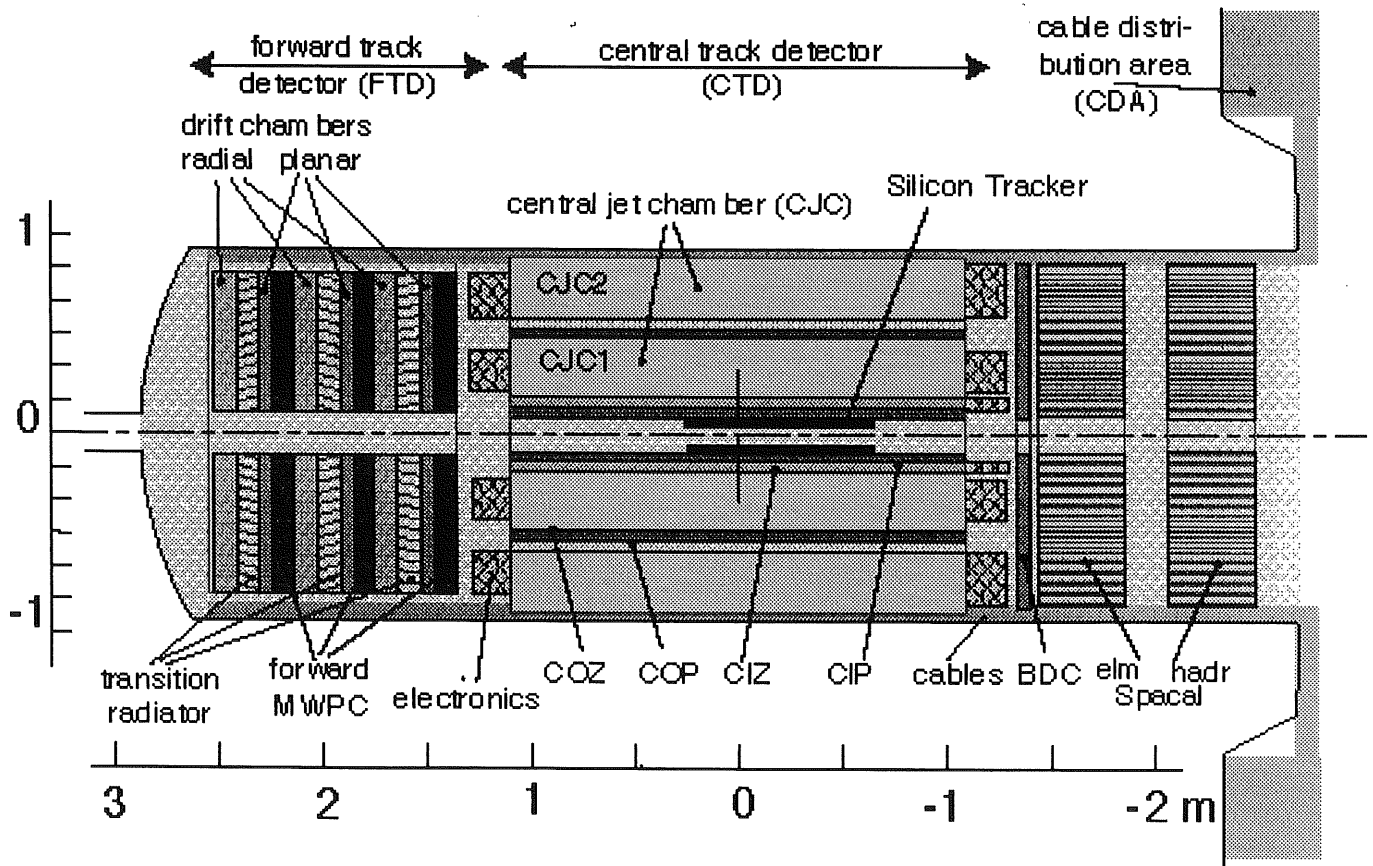


Figure 2 : Coupe longitudinale des détecteurs de traces.

## 1° Le détecteur de traces à l'avant

La partie "avant" du détecteur de traces se situe entre  $z = 1,5$  m et  $z = 2,5$  m. Ce détecteur est illustré à la figure 3, il est constitué de trois supermodules identiques. Chaque module est formé, suivant l'axe  $z$ , par trois chambres à dérive dont les fils sont disposés parallèlement avec une orientation différente pour chaque chambre (servant à mesurer de façon précise l'angle  $\theta$ ), une chambre proportionnelle multifils FWPC pour le système de déclenchement rapide, un radiateur de transition ainsi qu'une chambre à dérive dont les fils sont disposés radialement (procurant des informations précises sur l'angle azimutal  $\phi$  ainsi que, par division de charges, sur le rayon du point de percée de la trace). Ce détecteur couvre une ouverture angulaire en  $\theta$  allant de  $5^\circ$  à  $30^\circ$ .

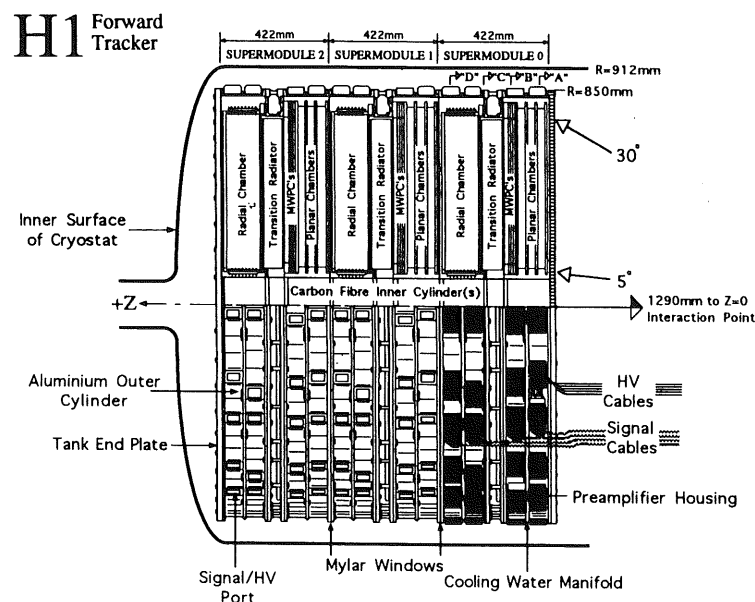


Figure 3 : Vue du détecteur de traces avant dans le plan  $z$ - $r$ .

## 2° Les détecteurs de traces centraux

La reconstruction des traces dans la partie centrale est basée sur deux grandes chambres à dérive cylindriques (CJC1 et CJC2) et deux ensembles de chambres à dérive "en  $z$ " (CIZ et COZ). Deux chambres proportionnelles multifils (CIP et COP) ainsi qu'un détecteur de traces au silicium complètent le dispositif. Les chambres CJC1 et CJC2 ont une ouverture angulaire en  $\theta$  allant de  $10,7$  à  $169,7^\circ$  et  $26,3$  à  $154,7^\circ$  respectivement.



### 1° CJC1 et CJC2

Dans ces chambres cylindriques, les fils sont placés parallèlement à la direction des faisceaux. Ils sont regroupés en plans inclinés de  $30^\circ$  par rapport à la direction radiale.

Grâce au champ magnétique dont l'axe est parallèle aux faisceaux, ces chambres fournissent la mesure de l'impulsion transverse des particules chargées. Une estimation de l'angle polaire des traces est fournie par la mesure de la coordonnée  $z$  du signal recueilli sur un fil par division de charge entre les extrémités des fils.

### 2° CIZ et COZ

La chambre CIZ se trouve à l'intérieur de CJC1 et la chambre COZ entre CJC1 et CJC2. Il s'agit de deux ensembles de chambres à dérive dont les fils sont disposés perpendiculairement à la direction des faisceaux. Ces deux systèmes mesurent la coordonnée  $z$  avec une meilleure précision  $\sigma_z < 300 \mu\text{m}$  que la division de charge utilisée par CJC1 et CJC2, et ils complètent la mesure de l'impulsion des particules chargées.

### 3° CIP et COP

Les chambres CIP et COP sont constituées de deux chambres proportionnelles multifils. Leur principale caractéristique est leur temps de réponse rapide (75 ns pour CIP et 60 ns pour COP) qui permet de les utiliser au premier niveau du système de déclenchement ainsi que dans le but d'identifier le croisement des faisceaux auquel appartient un événement.

### 3° Le détecteur de traces arrière

Le détecteur de traces situé à l'arrière est une chambre à dérive BDC, qui permet de détecter les particules émises dans la région angulaire suivante :  $155^\circ < \theta < 175^\circ$ .

### 4° Reconstruction des traces et du vertex d'interaction

Pour reconstruire les traces, on utilise les différents signaux captés dans les détecteurs de traces des particules chargées. Une fois les traces reconstruites, on passe à la reconstruction du vertex d'interaction. En extrapolant les traces dans le tube à vide, l'endroit où différentes traces se croisent dans le tube à vide constitue le vertex d'interaction. L'angle polaire  $\theta$  de ces traces est alors modifié, en accord avec la position du vertex.

## **II.1.b. Le calorimètre à argon liquide**

Les détecteurs de traces permettent de déterminer le point où a lieu l'interaction et de mesurer l'impulsion des particules chargées. A haute énergie, cette mesure est cependant peu

précise. Le détecteur de traces a également une acceptation limitée en  $\theta$ . De plus, il faut pouvoir mesurer l'énergie emportée par les particules neutres. Ces missions sont remplies par les calorimètres [11]. Ils sont constitués d'une succession de milieux absorbants et de milieux détecteurs. Parmi eux, le calorimètre à argon liquide (LAr) est le principal du détecteur H1. Avant de l'aborder en détail, nous présentons brièvement le SpaCal.

Le SpaCal a été mis en place durant l'hiver 94-95. Ce calorimètre arrière couvre une ouverture angulaire en  $\theta$  allant de  $153^\circ$  à  $177,5^\circ$  avec une résolution en énergie égale à

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}.$$

Il possède une partie électromagnétique et une partie hadronique.

Revenons maintenant au calorimètre à argon liquide (LAr). Sa couverture angulaire est de  $2\pi$  radians pour l'angle  $\phi$  et va de  $4^\circ$  à  $153^\circ$  pour l'angle  $\theta$ . Il présente les avantages suivants :

- une grande stabilité,
- la facilité de calibration,
- une fine granularité pour la séparation électron-pion,
- une bonne homogénéité de la réponse dans tout le détecteur.

Le calorimètre LAr est divisé en deux parties : une partie électromagnétique et une partie hadronique. Les électrons et les positrons développent des gerbes plus étroites et plus courtes que les hadrons. La segmentation longitudinale du calorimètre permet donc d'identifier les gerbes électromagnétiques, qui sont détectées dans la partie électromagnétique, tandis que les gerbes hadroniques sont étalées sur les deux calorimètres.

Dans la direction perpendiculaire aux faisceaux, la partie électromagnétique a une structure correspondant à 20 à 30 longueurs de radiation  $x_0$ . Le calorimètre hadronique, quant à lui, possède 5 à 8 longueurs d'absorption, dépendant de  $\theta$ .

Le calorimètre LAr est composé de modules en forme d'anneau contenant des plaques absorbantes en plomb de 2,4 mm pour la partie électromagnétique et en acier d'une épaisseur variant entre 12 et 16 mm pour le calorimètre hadronique. Les plaques absorbantes sont séparées par une épaisseur d'argon liquide. Lorsqu'une particule chargée traverse l'argon, elle ionise le liquide et la charge correspondante est recueillie sur des cellules de lecture. A partir de la mesure de la charge totale recueillie dans une gerbe, on peut reconstruire l'énergie de la particule incidente.

Les résolutions en la mesure de l'énergie pour les calorimètres électromagnétique et hadronique sont respectivement :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{12\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}.$$

### II.1.c. Les détecteurs à muons

Intéressons-nous à présent aux détecteurs capables d'identifier des muons : le fer instrumenté et le spectromètre à muons avant.

#### 1° Le fer instrumenté

Le fer instrumenté entoure toutes les composantes des détecteurs majeurs de H1. Il permet d'identifier les muons (seules particules chargées capables de traverser tout le détecteur) ainsi que les queues de gerbes hadroniques. Sa structure est octogonale, chaque octant étant constitué de dix plaques d'acier de 7,5 cm équipées de seize plans de "tubes à streamer". Ceci est représenté à la figure 4.

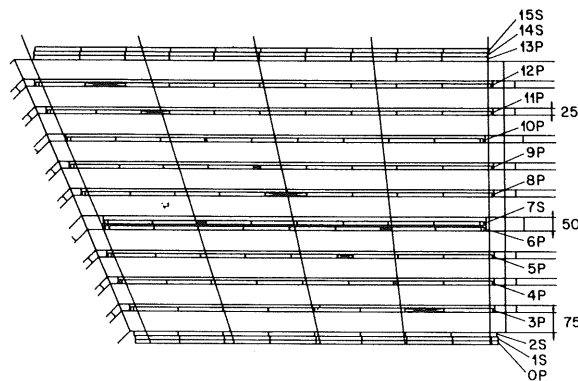


Figure 4 : Représentation des diverses couches du fer instrumenté ( $P = \text{"pads"}$ ,  $S = \text{"strips"}$ ).

Le fer instrumenté permet de mesurer les muons avec une énergie supérieure à 2 GeV, les muons en deçà de cette énergie n'arrivant pas jusque là. Les traces des muons sont bien reconstruites en général (5 à 15 points).

Le fer instrumenté sert également à la détection des fins de gerbes. Pour ce faire, des détecteurs analogiques associés aux tubes à "streamer" mesurent l'énergie de ces gerbes grâce à des damiers.

#### 2° Le spectromètre à muons avant

Le spectromètre à muons [12] est un détecteur situé à l'avant permettant la mesure de muons très énergétiques dans une ouverture polaire allant de  $3^\circ$  à  $17^\circ$ .

Ce détecteur, illustré à la figure 5, consiste en un aimant toroïdal, produisant un champ d'environ 1,5 T, avec trois "plans" de deux chambres à dérive de part et d'autre. L'aimant toroïdal

est construit à partir de huit modules semi-circulaires en acier. Il est épais de 1,2 m. Les chambres à dérive ont des diamètres allant de 4 m (au centre) à 6 m (à l'extérieur du détecteur). Elles sont composées de huit octants. Chaque octant est composé d'un support en aluminium pris en sandwich entre les deux chambres à dérive d'un même plan. Ces deux chambres ont des fils parallèles, mais déplacés les uns des autres par une demi-longueur de chambres. Il y a deux positionnements possibles pour les fils de ces chambres : soit parallèle à l'axe de symétrie de l'octant, soit perpendiculaire à cet axe.

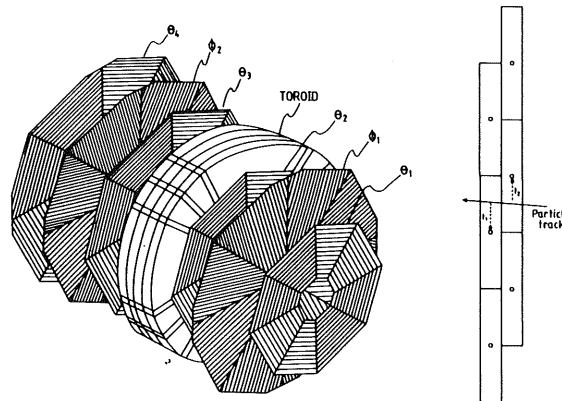


Figure 5 : Vue schématique du spectromètre à muons avant (à gauche) et illustration de la structure cellulaire des deux sous-couches de chambres à dérive (à droite).

Ce détecteur a été développé de manière à mesurer l'impulsion de muons pouvant varier de 5 à 200 GeV/c. La résolution sur l'impulsion de muons de 5 GeV/c est de 24%, et elle se détériore lentement jusqu'à 36% pour une impulsion de 200 GeV/c. Au delà de cette limite, on risque de mal identifier la charge du muon.

#### II.1.d. Compteurs de luminosité

La luminosité intégrée délivrée par HERA et accumulée par H1 depuis 1992 est illustrée à la figure 6. La luminosité instantanée est mesurée dans le luminomètre, qui permet également de détecter l'électron diffusé à bas angle dans un processus de photoproduction ou de détecter d'éventuels photons émis par l'électron incident "avant" l'interaction ep.

La luminosité est déterminée à partir de la mesure des interactions de type Bethe-Heitler

$$ep \rightarrow ep\gamma.$$

Dans le but de détecter l'électron diffusé ou le photon, le luminomètre contient deux bras : "l'électron tagger" (ET) et le détecteur de photon (PD). Ces deux détecteurs sont des calorimètres électromagnétiques Cerenkov.

## INTEGRATED LUMINOSITY

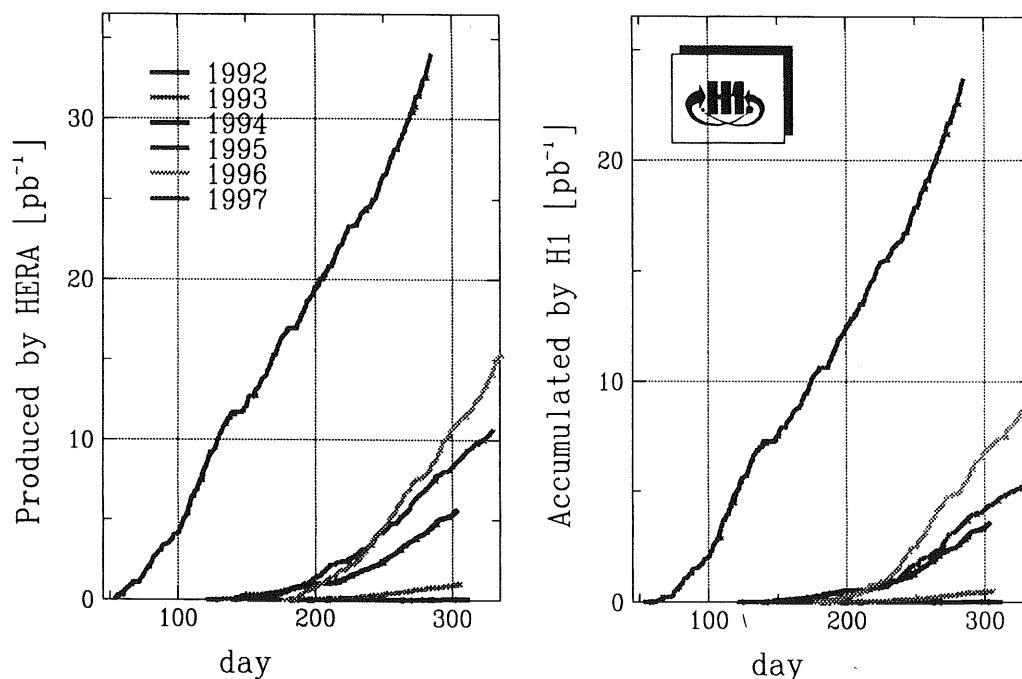


Figure 6 : Luminosité intégrée délivrée par HERA et accumulée par H1.

### II.2. PRINCIPE DU SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Les faisceaux se croisent toutes les 96 ns dans le détecteur. Beaucoup de ces collisions ne donnent pas de signal intéressant. De plus, la plupart des détecteurs ont un temps de réponse beaucoup plus long que 96 ns. Citons comme exemple le temps de dérive dans les détecteurs CJC qui est de l'ordre de la microseconde. Un système de déclenchement complexe a donc été instauré. Il est basé sur différents niveaux de déclenchement. Au premier niveau, il effectue une lecture d'un certain nombre de sous-détecteurs rapides qui permettent de détecter si une interaction intéressante a eu lieu. Si l'événement remplit les critères demandés par les expérimentateurs, tous les sous-détecteurs sont alors arrêtés et les informations sur cet événement sont enregistrées.

### II.3. PRINCIPE DES “DST”

Les informations recueillies sur les événements à partir de tous les sous-détecteurs de H1 sont stockées sous la forme de banques de données. Ces données sont alors traitées de manière à livrer à l'utilisateur des informations directement utilisables pour l'analyse physique. Nous utilisons en particulier les “DST” (Data Summary Tape), contenant les banques suivantes :

- DTRA : banque concernant les traces des particules chargées reliées à un vertex,
- DVER : banque reprenant des informations sur les différents vertex,
- DMUO: banque donnant des renseignements sur les muons identifiés dans les détecteurs à muons,
- RCLU : banque concernant les dépôts d'énergie reconstruits dans les calorimètres,
- GTR : pour le Monte Carlo, banque reprenant les informations sur les particules générées,
- GKI : pour le Monte Carlo, banque au sujet de la cinématique des événements générés.

Une banque DST contient une ou plusieurs lignes qui représentent chaque fois un nouvel objet. Chaque colonne de chaque ligne renferme une information sur ces objets. Dans certains cas, nous avons le choix de nous déplacer dans une banque à l'aide d'un pointeur indiquant à quelle ligne et à quelle colonne nous sommes, ou d'utiliser une boucle “DO” tournant sur des vecteurs représentant les objets.

## CHAPITRE III : SELECTION D'ÉVENEMENTS

Dans ce chapitre, nous présenterons les fichiers d'événements que nous utilisons ainsi que les critères de sélection mis au point grâce au Monte Carlo. Nous clôturerons le chapitre en présentant les résultats de la sélection sur les événements réels accumulés entre 1994 et 1997, soit pour une luminosité de  $24,7 \pm 0,6 \text{ pb}^{-1}$  correspondant aux prises de données pendant lesquelles tous les sous-détecteurs de H1 sont sous tension.

### III.1. SELECTION DE DEPART

Nous allons déterminer les critères de sélection sur les événements des fichiers<sup>6</sup> Monte Carlo générés, simulés et reconstruits correspondant à la production de bosons W suivant le processus :

$$ep \rightarrow eWX \\ \quad \quad \quad \downarrow \mu\nu.$$

Ensuite, nous appliquerons ces critères de sélection aux fichiers<sup>7</sup> d'événements réels à courant chargé qui constituent notre sélection de départ. Commençons par décrire les caractéristiques des fichiers d'événements du type courant chargé.

#### III.1.a. Intérêt de l'utilisation des fichiers d'événements à courant chargé

On appelle événement à courant chargé ([13], [14]), un événement dont la réaction est la suivante :

$$ep \rightarrow \nu X.$$

Les événements de ce type possèdent une impulsion transverse manquante suite au fait que le neutrino est une particule qui s'échappe sans laisser de trace de son passage dans le détecteur. L'analyse que nous entreprenons porte sur les événements dont le processus est :

---

<sup>6</sup> Les fichiers WMINUS.MU.S30708.R80905.DST.B00-C00-C01 pour le boson W<sup>-</sup> et WPLUS.MU.S30708.R80905.DST.B00-C00-C01 pour le boson W<sup>+</sup> se trouvent dans /acs/mc/epvec/96.

<sup>7</sup> Les fichiers d'événements réels à courant chargé utilisés CC.94.dat, CC.95.dat, CC.96.dat et CC.97.dat se trouvent dans /afs/desy.de/user/d/diaconu/x01.

$$ep \rightarrow eWX$$

$$L_{\mu\nu}$$

Ils ne constituent pas des événements à courant chargé. Cependant nous choisissons de les chercher dans des fichiers d'événements à courant chargé car le but de ce travail est de mesurer la section efficace de production d'événements avec un muon isolé de grande impulsion et une particule manquante. Se baser sur des événements avec une impulsion transverse manquante constitue dès lors un bon point de départ.

### III.1.b. Coupure en l'impulsion transverse manquante

Pour un événement à courant chargé, l'impulsion transverse manquante au bilan d'impulsion, notée  $p_{tmiss}$ , constitue l'impulsion transverse du neutrino qui s'est échappé. La coupure en cette impulsion est fixée à 25 GeV/c. Il s'agit d'un compromis entre la statistique et la réjection du bruit de fond.

En effet, des fluctuations dans la mesure de l'énergie dans les calorimètres pour des événements à courant neutre ou dues à des réactions entre un proton et du gaz contenu dans le tube à vide peuvent conduire à générer une impulsion transverse manquante apparente, donc un bruit de fond. Cependant les fluctuations sont limitées et en imposant la coupure  $p_{tmiss}$  supérieur à 25 GeV/c, la contamination de l'échantillon d'événements à courant chargé est fortement réduite. D'autre part, la section efficace pour les événements du type courant chargé ( $\sigma(CC)$ ) tombe peu avec  $Q^2$  vu le propagateur

$$\frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2}$$

Faire une coupure à grand  $Q^2$  (c'est-à-dire à grand  $p_{tmiss}$ ) n'introduit donc pas de pertes trop importantes.

### III.1.c. Bruits de fond parmi les événements à courant chargé avec $p_{tmiss}$ supérieur à 25 GeV/c

Le bruit de fond d'événements pour lesquels l'énergie non détectée dans le détecteur provoque une impulsion transverse manquante apparente, n'est cependant pas le plus important à grande énergie transverse ( $p_{tmiss}$  supérieur à 25 GeV/c). Ce sont les événements avec un muon du rayonnement cosmique ou du halo accompagnant le faisceau de protons qui constituent le bruit de fond le plus présent. En effet, ces muons peuvent déposer une énergie importante dans le calorimètre, ce qui peut provoquer une non-balance dans le dépôt d'énergie et une impulsion



transverse manquante apparente. Nous présentons les différents aspects de ces muons qui permettent l'élaboration des filtres.

### 1° Les muons du halo

Les muons du halo proviennent de la désintégration de mésons  $\pi$  et K et de particules charmées produites dans les interactions du faisceau de protons incidents avec les parois du tube à vide ou avec des molécules de gaz, bien avant la zone de collision des deux faisceaux. Les muons ne sont pas les seules particules résultant de telles interactions, cependant ce sont les seules qui parviennent dans le détecteur car les autres sont arrêtées par la matière qu'elles traversent.

Les événements avec un muon du halo ont une topologie particulière : le muon traverse le détecteur parallèlement à l'axe des faisceaux. Cependant ces événements ne donnent pas lieu généralement à la reconstruction de traces conduisant à la reconstruction d'un vertex d'interaction dans le détecteur de traces.

Une première demande concernant le vertex d'interaction réduit donc fortement ce bruit de fond. On impose que le vertex d'interaction primaire soit reconstruit et situé suivant l'axe z entre -35 et +35 cm. Dans le cas d'un fichier Monte Carlo, cette position en z est illustrée à la figure 1. La figure 2 illustre la position du vertex d'interaction en z pour le fichier d'événements réels à courant chargé.

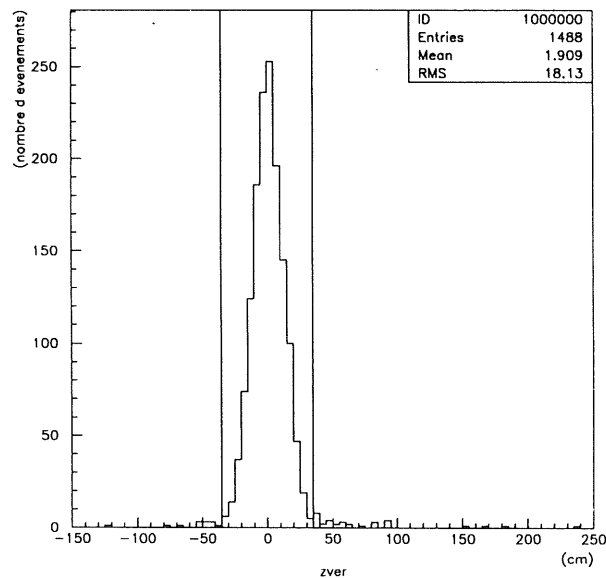


Figure 1 : Distribution de la position en z du vertex primaire d'interaction pour les événements simulés par le Monte Carlo. Les droites verticales marquent la coupure en cette variable  $-35 \text{ cm} < z_{\text{ver}} \leq +35 \text{ cm}$ .

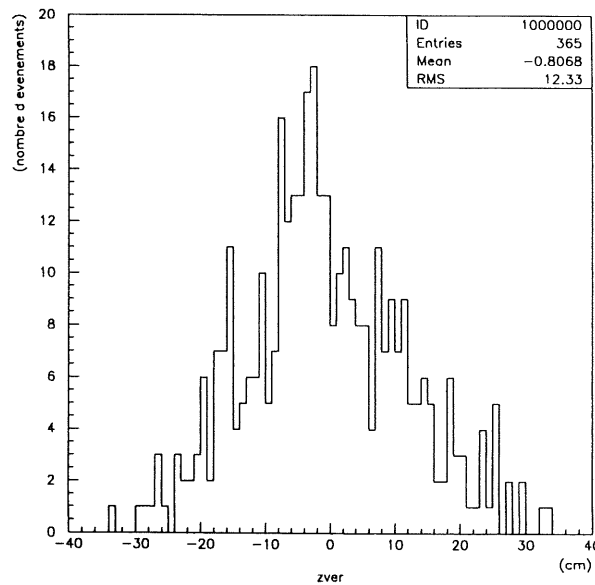


Figure 2 : *Distribution de la position en  $z$  du vertex primaire d'interaction pour les événements réels à courant chargé.*

Une seconde demande servant à éliminer un maximum de muons du halo est basée sur l'utilisation du T.O.F. (le compteur de temps de vol). Il est composé de deux scintillateurs situés en amont du détecteur par rapport à la direction des faisceaux, et permet également de rejeter le bruit de fond provenant des interactions du proton avec du gaz et avec la paroi du tube à vide en amont du détecteur. Si le T.O.F. détecte un signal provenant d'une particule au moment où passe le faisceau de protons, il empêche le déclenchement, même si d'autres critères sont remplis. Pour des interactions ep ayant lieu au vertex nominal, le retour des particules vers le T.O.F. implique un décalage de 15 ns avec le passage du faisceau de proton.

Néanmoins, il peut arriver que le muon induise des particules chargées qui remplissent accidentellement la demande sur le vertex et qu'aucun critère de VETO ne soit appliqué par le T.O.F. D'autre part, il peut également arriver que le muon se superpose sur une interaction photon-proton ou entre des molécules de gaz présentes dans le tube à vide et un proton du faisceau. Dans ces cas-là, la visualisation des événements permet de les éliminer.

## 2° *Les muons du rayonnement cosmique*

Les muons du rayonnement cosmique pénètrent très majoritairement par le haut du détecteur. Ils n'impliquent pas forcément l'existence d'un vertex primaire d'interaction. Dès lors, la coupure sur la position de ce vertex permet d'en éliminer la plus grande partie. Notons également

qu'une caractéristique des muons du rayonnement cosmique est leur temps de passage dans le détecteur. En effet, il est généralement non-corrélé avec celui de croisement des faisceaux. Ainsi, un critère sur l'instant auquel le muon est détecté dans le détecteur H1 est utilisé pour réduire le bruit de fond des muons du rayonnement cosmique.

Comme dans le cas des muons du halo, il peut cependant arriver que le muon cosmique remplisse accidentellement la condition sur le temps et sur le vertex ou qu'il se superpose à une autre interaction. Dans ces cas-là, il est nécessaire de visualiser les événements en recherchant deux traces en opposition, reliées au vertex.

### III.2. CRITERES DE SELECTION D'EVENEMENTS CANDIDATS $W \rightarrow \mu\nu$

Dans cette partie de chapitre, nous allons développer différents critères visant à sélectionner des événements

$$ep \rightarrow eWX$$

$$|_{\rightarrow\mu\nu}$$

avec un muon isolé possédant une grande impulsion et un neutrino échappant à la détection. Ces critères sont étudiés à partir de fichiers Monte Carlo.

#### III.2.a. La coupure en $pt_{calo}$

La variable  $pt_{calo}$  est la somme vectorielle des impulsions transverses, effectuée sur toutes les cellules des calorimètres principaux, à savoir le calorimètre à argon liquide, le fer instrumenté, le SpaCal et le plug, le petit calorimètre bouchon,

$$pt_{calo} = \left| \sum_{calo} p^T \right|$$

##### i) Le cas $W \rightarrow e\nu$

Pour les événements à courant chargé, la variable  $pt_{calo}$  représente l'impulsion transverse du neutrino. Il en est de même pour les interactions

$$ep \rightarrow eWX$$

$$|_{\rightarrow e\nu}$$

pour lesquelles la seule énergie non détectée est celle du neutrino qui s'est échappé du détecteur. A la figure 3 est présentée la distribution de  $pt_{calo}$ , l'impulsion transverse du neutrino. Elle représente un pic autour de 40 GeV/c, la moitié de la masse du boson W. Ce pic est la convolution de l'impulsion du neutrino, de son angle  $\theta$  et de l'impulsion transverse du boson W. Le plus

souvent, le neutrino possède une impulsion transverse d'environ 40 GeV/c mais il peut arriver que celle-ci soit très petite si le neutrino suit la direction des faisceaux.

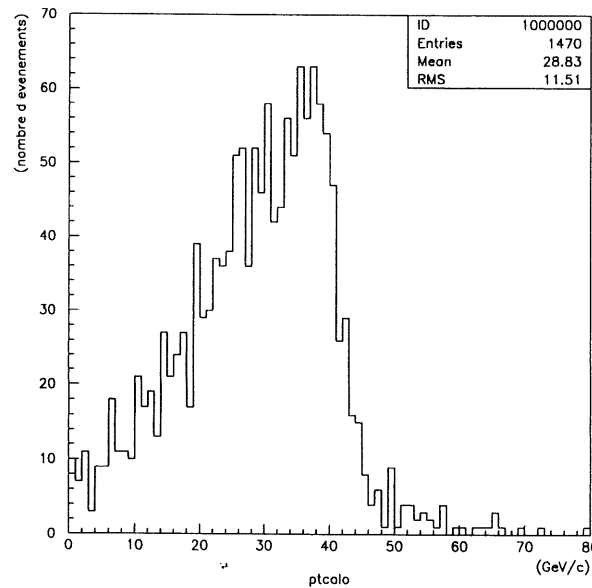


Figure 3 : Distribution de la somme vectorielle des impulsions transverse effectuée sur les cellules des calorimètres principaux (l'argon liquide, le fer, le SpaCal et le plug) pour le fichier (B00) d'événements simulés par le Monte Carlo où  $W \rightarrow e \nu$ .

#### ii) Le cas $W \rightarrow \mu \nu$

Dans le cas du processus

$$ep \rightarrow eWX$$

$$l \rightarrow \mu \nu,$$

il y a, par contre, une différence entre la variable "ptcalo" et l'impulsion transverse du neutrino appelée "ptmiss". En effet, le muon est une particule déposant une faible quantité de son énergie lors du passage dans la matière. La figure 4 illustre la distribution de l'énergie qu'un muon bien isolé dépose dans le calorimètre, celle-ci vaut en moyenne 11 GeV, tandis que la figure 5 donne la distribution générée de l'énergie du muon. La figure 6, quant à elle indique le rapport entre l'énergie déposée du muon et son énergie générée. Ainsi on remarque qu'en moyenne les muons ne déposent que 20% de leur énergie transverse. Dès lors, le muon est également responsable d'une énergie manquante, et "ptcalo" ne représente pas réellement l'impulsion transverse du neutrino qui s'est échappé.

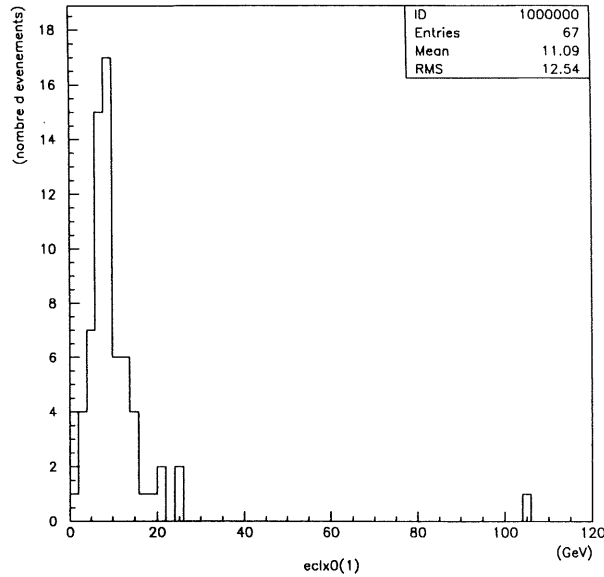


Figure 4 : *Distribution de l'énergie déposée par un muon bien isolé (c'est-à-dire qui remplit tous les critères énoncés dans la section III.2.) dans les calorimètres pour les événements d'un fichier (W) simulés par le Monte Carlo possédant un muon avec  $|z_{ver}| < 35$  cm.*

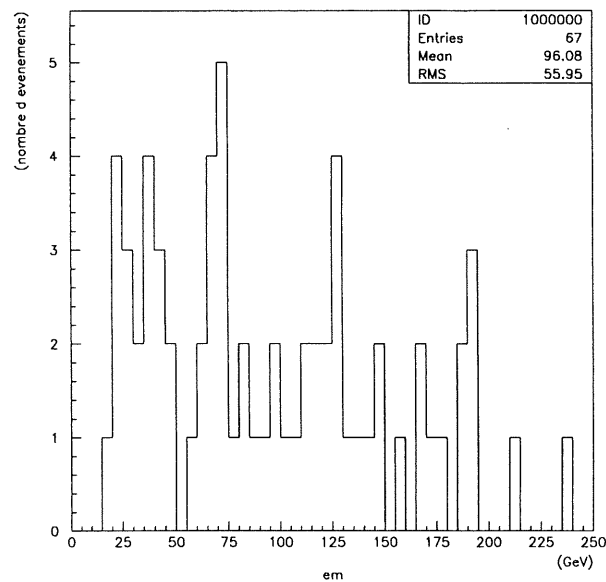


Figure 5 : *Distribution de l'énergie générée que possède le muon bien isolé pour les événements d'un fichier (W) simulés par le Monte Carlo possédant un muon avec  $|z_{ver}| < 35$  cm.*

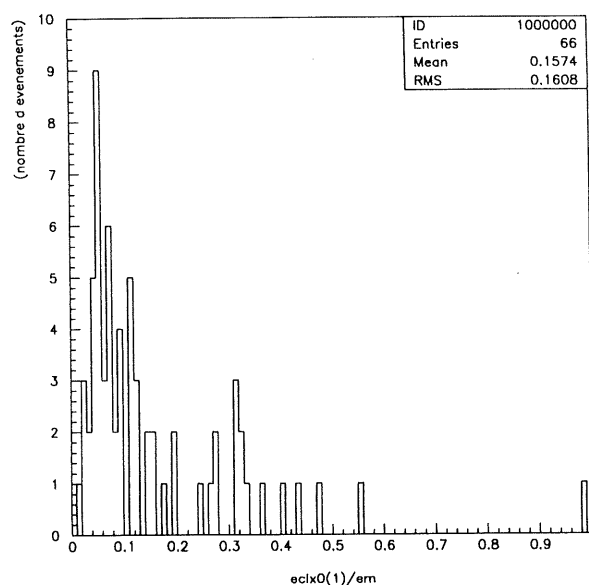


Figure 6 : *Distribution présentant le rapport de l'énergie du muon isolé déposée dans les calorimètres sur son énergie générée pour les événements à un muon d'un fichier d'événements simulés par Monte Carlo où  $W \rightarrow \mu \nu$ , lorsque la condition sur le vertex est remplie.*

La coupure  $pt_{calo}$  supérieur à 25 GeV/c est imposée à cause de l'existence de ce critère pour les événements à courant chargé, qui constitue une étape du système de déclenchement. Les événements des fichiers Monte Carlo montrent que cette coupure est très sévère. En effet, si on regarde la distribution de "ptcalo" pour l'ensemble de ces événements (cfr. figure 7), on remarque qu'elle tombe très rapidement. Si on demande que "ptcalo" soit supérieur à 25 GeV/c, on garde seulement 14% des événements pour la production d'un boson  $W^-$  et 22% pour le cas du boson  $W^+$ . Cette différence est due au fait que les deux processus de production  $ep \rightarrow eW^+X$  et  $ep \rightarrow eW^-X$  se différencient par la nature du quark entrant. Les fonctions de densité de ce quark dans le proton diffèrent d'un processus à l'autre (d pour  $W^-$ , u pour  $W^+$ ), ce qui entraîne des différences dans la distribution de l'impulsion transverse du W (cfr. figure 8). Etant donné, comme nous l'expliquerons plus loin, que la variable "ptcalo" est liée à l'impulsion transverse du boson W et puisque la distribution de "ptcalo" pour les événements avec un boson  $W^+$  décroît moins brutalement que celle pour les événements avec un boson  $W^-$  (cfr. Figure 7), la coupure sur ptcalo à 25 GeV/c permet de garder un plus grand pourcentage d'événements pour les fichiers  $W^+$ .

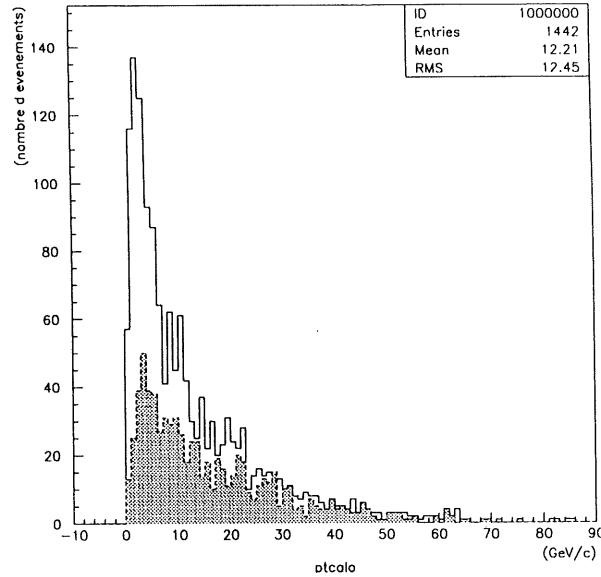


Figure 7 : Distribution de "ptcalo" (somme vectorielle des impulsions transverses effectuée sur les cellules des calorimètres principaux) pour les événements simulés par Monte Carlo. La surface blanche sous la courbe en trait plein correspond au fichier avec un boson  $W$ . La surface grisée sous la courbe en traits discontinus s'applique quant à elle au fichier avec un boson  $W^+$  (avec la condition sur le vertex).

Comme on l'a dit précédemment, la valeur de  $ptcalo$  provient du fait que le neutrino s'échappe du détecteur comme dans le cas  $W \rightarrow e\nu$ , et aussi du fait que le muon ne dépose pas toute son énergie. Dans le chapitre suivant, nous expliquerons comment la variable  $ptmiss$  est reconstruite. Notons déjà que dans 54% des cas (cfr. figure 9)  $ptmiss$  est inférieur à  $ptcalo$ , ceci montre que la mauvaise mesure du muon est intervenue favorablement et a augmenté l'impulsion manquante. Dans les autres cas (46%),  $ptmiss$  est supérieur à  $ptcalo$ , le muon a agi contre le neutrino. Dans l'ensemble, il faut noter que  $ptcalo - ptmiss \simeq -7$  GeV/c et donc en moyenne la mauvaise connaissance de l'énergie du muon a pour conséquence que  $ptcalo$  est diminué de 7 GeV/c.

En fait,  $ptcalo$  pour les événements

$$W \rightarrow \mu\nu$$

est avant tout lié à  $P_T^W$ , l'impulsion transverse du boson  $W$ . Notons que ceci n'est pas le cas pour les événements  $W \rightarrow e\nu$  où  $ptcalo \approx ptmiss$ . Si nous examinons la distribution de l'impulsion transverse  $P_T^W$  du boson  $W$ , nous observons à la figure 10 qu'elle diminue rapidement. Cependant la coupure en  $ptcalo$  fournit une distribution particulière de  $P_T^W$ , représentée sur la figure 10 par la surface grise. On voit que le fait de demander que  $ptcalo$  soit supérieur à 25 GeV/c implique que  $P_T^W$  ne peut pas être inférieur à 20 GeV/c sauf pour quelques cas (6%).

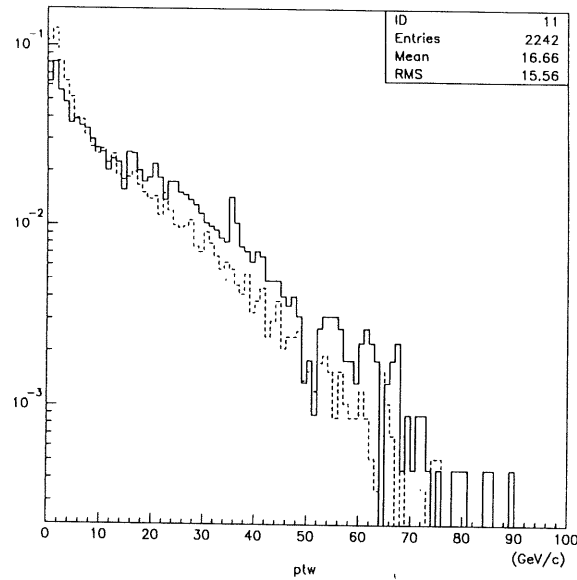


Figure 8 : *Distribution normalisée à l'unité de l'impulsion transverse du boson  $W$  pour les événements simulés par Monte Carlo. Les événements correspondant à un boson  $W^+$  sont représentés par un trait continu tandis que ceux correspondant à un boson  $W^-$  sont représentés en pointillés. La condition sur le vertex est remplie.*

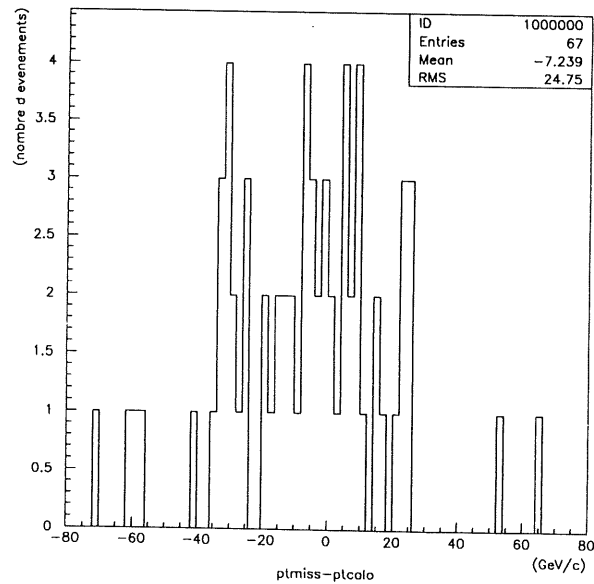


Figure 9 : *Distribution de la différence entre "ptcalo" et "ptmiss" pour un fichier ( $W^- \rightarrow \mu \nu$ ) d'événements pour les événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon remplissant tous les critères exposés dans la section III.2. et celui sur le vertex.*



Si  $P_T^W$  est petit, le boson W est dans la direction des faisceaux et les impulsions transverses du muon et du neutrino par rapport à la direction des faisceaux sont opposées. Cela donnera une valeur de  $pt_{calo}$  très faible puisque le neutrino ne dépose rien et que le muon laisse une faible quantité d'énergie sur son passage. Par contre si on a un grand  $P_T^W$ , le muon et le neutrino sont opposés dans le référentiel du W, mais ne le sont plus en général après le boost pour revenir dans le système du laboratoire. Et leurs impulsions ne s'annulent plus, ils joueront tous les deux dans la détermination de  $pt_{calo}$ . Dans le cas extrême où ils ont tous les deux une impulsion transverse nulle par rapport aux faisceaux,  $pt_{calo}$  sera égal à l'impulsion transverse du boson W.

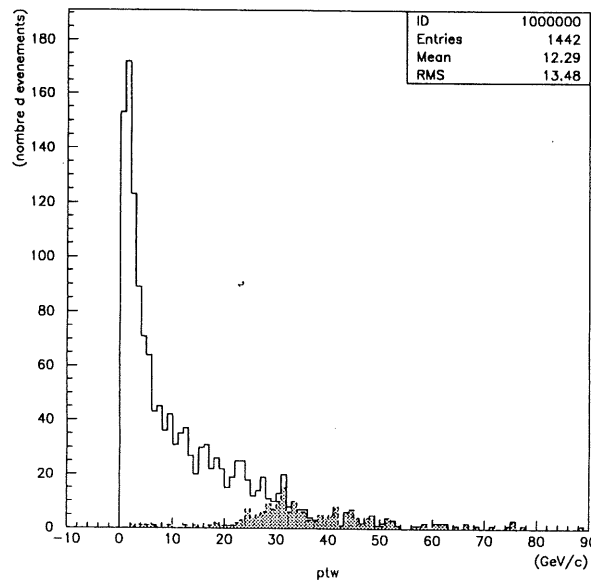


Figure 10 : *Distribution de l'impulsion transverse du boson W pour un fichier d'événements W simulés par Monte Carlo. La surface grise superposée à ce graphe représente cette même distribution lorsque la coupure  $pt_{calo} > 25 \text{ GeV}/c$  est imposée ainsi que celle sur le vertex.*

### III.2.b. Identification d'un muon

Pour identifier un muon dans le détecteur H1, il faut que le fer instrumenté ou le spectromètre à muons avant détecte un signal. Si l'événement satisfait les critères de déclenchement, toutes les informations concernant le signal détecté dans le fer ou dans le spectromètre à muons sont enregistrées dans la banque DMUO<sup>8</sup>.

<sup>8</sup> Le détail de la banque DMUO est donné dans l'appendice 2. Précisons que la banque DMUO ne contient que des informations provenant des détecteurs à muons. Il n'y en a aucune qui provient des détecteurs de traces.

Lorsque nous traitons un candidat muon, il est important de déterminer s'il s'agit d'un muon de type bouchon ( $n_{hit\_mu} > 0$ ) ou au contraire d'un muon central ( $n_{hit\_mu} < 0$ ). En fonction de cette information, les variables  $X0\_mu$ ,  $Y0\_mu$  et  $Z0\_mu$  (définies dans l'appendice 2) sont interprétées différemment. Si le muon est du type central, on aura les valeurs  $x$ ,  $y$  et  $z$  du point de passage dans le détecteur de muons. Si par contre, on a un muon du type bouchon, on disposera de l'angle azimutal  $\phi$  du point de passage du muon, la position en  $z$  de ce point et sa distance  $r$  aux faisceaux dans le plan  $x-y$  du détecteur. Connaissant ces variables et la position du vertex, il est possible de compléter les informations sur le point de percée et sur les angles  $\theta$  et  $\phi$  du muon, où  $\theta$  est l'angle polaire défini entre l'axe  $z$  et l'axe reliant le vertex au point de passage du muon. Notons que  $\theta$  et  $\phi$  ne coïncident pas exactement avec les angles  $\theta_{mu}$  et  $\phi_{mu}$  donnés directement dans la banque DMUO. En effet, ces derniers se rapportent à la trace reconstruite à partir des signaux détectés dans les différents plans du détecteur à muons.

Dans la banque DMUO, on peut trouver plusieurs candidats muons d'origines différentes<sup>9</sup> : soit le muon provient de la désintégration du boson  $W$ , soit il appartient à une gerbe hadronique. Il est apparu aussi qu'un même muon pouvait produire plusieurs signaux dans les détecteurs (le fer et le spectromètre à muons avant) le long de sa trajectoire. Afin de ne pas compter ces signaux comme plusieurs candidats muons, il est important de leur faire passer un test sur leurs angles : si deux candidats muons de la banque DMUO ont une différence angulaire en  $\theta$  inférieure à  $2^\circ$  et une différence en l'angle  $\phi$  inférieure à  $4^\circ$ , alors on considère que les signaux détectés proviennent en réalité du même muon. Ces valeurs ont été déduites grâce à l'examen des distributions des événements simulés par Monte Carlo. Dès lors, seules les informations sur le premier candidat sont retenues et le nombre de candidats muons de la banque DMUO est réduit d'une unité.

Notons que par la suite, les différents critères et différents graphes seront présentés pour les événements ne contenant qu'un seul candidat muon car on a de grandes chances qu'il s'agisse du muon provenant du boson  $W$ . Les critères établis seront ensuite appliqués aux événements possédant au minimum un muon.

### III.2.c. Association d'une trace au candidat muon dans le détecteur de traces

Lorsque nous avons des signaux dans les détecteurs à muons, il faut nous assurer qu'il est possible d'associer une trace dans le détecteur de traces à ce candidat muon. Nous traitons seulement les traces associées à un vertex. La banque DTRA nous fournit à la fois la trace reconstruite dans différents sous-détecteurs et ses différents morceaux dans ces sous-détecteurs. Il

---

<sup>9</sup> Dans le cas du Monte Carlo, il est possible de connaître les liens existant entre particule mère et particules filles au niveau généré. Après la reconstruction, les liens entre particules sont perdus.

est dès lors nécessaire de prendre uniquement la trace complète, reconstruite dans un maximum de détecteurs, pour éviter le double comptage des traces.

Nous allons déterminer un critère d'association de trace en travaillant dans le plan  $\phi$ - $\eta$ , où  $\phi$  est l'angle azimutal mesuré en radians et  $\eta$  est la pseudo-rapacité :

$$\eta = -\ln(\operatorname{tg}(\theta/2)).$$

On calcule la distance

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

séparant le candidat muon (dont les informations sont dans la banque DMUO) et la trace la plus proche.  $\Delta\phi$  est défini comme étant la différence entre l'angle  $\phi$  défini par le point de passage du muon et celui de la trace

$$\Delta\phi = \phi - \phi_{\text{trace}}$$

et  $\Delta\eta$  est défini de manière analogue.

Pour le fichier WMINUS.MU.S30708.R8095.DST.B00, la distribution de  $\Delta R$  est donnée à la figure 11 lorsque les événements ne possèdent qu'un seul candidat muon. On décide de garder les événements possédant un muon dont la trace se trouve à une distance  $\Delta R$  du muon inférieure à 0.2. Cela représente environ 85% des événements possédant un muon avant la coupure sur l'angle  $\theta$  du muon que nous discutons ci-dessous.

### III.2.d. Discussion à propos de l'angle $\theta$ du muon

Sur la distribution en l'angle polaire  $\theta$  du muon pour les événements à un muon (cfr. figures 12 et 13), nous remarquons qu'aucun muon ne possède un angle inférieur à  $4,9^\circ$  lorsque les coupures en "ptcalo" et sur le vertex sont imposées. Ceci est en accord avec la couverture angulaire du spectromètre à muons avant.

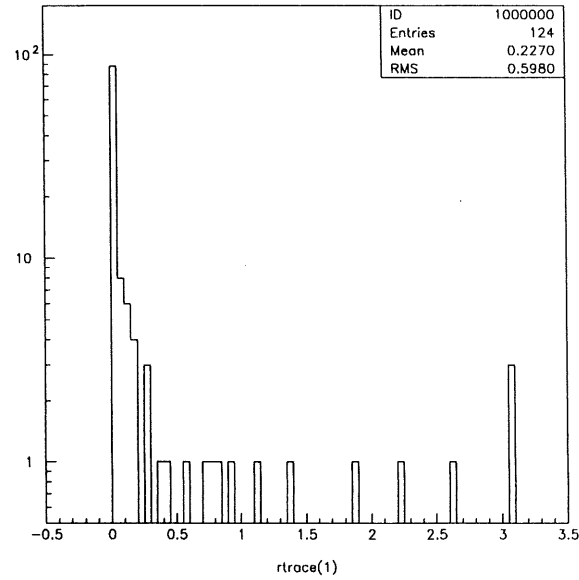
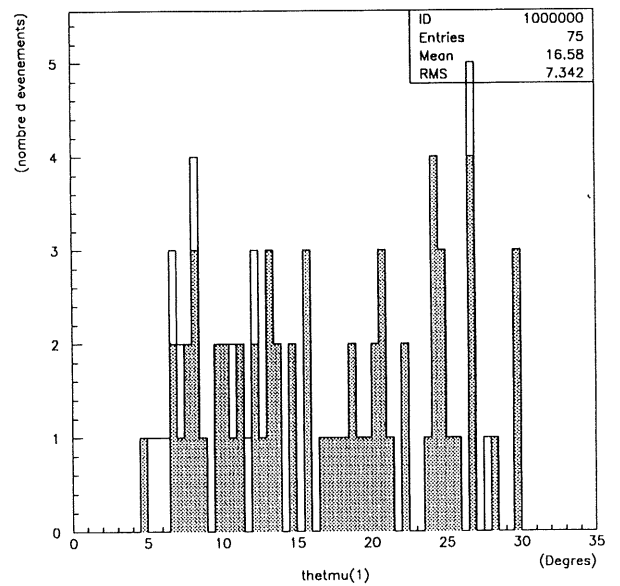
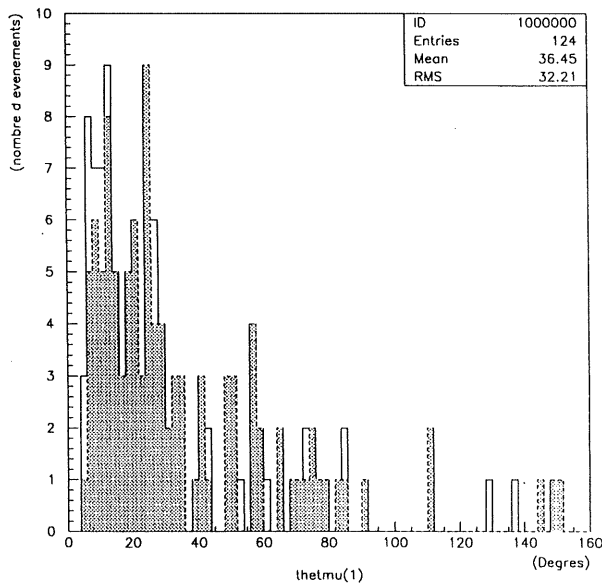


Figure 11 : *Distribution de  $\Delta R$  (distance entre le candidat muon et sa plus proche trace) pour les événements à un muon d'un fichier W simulés par Monte Carlo lorsque  $p_{T,calo}$  est supérieur à 25 GeV/c et que  $|z_{ver}| < 35$  cm.*



Figures 12 et 13 : *Distribution de l'angle polaire du muon pour les événements simulés par Monte Carlo à un muon. En gris, sont superposés les événements remplissant le critère sur l'association d'une trace dans le détecteur de traces.*

Si nous nous intéressons de plus près aux événements à un muon muni d'une trace bien associée, la figure 13 nous montre qu'en dessous de  $10^\circ$  une proportion significative des événements ne remplit pas le critère de l'association d'une trace. Ainsi pour l'ensemble des fichiers  $W^-$ , parmi 64 événements à un muon ayant un angle polaire au muon inférieur à  $10^\circ$ , nous en trouvons 27 qui n'ont pas une trace bien associée à leur muon (ils ne remplissent pas le critère  $\Delta R$  inférieur à 0,2). En ce qui concerne les fichiers  $W^+$ , 8 des 13 événements à un muon dont l'angle polaire de ce dernier est inférieur à  $10^\circ$ , sont perdus lorsqu'on impose la coupure  $\Delta R$  inférieur à 0,2. Tout ceci s'explique par le fait que l'efficacité du détecteur de traces est faible dans cette région (cfr. figure 14). Nous allons imposer la coupure suivante sur l'angle  $\theta$  du muon, noté  $\theta_\mu$ , de manière à avoir une bonne efficacité ( $> 0,8$ ) :

$$\theta_\mu > 10^\circ.$$

Après cette sélection, la coupure  $\Delta R < 0,2$  définie au paragraphe III.2.c a une efficacité de 88%.

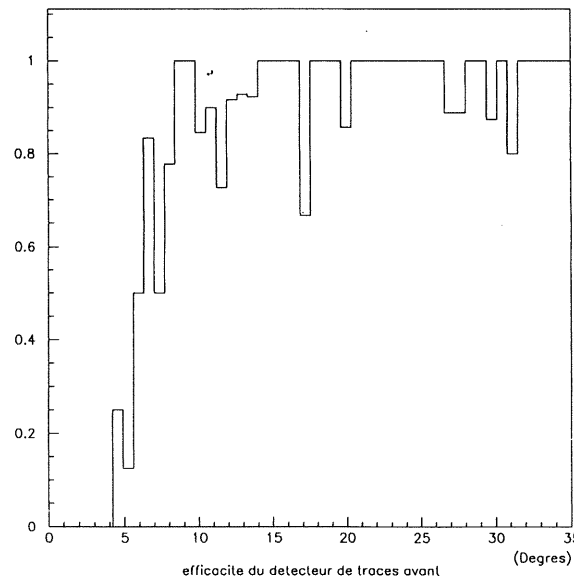


Figure 14 : *Rapport de la distribution de l'angle polaire du muon lorsque le critère  $\Delta R$  est imposé sur la distribution lorsque le critère ne l'est pas, en fonction de l'angle polaire du muon. Ceci est fait pour les événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon,  $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV}/c$  et  $|z_{ver}| < 35 \text{ cm}$ .*

### III.2.e. Coupure en l'impulsion du muon

Pour assurer une bonne corrélation entre la trace dans le détecteur de traces et le candidat muon dans le détecteur à muon, et en suivant l'analyse de H1, on demande aussi pour le muon une impulsion supérieure à 10 GeV/c. Cette coupure provoque une perte de 9% pour les fichiers d'événements simulés pour le boson  $W^-$  et 15% pour le boson  $W^+$ .

### III.2.f. Critères d'isolement du muon

Nous désirons à présent établir des critères afin d'isoler le muon. Ceci est nécessaire pour nous débarrasser des muons dus à la désintégration de mésons  $\pi$  ou K ou de particules charmées appartenant à des gerbes hadroniques ainsi que des signaux dus à des hadrons atteignant le détecteur de muons. De plus, le Monte Carlo nous montre souvent que le muon provenant de la désintégration du boson W est isolé (voir plus loin, figure 19).

Nous allons établir des critères d'isolement en énergie et en traces. Ceux-ci se basent sur la quantité d'énergie ou sur le nombre de traces présentes dans différents cônes pouvant avoir différentes ouvertures<sup>10</sup> (0,25 ; 0,5 ; 0,75 ; ...).

La quantité d'énergie se trouvant dans le cône de distance 0,25 autour du muon (pour les événements à un muon avec un  $pt_{\text{calo}} > 25$  GeV/c remplissant la condition sur le vertex, possédant une trace bien associée au muon dans le détecteur de traces ( $\Delta R < 0,2$ ), et pour lesquels l'angle polaire du muon est supérieur à  $10^\circ$  et son impulsion supérieure à 10 GeV/c) est illustrée à la figure 15.

L'isolement du muon peut se traduire par la demande qu'il n'y ait pas d'autre trace que celle associée au muon dans le cône d'ouverture 0,5 autour de la trace du muon. Pour des événements avec un muon pour lesquels  $pt_{\text{calo}}$  est supérieur à 25 GeV/c,  $\Delta R$  est inférieur à 0,2, l'angle du muon est supérieur à  $10^\circ$  et son impulsion à 10 GeV/c, la distribution du nombre de traces présentes dans le cône d'ouverture 0,5 en plus de celle du muon est illustrée à la figure 16.

---

<sup>10</sup> Cette ouverture est calculée dans le plan  $\phi - \eta$  sous la forme

$$\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

où les différences en  $\phi$  et en  $\eta$  sont prises entre le muon et un dépôt d'énergie (pour l'isolement en énergie) et entre le muon et une trace (pour l'isolement en traces).

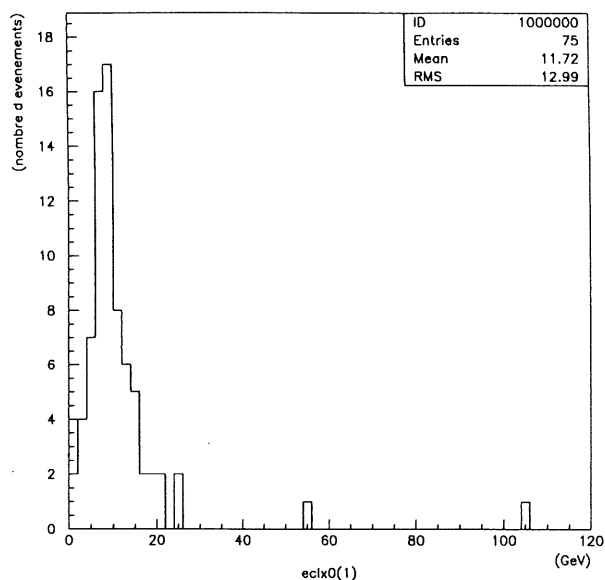


Figure 15 : *Distribution de l'énergie comprise dans le cône d'ouverture 0,25 autour du muon pour les événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon, lorsque  $p_{tcalo}$  est supérieur à 25 GeV/c, que le vertex remplit la condition concernant sa position en z, que la trace de ce muon est bien associée dans le détecteur de traces ( $\Delta R < 0,2$ ), et que l'angle polaire du muon et son impulsion sont bons.*

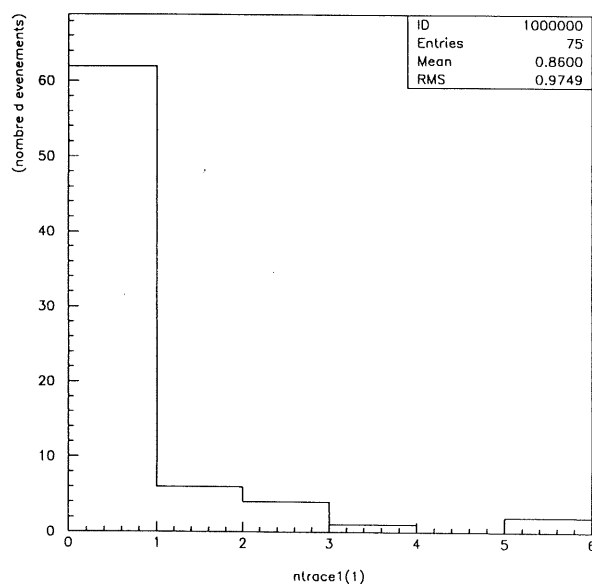


Figure 16 : *Distribution du nombre de traces autres que celle du muon présentes dans un cône de 0,5 d'ouverture pour les événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon remplissant les mêmes conditions qu'à la figure 15.*

Nous pouvons remarquer que le nombre de traces présentes dans une certaine fraction de cône, par exemple entre les cônes d'ouverture 0,25 et 0,5, est corrélé à la quantité d'énergie présente dans cette même région. Ainsi en imposant qu'il n'y ait pas de traces entre les cônes d'ouverture 0,25 et 0,5, on élimine des événements qui avaient déposé une certaine quantité d'énergie dans cette région (cfr. figure 17).

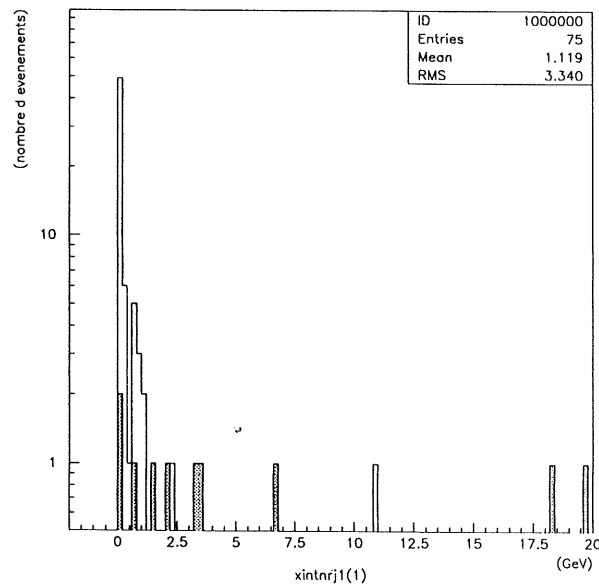


Figure 17 : *Distribution de la quantité d'énergie contenue entre les cônes d'ouverture 0,25 et 0,5 pour les événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon remplissant les mêmes conditions qu'à la figure 15. Les événements en gris sont ceux qui possèdent au moins une trace dans cette région.*

On pourrait également ajouter un critère supplémentaire pour l'isolement du muon. En effet, les traces de particules neutres ne sont pas reconstruites, alors que ces particules peuvent déposer de l'énergie. La figure 18 illustre la quantité d'énergie comprise entre les cônes d'ouverture 0,25 et 0,5,  $\Delta E_{0,25-0,5}$  pour les événements à un muon vérifiant les conditions :

$$p_{\text{calo}} > 25 \text{ GeV}, \Delta R < 0,2, \theta_{\mu} > 10, p_{\mu} > 10 \text{ GeV}/c$$

et pas de trace dans le cône 0,25-0,5. Afin de s'assurer donc que le muon est bien isolé, on peut imposer le critère demandant de garder les événements pour lesquels  $\Delta E_{0,25-0,5}$  est inférieure à 2 GeV. Ce critère élimine un événement sur les 62 événements présents à la figure 18. Il s'agit là en fait d'une sécurité.



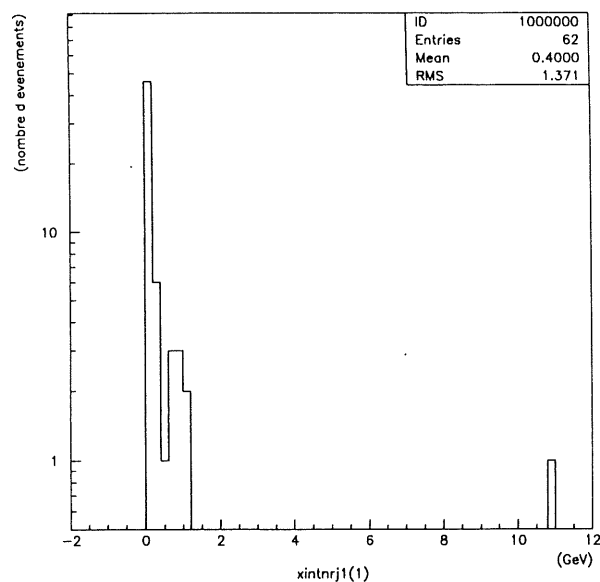


Figure 18 : *Distribution de la quantité d'énergie contenue entre les cônes d'ouverture 0,25 et 0,5 pour des événements simulés par Monte Carlo comprenant un muon et remplissant les mêmes conditions qu'à la figure 15 ainsi que celle demandant que seule la trace du muon soit présente dans un cône d'ouverture 0,5.*

Comme nous l'avons annoncé au début de cette section, le muon provenant du boson W est isolé. En effet, lorsque nous considérons les événements à deux muons, si un de ceux-ci remplit les conditions d'isolement, on se rend compte qu'il coïncide en général avec le muon généré provenant de la désintégration du W. Ainsi la figure 19 présente la différence en l'angle azimutal  $\phi$  entre le muon généré et le muon "isolé". Par contre le muon ne remplissant pas ces critères d'isolement ne coïncide pas avec le muon généré (figure 20).

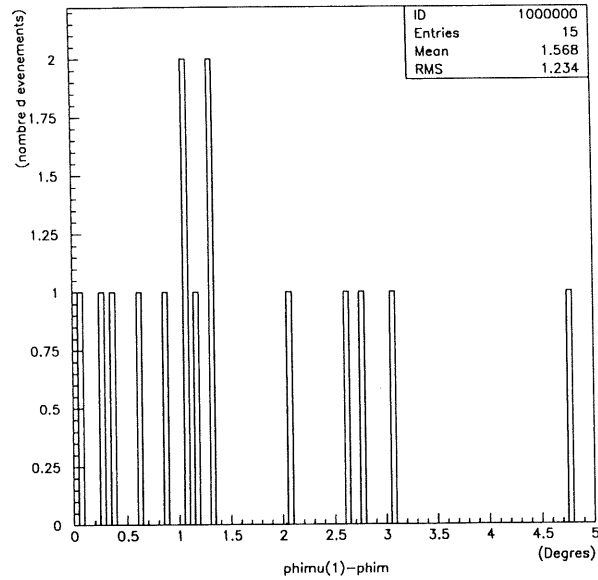


Figure 19 : *Distribution de la différence entre l'angle azimutal du muon remplissant tous les critères de la section III.2. (plus celui sur le vertex) et l'angle du muon généré lorsque nous étudions les événements simulés par Monte Carlo comprenant deux muons.*

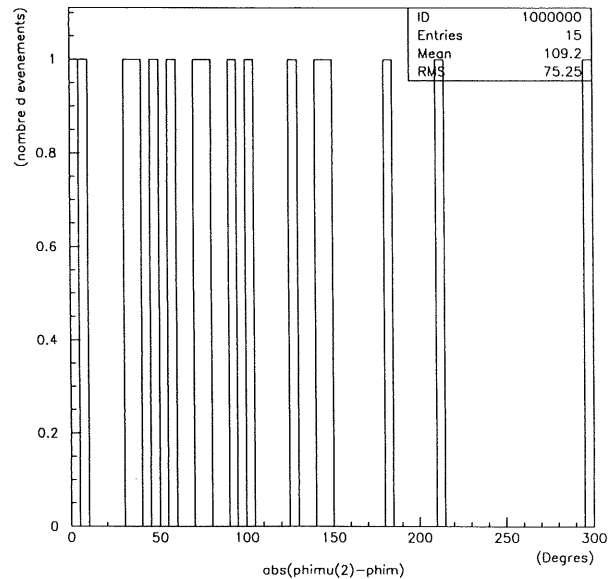


Figure 20 : *Distribution de la différence entre l'angle azimutal du muon ne remplissant pas les critères d'isolement et l'angle du muon généré lorsque nous étudions des événements simulés par Monte Carlo comprenant deux muons.*

### III.3. SELECTION D'ÉVENEMENTS COMPORTANT UN MUON ISOLE AVEC $p_{tcalo}$ SUPERIEUR A 25 GEV/C PARMIS LES EVENEMENTS REELS A COURANT CHARGE

Appliquons maintenant aux fichiers d'événements réels "à courant chargé" les critères mis au point à partir des événements Monte Carlo pour sélectionner des événements avec un neutrino s'échappant du détecteur, un muon isolé de grande impulsion et un système hadronique. La table 1 nous donne le nombre d'événements survivant aux coupures. Au départ, les fichiers contenaient 365 événements.

| Coupures appliquées  | Nombre d'événements passant les coupures |
|--|--|
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$   | 332                                      |
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$ et au moins un muon   | 160                                      |
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$ , $\Delta R < 0,2$ , $p_{\mu} > 10 \text{ GeV/c}$   | 26                                       |
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$ , $\Delta R < 0,2$ , $p_{\mu} > 10 \text{ GeV/c}$<br>$\theta_{\mu} > 10^{\circ}$  | 25                                       |
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$ , $\Delta R < 0,2$ , $p_{\mu} > 10 \text{ GeV/c}$<br>$\theta_{\mu} > 10^{\circ}$<br>nombre de traces dans le cône d'ouverture $0,5 = 0$   | 4  |
| $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV/c}$ , $\Delta R < 0,2$ , $p_{\mu} > 10 \text{ GeV/c}$<br>$\theta_{\mu} > 10^{\circ}$<br>nombre de traces dans le cône d'ouverture $0,5 = 0$ , $\Delta E_{0,25-0,5} < 2 \text{ GeV}$ | 4  |

Table 1 : Table donnant le nombre d'événements réels passant les coupures appliquées.

## CHAPITRE IV : ETUDE DU SIGNAL

Dans ce chapitre, nous déterminerons la section efficace du processus

$$e p \rightarrow e \mu \nu X$$

en tenant compte des corrections pour l'acceptance et l'efficacité du détecteur calculées en utilisant le Monte Carlo EPVEC dans l'hypothèse que ces événements sont dus à la production de bosons W. Cette section efficace est évaluée dans un domaine cinématique défini par une coupure en l'impulsion transverse. Nous présenterons ensuite quelques paramètres pour les événements sélectionnés selon les critères établis au chapitre III.

### IV.1. EFFICACITE, ACCEPTANCE ET MESURE DE LA SECTION EFFICACE

Nous commençons donc ce chapitre par le calcul de l'efficacité et de l'acceptance du détecteur H1, qui nous servira pour l'évaluation de la section efficace.

#### IV.1.a. Efficacité

Dans cette section, nous discutons les coupures à imposer lors du calcul de l'efficacité du détecteur afin de ne pas trop dépendre du modèle physique utilisé dans la simulation. En effet, si on ne fait pas de coupure, on garde 663 événements survivant aux critères de sélection sur 8054 événements générés (les fichiers  $W^+$  et  $W^-$  étant pris ensemble). L'efficacité est dès lors très petite et on va corriger grandement la section efficace. Or, il faut noter que la coupure en  $p_{tcalo}$  est toujours appliquée et élimine une grande proportion d'événements. Dès lors, nous préférons exprimer l'efficacité du détecteur sous certaines coupures,  $p_{tcalo} > 25 \text{ GeV}/c$  étant l'une d'entre elles.

##### 1° *L'efficacité en $p_{tcalo}$*

La table 1 donne le nombre d'événements simulés par le Monte Carlo EPVEC passant la coupure en  $p_{tcalo}$ , le nombre d'événements simulés sélectionnés par nos critères et le pourcentage que le second représente face au premier.

| Type de fichiers | Nombre d'événements avec $pt_{calo} > 25 \text{ GeV}/c$ | Nombre d'événements passant toutes les coupures | Efficacité |
|------------------|---|---|------------|
| $W^-$            | 795   | 392   | 49,3%      |
| $W^+$            | 502   | 271   | 54,0%      |

Table 1 : Efficacité de détection des événements  $ep \rightarrow eWX$  ;  $W \rightarrow \mu\nu$  auxquels la coupure  $pt_{calo} > 25 \text{ GeV}/c$  est appliquée. Les autres coupures appliquées sont  $|z_{ver}| < 35 \text{ cm}$ ,  $\Delta R < 0,2$ ,  $p_\mu > 10 \text{ GeV}/c$ ,  $\theta_\mu > 10^\circ$ , aucune trace autre que celle du muon dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction du muon et  $\Delta E_{0,25-0,5} < 2 \text{ GeV}$ .

Bien qu'il paraisse nécessaire d'exprimer la section efficace en fonction d'une coupure, il faut cependant noter que la variable  $pt_{calo}$  ne représente rien de physique. En effet, elle est due à la mauvaise connaissance de l'énergie du muon ainsi qu'au fait que le neutrino s'échappe du détecteur sans laisser de trace, comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent. L'énergie déposée par le muon dans le détecteur est évidemment liée aux caractéristiques du détecteur H1 et serait différente pour une autre expérience, rendant toute comparaison impossible.

## 2° Efficacité en $p_q^T$

Il est donc utile de considérer l'efficacité du détecteur pour une coupure plus physique. Comme nous l'avons signalé au chapitre III, lorsque  $pt_{calo}$  est supérieur à  $25 \text{ GeV}/c$ , l'impulsion transverse générée du boson  $W$  possède une distribution particulière. L'impulsion transverse générée du quark sortant est très semblable, ce qui se comprend facilement par conservation de l'impulsion, sachant que l'électron diffusé emporte en général une très petite impulsion transverse. Nous pouvons donc calculer l'efficacité du détecteur en la variable  $p_W^T$  ou  $p_q^T$ . Cependant afin de donner une section efficace ne dépendant pas trop du modèle, nous choisirons l'efficacité en  $p_q^T$ . En effet, celle sur  $p_W^T$  fait explicitement l'hypothèse de l'existence d'un boson  $W$ . La figure 1 illustre l'efficacité en l'impulsion transverse générée du quark sortant pour la production de bosons  $W^+$  et  $W^-$ .

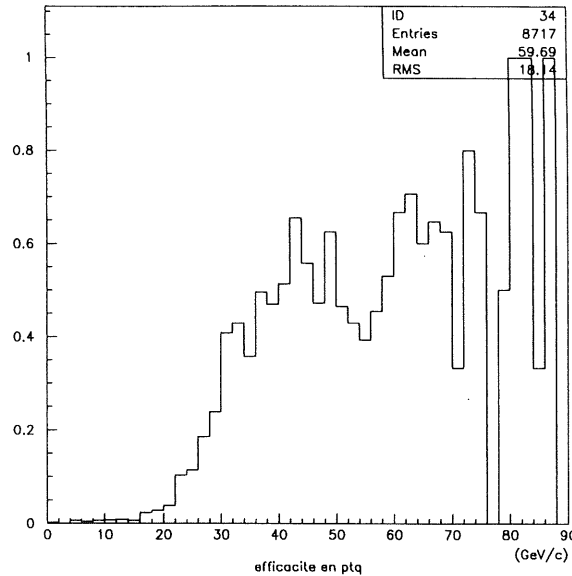


Figure 1 : Efficacité en  $p_q^T$ , l'impulsion transverse générée du quark sortant, pour le processus  $ep \rightarrow eW^\pm X$ .

Nous pouvons observer sur cette même figure que pour  $p_q^T = 30$  GeV/c, l'efficacité est soudainement augmentée. Dès lors, nous choisissons de prendre la coupure  $p_q^T$  supérieur à 30 GeV/c et nous calculons le pourcentage d'événements passant les critères de sélection parmi ceux qui ont une impulsion transverse du quark sortant supérieure à 30 GeV/c. Ce pourcentage est donné à la table 2.

| Type de fichiers | Nombre d'événements avec $p_q^T > 30$ GeV/c | Nombre d'événements survivant aux coupures | Efficacité |
|------------------|---|--|------------|
| $W^-$            | 642   | 305  | 47,5%      |
| $W^+$            | 412   | 204  | 49,5%      |

Table 2 : Efficacité de détection des événements  $ep \rightarrow eWX$  ;  $W \rightarrow \mu\nu$  auxquels la coupure  $p_q^T > 30$  GeV/c est appliquée. Les autres coupures sont  $pt_{calo} > 25$  GeV/c,  $|z_{ver}| < 35$  cm,  $\Delta R < 0,2$ ,  $p_\mu > 10$  GeV/c,  $\theta_\mu > 10^\circ$ , aucune trace autre que celle du muon dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction du muon et  $\Delta E_{0,25-0,5} < 2$  GeV.

Notons que nous pouvons effectuer ce même calcul lorsque nous établissons la coupure sur la variable reconstruite  $p_X^T$ . Cette dernière est donnée par

$$p_X^T = \left| \vec{p}_{\text{calo}} - \vec{p}_e^T - \vec{p}_{\mu(\text{cône})}^T \right|$$

où  $\vec{p}_{\mu(\text{cône})}^T$  est la somme vectorielle des impulsions transverses<sup>11</sup> faite sur les cellules contenues dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction du muon et  $\vec{p}_e^T$  est l'impulsion transverse de l'électron diffusé.  $p_X^T$  représente donc la norme de la somme vectorielle des impulsions transverses effectuée sur les cellules des calorimètres et restreinte au système hadronique final. La figure 2 représente l'efficacité en  $p_X^T$ . La distribution illustrée est analogue à celle de la figure 1. La table 3 fournit l'efficacité du détecteur lorsque  $p_X^T$  est supérieur à 30 GeV/c.

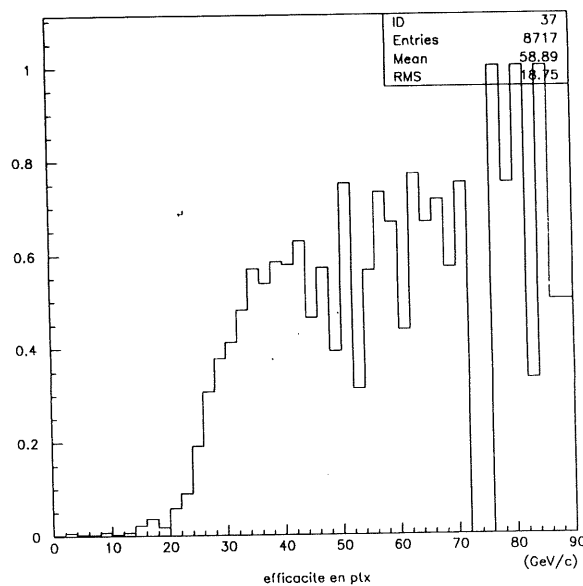


Figure 2 : Efficacité en  $p_X^T$ , l'impulsion transverse du système hadronique, pour le processus  $ep \rightarrow eW^+X$ .

<sup>11</sup>  $\vec{p}_i = p_i^x \vec{1}_x + p_i^y \vec{1}_y$

| Type de fichiers | Nombre d'événements avec $p_X^T > 30 \text{ GeV}$ | Nombre d'événements survivant aux coupures | Efficacité |
|------------------|---|--|------------|
| $W^-$            | 526   | 272  | 51,7%      |
| $W^+$            | 344   | 195  | 56,7%      |

Table 3 : Efficacité de détection des événements  $ep \rightarrow eWX$  ;  $W \rightarrow \mu\nu$  auxquels la coupure  $p_X^T > 30 \text{ GeV}/c$  est appliquée. Les autres coupures sont les mêmes que celles citées à la table 2.

### 3° Peut-on utiliser d'autres coupures pour le calcul de l'efficacité ?

La figure 3 et la figure 4 présentent respectivement les distributions d'impulsion transverse générée pour le muon,  $p_\mu^T$ , et pour le neutrino,  $p_\nu^T$ . Les zones grises représentent ces distributions lorsque la coupure en  $pt_{\text{calo}}$  est appliquée. On constate que cette coupure ne correspond pas à une coupure nette en  $p_\mu^T$  ou  $p_\nu^T$ . Les corrections pour définir une section efficace au delà d'une valeur donnée de  $p_\mu^T$  et  $p_\nu^T$ , seraient donc très importantes et peu contrôlables, sauf si l'on choisissait de très grandes valeurs de  $p_\mu^T$  ou  $p_\nu^T$ , conduisant à une très forte réduction du signal.

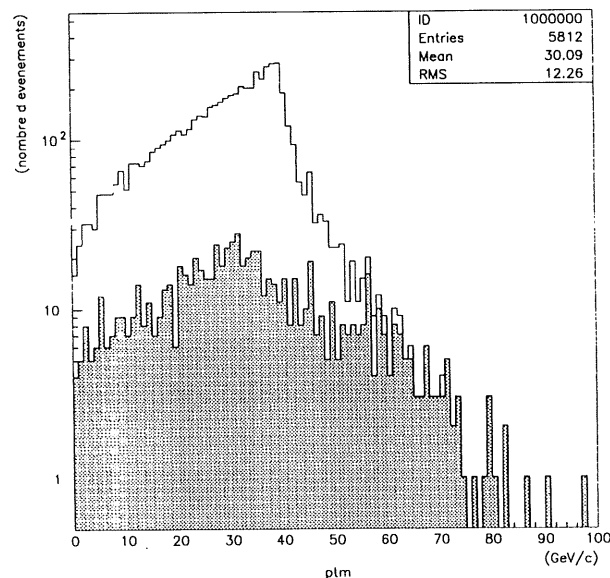


Figure 3 : Distribution de l'impulsion générée du muon pour le processus  $ep \rightarrow eW^-X$ .

En gris est superposée la même distribution lorsque  $pt_{\text{calo}}$  est supérieur à  $25 \text{ GeV}/c$ .



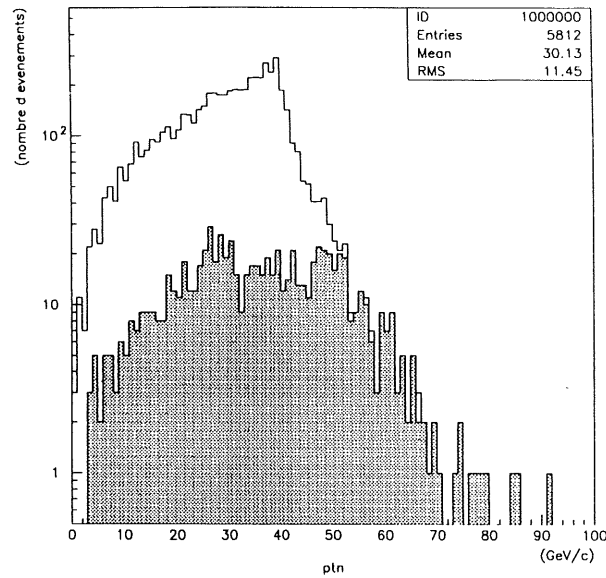


Figure 4 : Distribution de l'impulsion générée du neutrino pour le processus  $ep \rightarrow eW^-X$ .  
La distribution grise représente le cas où  $p_{tcalo}$  est supérieur à 25 GeV/c.

#### IV.1.b. Calcul de la section efficace du processus $e p \rightarrow e \mu \nu X$

Calculons la section efficace correspondant aux événements sélectionnés pour différentes régions cinématiques.

$$\sigma_{\text{eff}} = \text{nombre d'événements} / (\text{luminosité} \cdot \text{efficacité}).$$

Sur les quatre événements réels sélectionnés, deux ont un muon de charge positive et deux un muon de charge négative.

La section efficace du processus, lorsque la coupure sur  $p_{tcalo}$  est appliquée, vaut respectivement pour le boson  $W^-$  et le boson  $W^+$  :

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^-} (p_{tcalo} > 25 \text{ GeV}/c) = \frac{2}{24,7} \cdot \frac{795}{392} \text{ pb} = 164,2 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^+} (p_{tcalo} > 25 \text{ GeV}/c) = \frac{2}{24,7} \cdot \frac{502}{271} \text{ pb} = 150,0 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

Lorsqu'on impose la coupure sur l'impulsion transverse générée du quark sortant, les sections efficaces pour le processus

$$e p \rightarrow e \mu \nu X$$

sont

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^-} (p_q^T > 30 \text{ GeV}/c) = \frac{2}{24,7} \cdot \frac{642}{305} \text{ pb} = 170,4 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

pour le boson  $W^-$  et

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^+}(p_q^T > 30 \text{ GeV}/c) = \frac{2}{24,7} \cdot \frac{412}{204} \text{ pb} = 163,5 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

pour le boson  $W^+$ .

Calculons à présent la section efficace lorsqu'on se trouve dans la région où  $p_X^T$  est supérieur à 30 GeV/c. Il est important de noter que sur les 4 événements sélectionnés, l'un d'eux a un muon de charge négative possédant un  $p_X^T$  inférieur à 30 GeV/c. On obtient donc dans le cas d'un boson  $W^-$  :

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^-}(p_X^T > 30 \text{ GeV}/c) = \frac{1}{24,7} \cdot \frac{526}{272} \text{ pb} = 78,3 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

tandis que dans le cas d'un boson  $W^+$ , la section efficace vaut

$$\sigma_{\text{eff}}^{W^+}(p_X^T > 30 \text{ GeV}/c) = \frac{2}{24,7} \cdot \frac{344}{195} \text{ pb} = 142,8 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$$

La table 4 donne les sections efficaces calculées en utilisant le Monte Carlo EPVEC pour les différentes coupures envisagées. On remarque ainsi qu'elles sont inférieures à celles obtenues à partir des fichiers d'événements de type courant chargé.

| Type de fichiers | Section efficace totale         | Coupure envisagée          | Proportion d'événements passant la coupure | Section efficace quand la coupure est appliquée |
|------------------|---------------------------------|----------------------------|--|---|
| $W^-$            | $70,1 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | ptcalo >25 GeV/c           | 13,68%                                     | $9,58 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                 |
| $W^-$            | $70,1 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | $p_q^T > 30 \text{ GeV}/c$ | 11,05%                                     | $7,74 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                 |
| $W^-$            | $70,1 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | $p_X^T > 30 \text{ GeV}/c$ | 9,05%                                      | $6,34 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                 |
| $W^+$            | $57,2 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | ptcalo >25 GeV/c           | 22,39%                                     | $12,81 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                |
| $W^+$            | $57,2 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | $p_q^T > 30 \text{ GeV}/c$ | 18,38%                                     | $10,51 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                |
| $W^+$            | $57,2 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$ | $p_X^T > 30 \text{ GeV}/c$ | 15,34%                                     | $8,78 \cdot 10^{-3} \text{ pb}$                 |

Table 4 : Sections efficaces du processus  $ep \rightarrow eWX$  ;  $W \rightarrow \mu\nu$  pour les différentes coupures envisagées.

La table 5 indique le nombre d'événements prédits par la théorie expliquant le processus

$$ep \rightarrow eWX$$

pour la même luminosité que celle correspondant aux événements des fichiers de type courant chargé ( $24,7 \text{ pb}^{-1}$ ).

| Type de fichier | Coupure envisagée en plus des critères de sélection | Nombre d'événements prédits | Nombre d'événements observés |
|-----------------|---|-----------------------------|------------------------------|
| $W^-$           | $pt_{calo} > 25 \text{ GeV}/c$                      | 0,117                       | 2                            |
| $W^-$           | $p_q^T > 30 \text{ GeV}/c$                          | 0,084                       | 2                            |
| $W^-$           | $p_x^T > 30 \text{ GeV}/c$                          | 0,081                       | 1                            |
| $W^+$           | $pt_{calo} > 25 \text{ GeV}/c$                      | 0,171                       | 2                            |
| $W^+$           | $p_q^T > 30 \text{ GeV}/c$                          | 0,129                       | 2                            |
| $W^+$           | $p_x^T > 30 \text{ GeV}/c$                          | 0,123                       | 2                            |

Table 5 : Nombre d'événements prédits par la théorie lorsqu'une certaine coupure est appliquée en plus des critères de sélection.

Au lieu de un ou deux événements observés avec un muon de charge négative  $\mu^-$  suivant la coupure imposée, on en prédit 0,1. Pour le processus avec un muon de charge positive  $\mu^+$ , la théorie en prédit entre 0,1 et 0,2 suivant la coupure envisagée alors qu'on en observe deux.

L'article [2] de la collaboration H1 a présenté une table (voir table 6) indiquant le nombre d'événements observé (au numérateur) sur le nombre d'événements prédits (au dénominateur) en fonction de coupures en  $p_x^T$  et en  $M_{\mu\nu}^T$ .

| Muon                       | $M_{\mu\nu}^T < \infty$      | $M_{\mu\nu}^T < 60 \text{ GeV}$ | $M_{\mu\nu}^T < 30 \text{ GeV}$ |
|----------------------------|------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $p_q^T > 20 \text{ GeV}/c$ | 4/0,41 $\pm$ 0,02 $\pm$ 0,06 | 2/0,17 $\pm$ 0,001 $\pm$ 0,03   | 2/0,06 $\pm$ 0,002 $\pm$ 0,01   |
| $p_x^T > 40 \text{ GeV}/c$ | 3/0,13 $\pm$ 0,02 $\pm$ 0,02 | 2/0,05 $\pm$ 0,005 $\pm$ 0,008  | 2/0,02 $\pm$ 0,001 $\pm$ 0,003  |

Table 6 : Nombre d'événements observés par la collaboration H1 sur le nombre d'événements prédits par la théorie, parmi les événements obéissant aux critères de sélection d'événements de type courant chargé, comportant une trace avec un angle polaire supérieur à  $10^\circ$  et une impulsion transverse supérieure à  $10 \text{ GeV}/c$ , pouvant être associée au lepton chargé. L'isolement de ce dernier est requise par  $D_{jet} > 0,5$  et  $D_{track} > 0,5$  (distance dans le plan  $\phi$ - $\eta$  entre la trace associée au muon et le jet ou la trace la plus proche). La première erreur est une erreur expérimentale et la seconde est due aux incertitudes sur l'échelle QCD utilisée par la simulation.

Nous pouvons comparer ces résultats avec les nôtres (cfr. table 7), où le nombre prédit d'événements passant les critères de sélection se trouve également noté au dénominateur.

| Muon                       | $M_{\mu\nu}^T < \infty$ | $M_{\mu\nu}^T < 60 \text{ GeV}$ | $M_{\mu\nu}^T < 30 \text{ GeV}$ |
|----------------------------|-------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $p_q^T > 20 \text{ GeV}/c$ | 4/0,27                  | 2/0,13                          | 2/0,05                          |
| $p_x^T > 40 \text{ GeV}/c$ | 3/0,10                  | 2/0,05                          | 2/0,02                          |

Table 7 : *Nombre d'événements sélectionnés par nos critères ( $pt_{\text{calo}} > 25 \text{ GeV}/c$   $|z_{\text{ver}}| < 35 \text{ cm}$ ,  $\Delta R < 0,2$ ,  $p_{\mu} > 10 \text{ GeV}/c$ ,  $\theta_{\mu} > 10^{\circ}$ ,  $\Delta E_{0,25-0,5} < 2 \text{ GeV}$  et aucune autre trace que celle du muon dans le cône d'ouverture 0,5 autour de la direction de ce muon).*

Dans les deux cas, le nombre d'événements prédits est inférieur au nombre d'événements observés. Nos prédictions sont proches de celles de H1. Il faut cependant noter que les coupures appliquées ne sont pas toujours les mêmes pour l'analyse de H1 et la nôtre. En effet, H1 calcule la variable  $pt_{\text{calo}}$  comme une somme sur les cellules du calorimètre à argon liquide et du fer instrumenté uniquement, alors que dans notre analyse, cette somme est étendue au SpaCal et au plug. L'analyse de H1 vise à associer une trace au lepton isolé dont l'angle polaire est supérieur à  $10^{\circ}$  et l'impulsion transverse supérieure à  $10 \text{ GeV}/c$ . Dans notre analyse, nous nous limitons à l'étude des événements possédant un muon isolé. Nous demandons également le critère sur l'angle polaire du muon ( $> 10^{\circ}$ ) mais utilisons une coupure sur l'impulsion totale du muon ( $> 10 \text{ GeV}/c$ ) plutôt que sur son impulsion transverse. Nous imposons en plus que  $\Delta R$  soit inférieur à 0,2 afin d'assurer une bonne association de la trace au muon. Pour satisfaire l'isolement du muon, nous voulons qu'aucune trace autre que celle du muon soit comprise dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction du muon. Les critères d'isolement de l'analyse de H1 imposent, quant à eux, que la distance entre la trace associée au muon et le jet le plus proche ( $D_{\text{jet}}$ ) et celle entre la trace associée au muon et la trace la plus proche ( $D_{\text{track}}$ ) soient supérieures à 0,5.

Dans ce travail, nous n'avons pas tenu compte des événements suivant le processus

$$ep \rightarrow eWX$$

$$l \rightarrow \tau\nu$$

$$l \rightarrow \mu\nu\nu$$

représentant 2,2% des modes de désintégration du boson W. Comparé au processus étudié

$$ep \rightarrow eWX$$

$$l \rightarrow \mu\nu,$$

cela représente 20% des événements observés. Il serait bon dans l'avenir d'étudier la cinématique du processus où un lepton  $\tau$  se désintègre en un muon et deux neutrinos, afin de connaître le bruit de fond qu'il représente pour le processus que nous avons étudié.

## IV.2. PARAMETRES DES QUATRE EVENEMENTS REELS SELECTIONNES

Les quatre événements sélectionnés sont représentés aux figures 5 à 8, où l'on observe bien le muon isolé. Remarquons que le positron diffusé est visible uniquement à la figure 7.

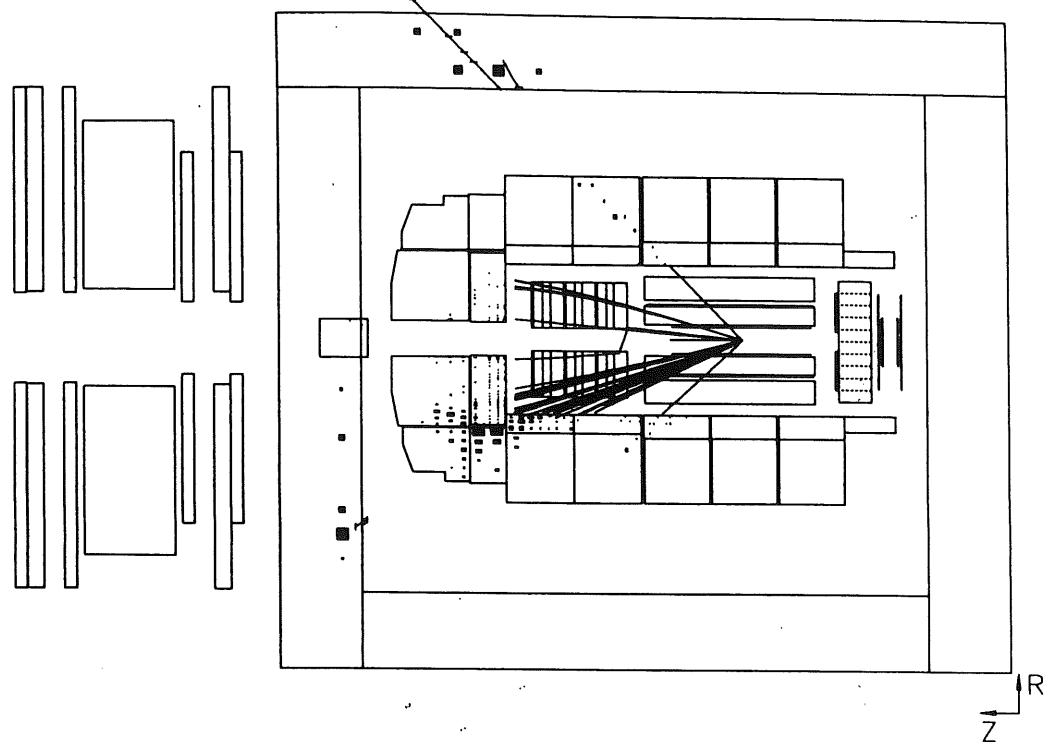
Certains paramètres concernant ces événements sont donnés dans la table 8.

| Evénement                               | 1 <sup>er</sup> | 2 <sup>ème</sup> | 3 <sup>ème</sup> | 4 <sup>ème</sup> |
|---|-----------------|------------------|------------------|------------------|
| figure                                  | 5               | 6                | 7                | 8                |
| n° de run                               | 84295           | 186729           | 188108           | 192227           |
| n° d'événement                          | 3645            | 702              | 5066             | 6208             |
| $p_{\mu}^T$ (GeV/c)                     | 26,95           | 27,68            | 39,38            | 78,77            |
| Charge du muon                          | + 1             | + 1              | - 1              | - 1              |
| Angle $\theta$ du muon<br>(°)           | 46,46           | 28,90            | 35,24            | 28,51            |
| Angle $\phi$ du muon<br>(°)             | 57,43           | - 154,68         | 162,53           | -1,67            |
| énergie déposée<br>par le muon<br>(GeV) | 11,51           | 5,25             | 7,43             | 6,44             |
| ptcalo (GeV/c)                          | 33,52           | 60,42            | 25,67            | 54,33            |
| ptmiss ( $p_{\nu}^T$ )<br>(GeV/c)       | 15,09           | 38,97            | 42,26            | 28,46            |
| $p_X^T$ (GeV/c)                         | 41,96           | 62,78            | 25,97            | 57,35            |
| $M_{\mu\nu}^T$ (GeV/c <sup>2</sup> )    | 2,63            | 22,36            | 77,25            | 90,60            |
| $Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )               | $< 10^{-3}$     | $< 10^{-3}$      | 225,78           | $< 10^{-3}$      |

Table 8 : Paramètres des quatre événements sélectionnés.



H1 Event Display 1.16/13 E= -27.5 x 819.9 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.94.dat  
AST (DMIS) = 0 3B1D 11000000 80000  
RST (DMIS) = 57FF00 BB1F 33820191 40080000



H1 Event Display 1.16/13 E= -27.5 x 819.9 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.94.dat  
AST (DMIS) = 0 3B1D 11000000 80000  
RST (DMIS) = 57FF00 BB1F 33820191 40080000

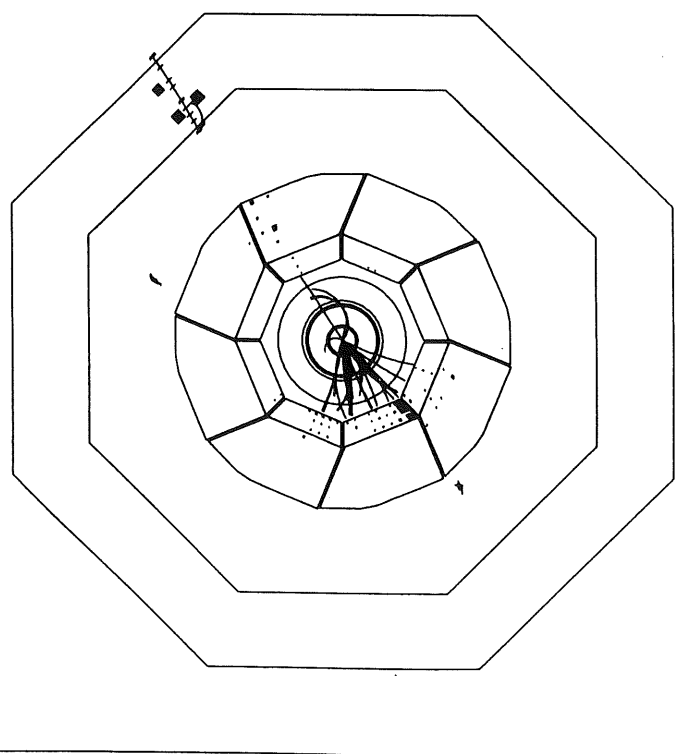
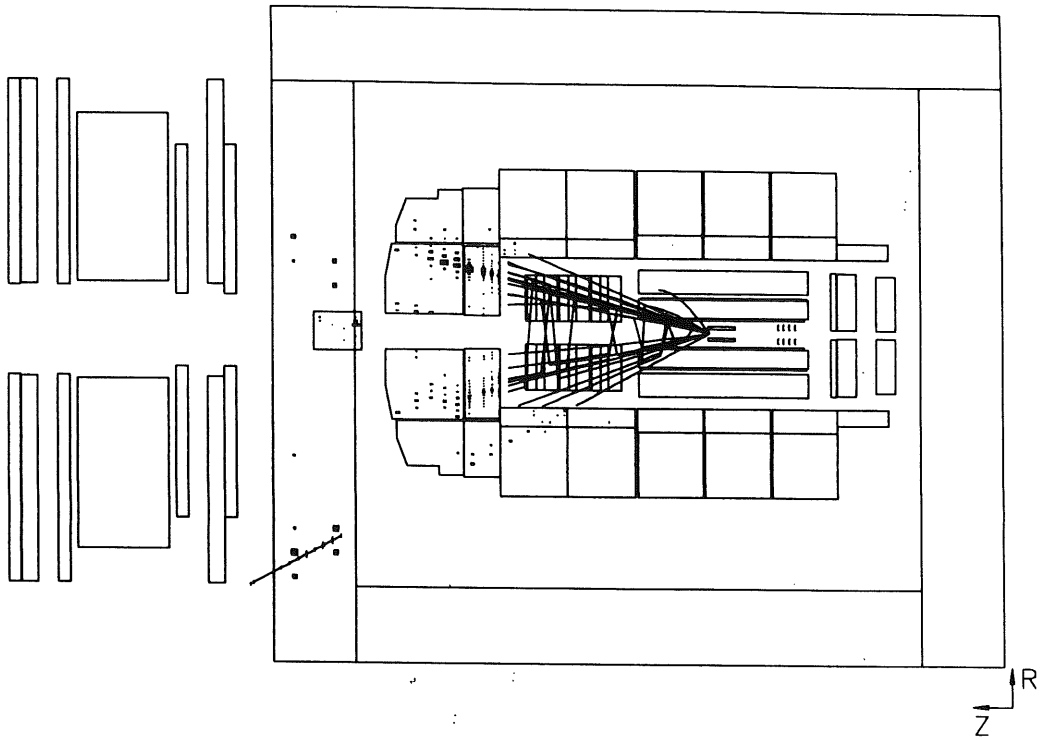


Figure 5 : Représentation du premier événement sélectionné.



H1 Event Display 1.16/13  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
E= -27.6 x 821.7 GeV B=11.6 kG  
AST (DMIS) = 0 280D 0 0  
RST (DMIS) = 21C0 380D 20080 0



H1 Event Display 1.16/13  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
E= -27.6 x 821.7 GeV B=11.6 kG  
AST (DMIS) = 0 280D 0 0  
RST (DMIS) = 21C0 380D 20080 0

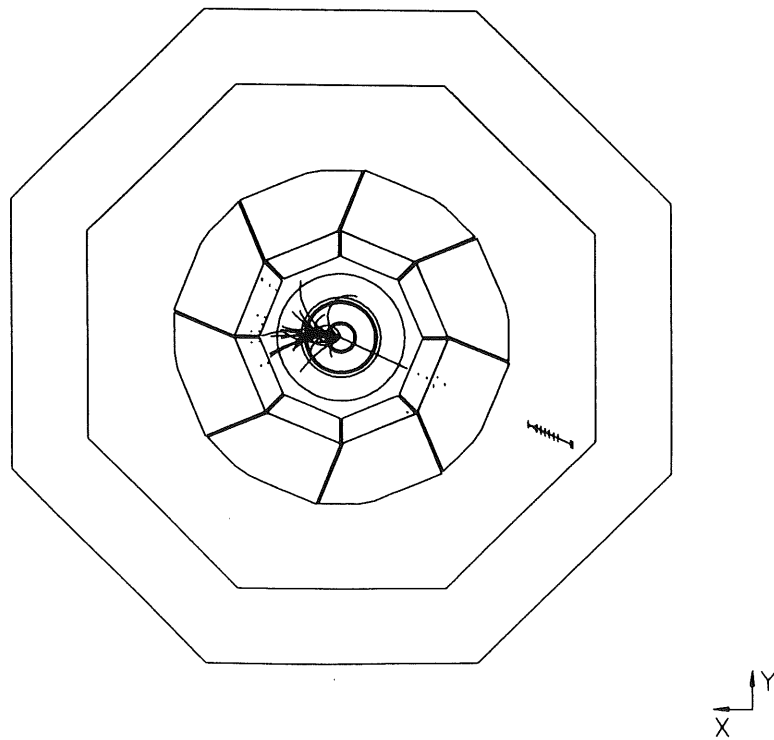
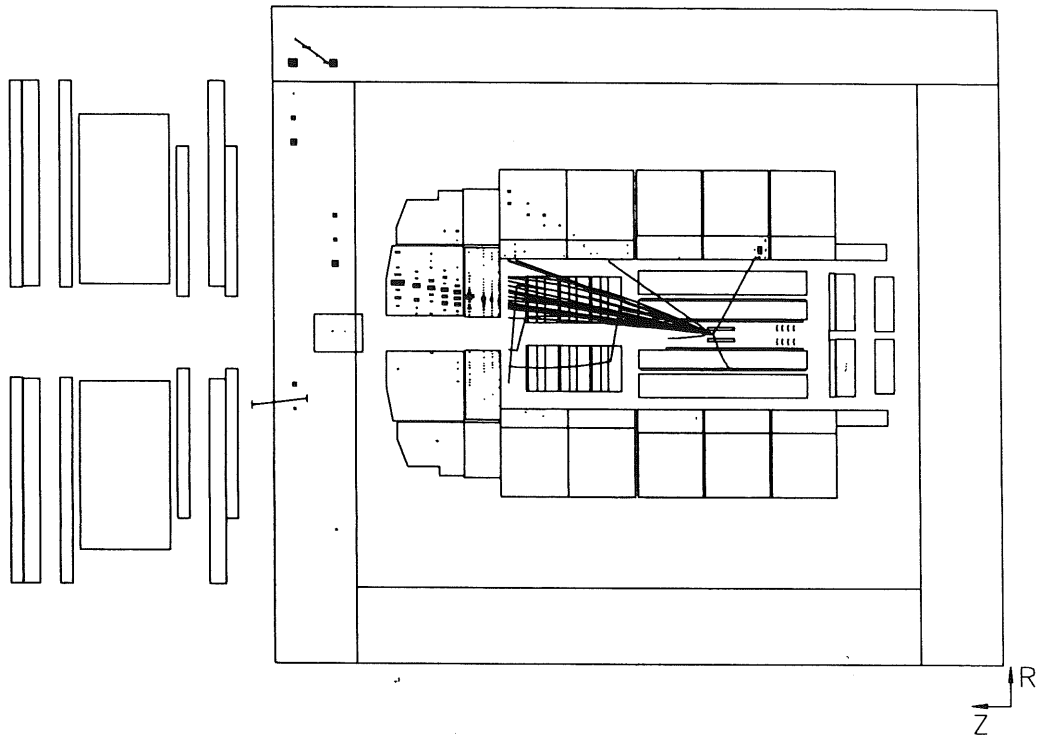


Figure 6 : Représentation du deuxième événement sélectionné.



H1 Event Display 1.16/13 E= -27.6 x 821.7 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
AST (DMIS) = 0 288D 0 3080000  
RST (DMIS) = 22180 7C8D 2004481 3080000



H1 Event Display 1.16/13 E= -27.6 x 821.7 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
AST (DMIS) = 0 288D 0 3080000  
RST (DMIS) = 22180 7C8D 2004481 3080000

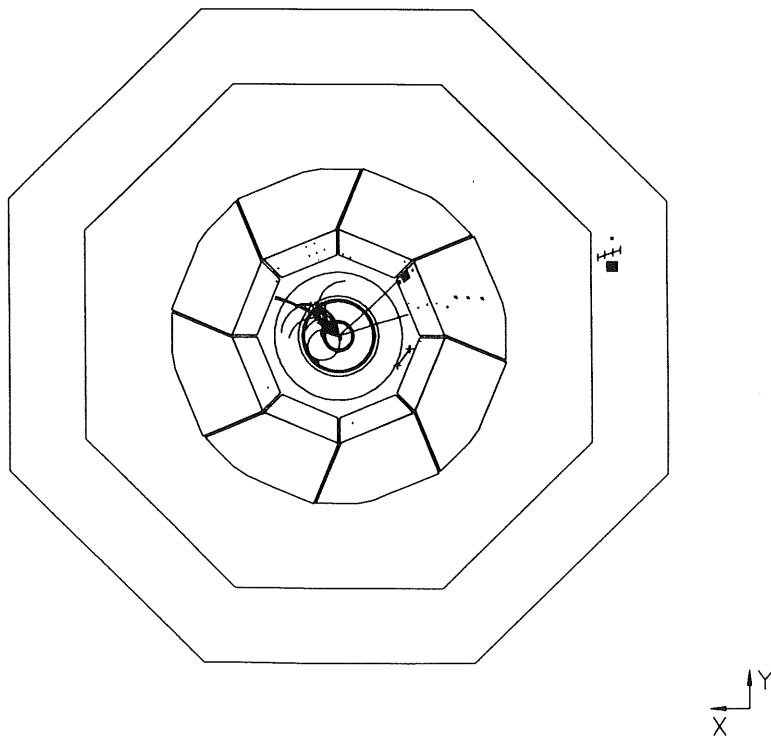
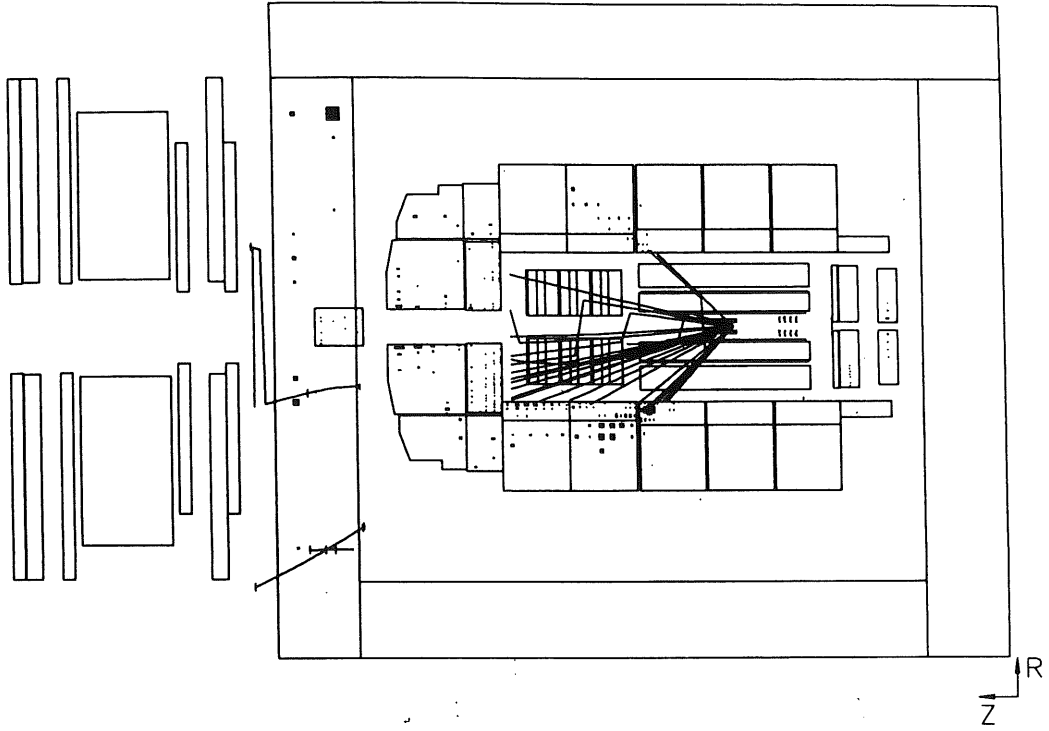


Figure 7 : Représentation du troisième événement sélectionné.





H1 Event Display 1.16/13 E= -27.6 x 821.2 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
AST (DMIS) = 0 288D 0 3000000  
RST (DMIS) = 2100 BC8D 20244A1 3000000



H1 Event Display 1.16/13 E= -27.6 x 821.2 GeV B=11.6 kG  
DSN=/afs/desy.de/user/c/ccollard/h1/ntuples/data/cc.97.dat  
AST (DMIS) = 0 288D 0 3000000  
RST (DMIS) = 2100 BC8D 20244A1 3000000

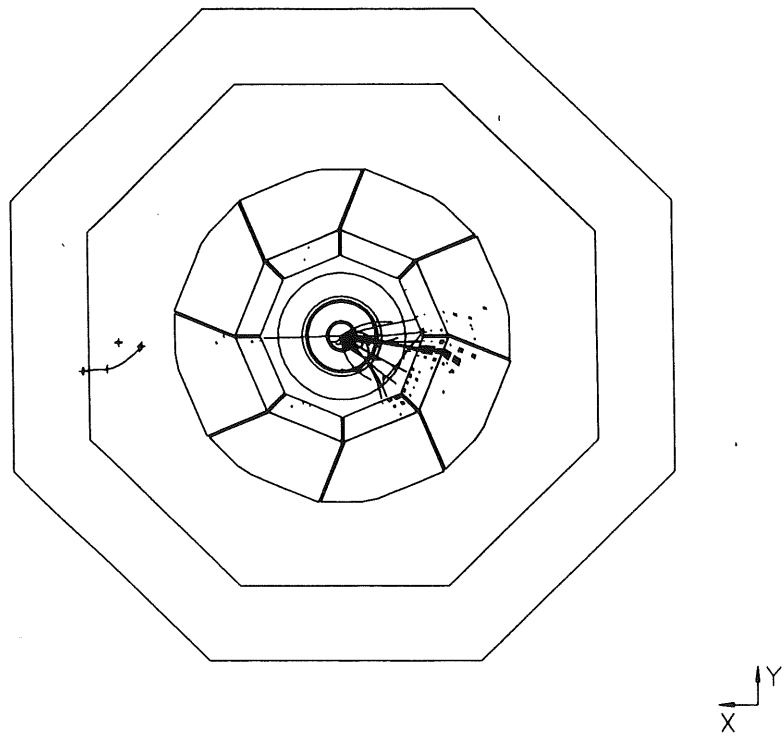


Figure 8 : Représentation du quatrième événement sélectionné.

La variable  $p_{\text{miss}}$ , représentant l'impulsion transverse du neutrino, est calculée en prenant la somme vectorielle des impulsions transverses, effectuée sur toutes les cellules des calorimètres, en évitant celles comprises dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction du muon et en ajoutant l'impulsion transverse du muon obtenue grâce à la mesure du détecteur de traces portant sur la trace associée au muon

$$p_{\text{miss}} = \left| \vec{p}_X^T + \vec{p}_\mu^T + \vec{p}_e^T \right|.$$

L'impulsion transverse du neutrino et celle du muon sont grandes. Remarquons également que la variable  $p_X^T$  du troisième événement est inférieure à 30 GeV/c. Cet événement intervient donc dans une région cinématique moins efficace pour la sélection des événements. De plus, les deux premiers événements ont une masse transverse neutrino-muon très basse. Notons au passage qu'il n'est pas possible de calculer la masse neutrino-muon. En effet, pour cela il faudrait pouvoir déterminer l'impulsion longitudinale du neutrino, ce qui n'est pas possible à cause des pertes de particules dans le tube à vide (qui, par contre, influencent peu la mesure de l'impulsion transverse manquante).

La figure 9 illustre les endroits où viennent se positionner les quatre événements dans les distributions simulées par Monte Carlo après l'application de toutes les coupures de sélections. Ainsi aux figures 9a, 9b et 9c, les événements semblent bien en accord avec le modèle étudié (celui de la production d'un boson W se désintégrant en une paire muon-neutrino). La figure 9d, quant à elle, présente un événement (le premier) avec une masse  $M_{\mu\nu}^T$  très petite.

La figure 10 représente la variable  $p_X^T$  en fonction de  $M_{\mu\nu}^T$  pour les événements simulés par Monte Carlo qui correspondent à une luminosité plus de 2000 fois supérieure à celle des données. Les étoiles marquent la position des quatre événements parmi les autres points de cette figure. Le premier événement (étoile la plus à gauche) semble s'écarter des attentes du Monte Carlo. Le deuxième événement possède également une petite masse  $M_{\mu\nu}^T$  mais il se rapproche plus des points (représentant les événements simulés) de la figure 10. Les deux autres événements s'intègrent, eux, parfaitement dans la théorie du processus

$$ep \rightarrow eWX \\ \downarrow \mu\nu.$$

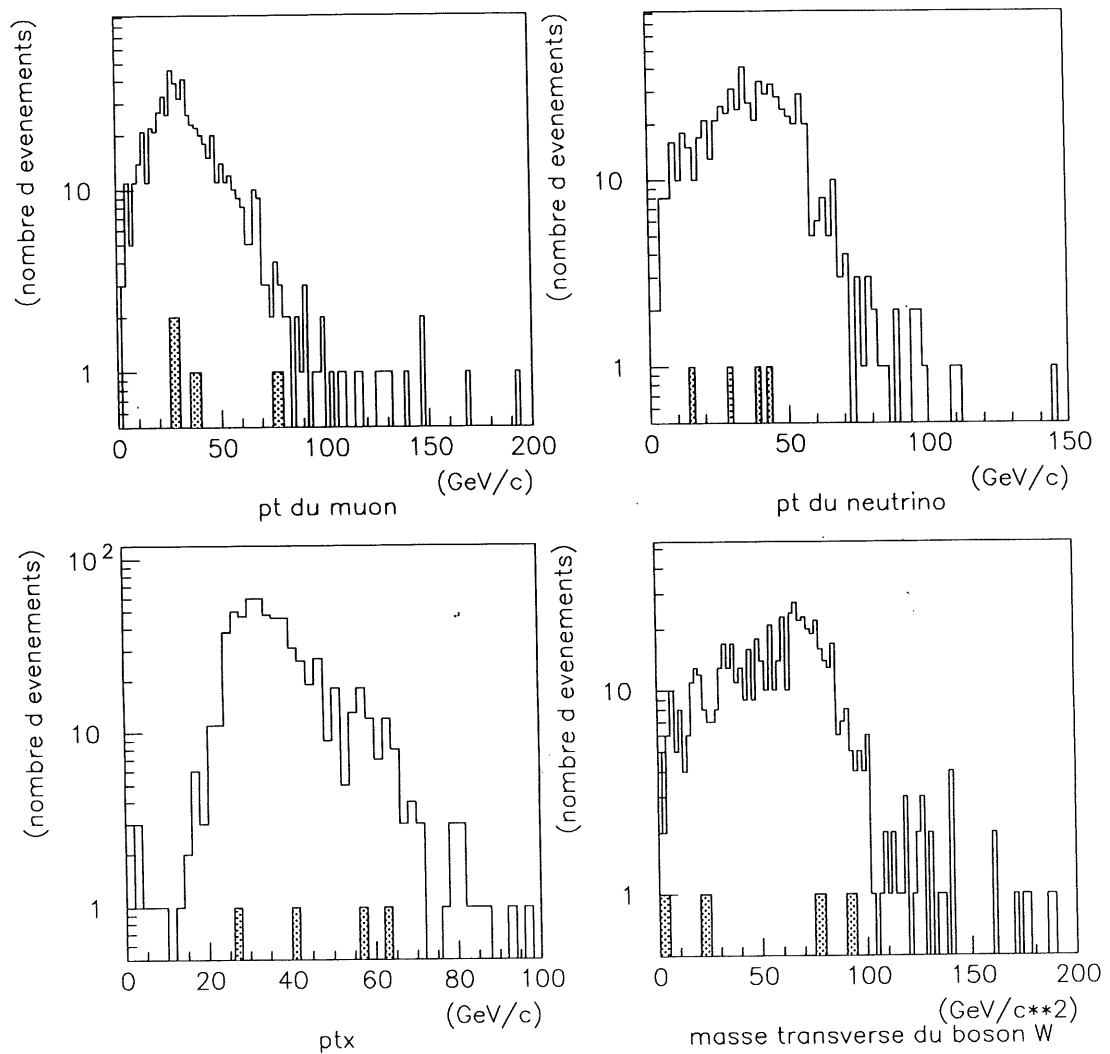


Figure 9: a) *Distribution de l'impulsion transverse du muon.*

b) *Distribution de l'impulsion transverse du neutrino.*

c) *Distribution de l'impulsion transverse du système hadronique.*

d) *Distribution de la masse transverse du boson W.*

*Toutes les distributions sont établies pour l'ensemble des événements simulés par Monte Carlo ( $W^+$  et  $W^-$ ) passant l'ensemble des critères de sélection. Les quatre événements réels sélectionnés sont représentés en gris.*

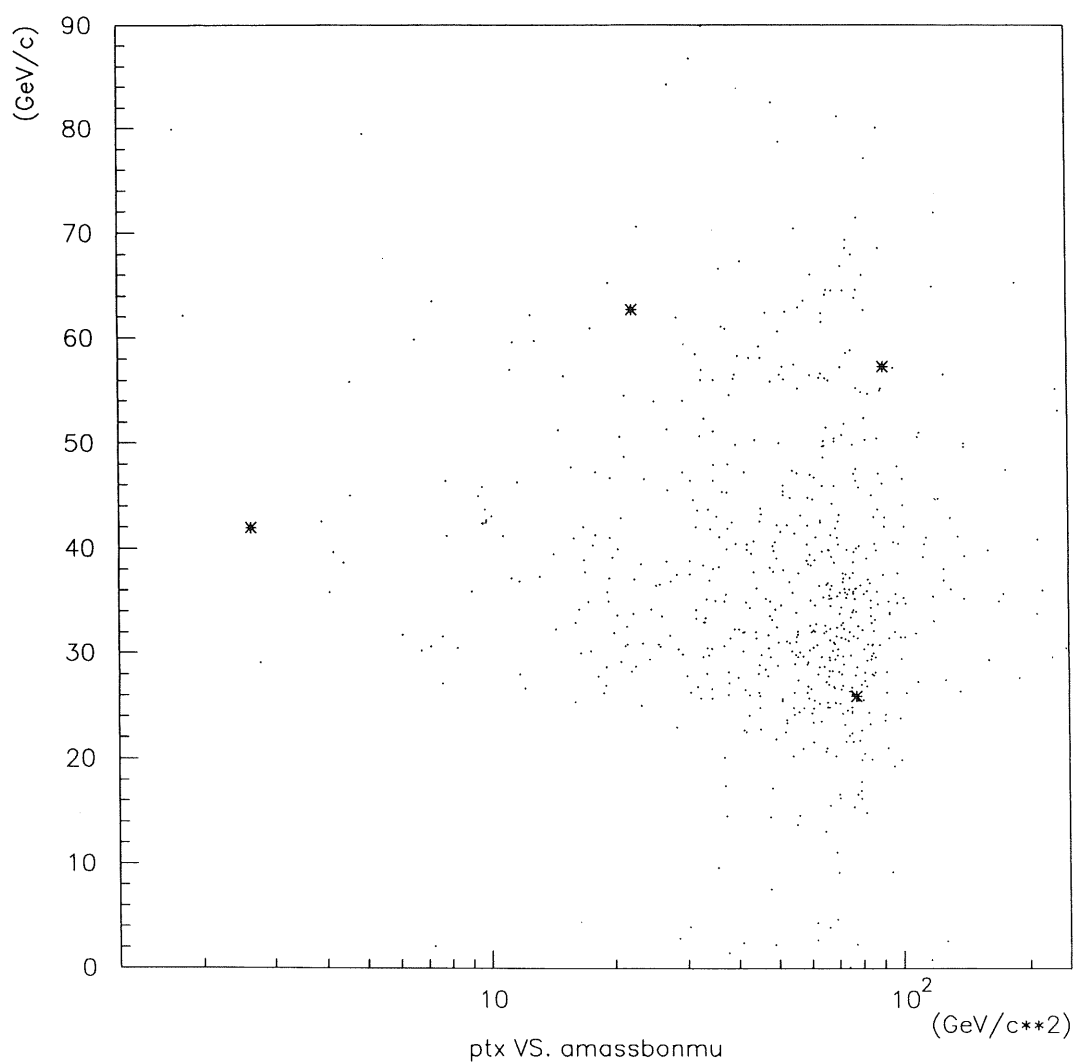


Figure 10 : Représentation de la variable  $p_x^T$  en fonction de la masse transverse du boson  $W$  ( $M_{\mu\nu}^T$ ) pour les événements simulés par Monte Carlo ( $W^+$  et  $W^-$ ) sélectionnés par les critères établis au chapitre III. Les étoiles représentent les quatre événements réels sélectionnés. Par ordre de masse croissante, il s'agit des événements des figures 5, 6, 7 et 8.

## CONCLUSION

Ce travail a été entrepris dans le but d'étudier les événements répondant au processus

$$ep \rightarrow e\mu\nu X$$

dans le cadre de l'expérience H1 à HERA, où  $\nu$  représente n'importe quelle particule non détectée dans H1, emportant une quantité significative d'impulsion transverse.

Pour étudier ce processus, nous nous sommes attardées sur la théorie de la production de bosons  $W$  réels qui constitue l'hypothèse dominante, au sein du modèle standard, concernant l'origine des événements qui nous intéressent.

Certaines difficultés ont été rencontrées durant ce travail. En particulier, la présence d'erreurs dans le code du Monte Carlo que nous avons reçu de la collaboration H1 et installé à Bruxelles, a ralenti son déroulement. De nombreuses discussions ont permis de résoudre ces difficultés.

L'utilisation du Monte Carlo EPVEC nous a permis de comprendre la cinématique des événements

$$ep \rightarrow eWX \\ \downarrow f\bar{f}$$

Nous avons ainsi pu déterminer des critères correspondants aux caractéristiques du détecteur H1 de sélection d'événements intéressants. La première coupure imposée est celle concernant  $p_{T\text{calo}}$  que nous avons pris supérieur à 25 GeV/c. Cette coupure sévère provient des critères de déclenchement des événements à courant chargé qui ont constitués notre échantillon de départ. Nous avons ensuite exigé l'identification dans le détecteur à muons d'un muon possédant une trace bien associée ( $\Delta R < 0,2$ ). Ce critère a impliqué deux coupures supplémentaires : sur l'angle polaire du muon (supérieure à  $10^\circ$ ) et sur son impulsion (supérieure à 10 GeV/c). Nous avons également demandé que le muon soit isolé, de manière à nous assurer qu'il provienne bien de la désintégration du boson  $W$ . Ceci se traduit par la requête qu'aucune trace, en-dehors de celle du muon, ne soit présente dans un cône d'ouverture 0,5 autour de la direction de ce dernier.

L'application de ces différents critères aux fichiers d'événements à courant chargé a permis de sélectionner quatre événements qui sont précisément ceux présentés par H1 dans les articles ([1], [2]). Les paramètres de ces événements donnés au chapitre 4 sont compatibles avec ceux de H1. Tout comme la collaboration de H1, nous obtenons un nombre prédit d'événements inférieur au nombre observé.

Avant de pouvoir conclure qu'il s'agit d'une nouvelle physique, il est nécessaire d'accumuler une plus grande statistique. De plus, il faudrait vérifier ce que prédit la théorie

lorsqu'on inclut les effets QCD d'ordre supérieur, toute la théorie ayant été développée, pour l'instant, à l'ordre dominant.

## APPENDICE 1 : L'ALGORITHME VEGAS

L'algorithme VEGAS de calcul d'intégrale multidimensionnelle est décrit dans l'article de Lepage "A new Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration" [15]. Le problème majeur en intégration multidimensionnelle est la croissance exponentielle accompagnant l'augmentation du nombre de dimensions pour une intégrale de volume sur lequel l'intégrand doit être découpé en morceaux.

Le principe général d'un procédé d'intégration est le suivant. Imaginons qu'on veuille résoudre l'intégrale

$$I = \int_{\Omega} dx f(x)$$

où  $f$  est une fonction de  $n$  variables,  $x = (x_1, \dots, x_n)$  et  $\Omega$  un volume. On va prendre  $M$  points au hasard à partir d'une distribution de densité  $p(x)$  sur  $\Omega$ . L'intégrale  $I$  sera approximée par

$$S^{(1)} = \frac{1}{M} \sum \frac{f(x)}{p(x)}$$

La quantité  $S^{(1)}$  tend vers  $I$  pour  $M$  allant à l'infini. Suivant le choix de ces  $M$  points, la valeur de  $S^{(1)}$  fluctue autour de la valeur de  $I$ , et les programmes essaient de minimiser la variance de la fluctuation.

L'algorithme VEGAS fonctionne suivant un processus itératif. A une dimension, on décide de prendre pour  $p(x)$  une fonction en escaliers comprenant  $N$  marches, et on souhaite évaluer l'intégrand en  $M$  points. Afin de raffiner la distribution de probabilité, on va créer des sous-intervalles à ces  $N$  morceaux. Ensuite, on regroupe certains sous-ensembles de manière à garder le nombre d'intervalles  $N$  constant. Les tailles de ces nouveaux intervalles ont été modifiées : les plus petits sont ceux qui ont la valeur de  $|f(x)|$  la plus grande c'est-à-dire qu'ils permettent de calculer avec précision l'intégrale à un endroit où elle a un accroissement rapide. Le nouveau découpage sert à l'itération suivante.

Le nombre d'itérations et d'évaluations de l'intégrand par itération dépend de la complexité de l'intégrale ainsi que la précision demandée. A  $n$  dimensions, on peut appliquer l'algorithme à une dimension le long de chaque axe.

## APPENDICE 2 : BANQUE DMUO

La banque DMUO renferme des informations relatifs aux signaux recueillis par les détecteurs à muons de H1 et à leurs reconstructions. Pour chaque information, nous donnons le numéro de la colonne où elle se trouve, son nom, si elle est réelle ou entière, ses bornes ainsi qu'un bref commentaire. La variable iptyp = 0 correspond à un muon du bouchon (ENDCAP) et iptyp = 1 à un muon central (BARREL).

| Colonne | Nom      | réel (R) ou entier (E0) | Min   | Max   | Commentaire  |
|---------|----------|-------------------------|-------|-------|--|
| 1       | QOVP     | R                       | -10   | 10    | Charge divisée par l'impulsion estimée   |
| 2       | PHAN_MU  | R                       | - PI  | + PI  | Angle azimutal de la trace dans le détecteur à muons   |
| 3       | THAN-MU  | R                       | 0     | + PI  | Angle polaire de la trace dans le détecteur à muons  |
| 4       | X0-MU    | R                       | - 500 | + 500 | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Position en x (cm) du point de passage dans le détecteur à muons si iptyp = 0</li> <li>• Angle azimutal <math>\phi</math> (en radian) du point de passage du muon dans le plan x-y du détecteur si iptyp = 1</li> </ul> |
| 5       | Y0-MU    | R                       | - 500 | + 500 | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Position en y (cm) du point de passage du muon si iptyp = 0</li> <li>• Position en z (cm) de ce point si iptyp = 1</li> </ul>   |
| 6       | Z0-MU    | R                       | - 500 | + 640 | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Position en z (cm) du point de passage du muon si iptyp = 0</li> <li>• Position en r (cm) de ce point si iptyp = 1</li> </ul>   |
| 7       | DQOVP-MU | R                       | 0     | + INF | Erreur sur QOVP-MU   |
| 8       | DPHAN-MU | R                       | 0     | + INF | Erreur sur PHAN-MU   |
| 9       | DTHAN-MU | R                       | 0     | + INF | Erreur sur THAN-MU   |
| 10      | DX0-MU   | R                       | 0     | + INF | Erreur sur X0-MU   |
| 11      | DY0-MU   | R                       | 0     | + INF | Erreur sur Y0-MU   |
| 12      | COR1-MU  | R                       | - INF | + INF | Éléments non diagonaux compressés  |
| 13      | COR2-MU  | R                       | - INF | + INF | Éléments non diagonaux compressés  |
| 14      | COR3-MU  | R                       | - INF | + INF | Éléments non diagonaux compressés  |
| 15      | COR4-MU  | R                       | - INF | + INF | Éléments non diagonaux compressés  |
| 16      | NHIT-MU  | E                       | - 100 | + 100 | Nombre total de hits<br>iptyp = 0 si nhit_mu > 0<br>iptyp = 1 si nhit_mu < 0   |
| 17      | IQUAL-MU | E                       |       |       | qualité de l'estimation de la trace  |
| 18      | T0-MU    | R                       | - 8   | + 8   | T0 à l'origine des croisements des faisceaux   |
| 19      | DT0-MU   | R                       | 0     | + 1   | Erreur sur T0-MU   |



|                                    |
|------------------------------------|
| <b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b> |
|------------------------------------|

**Introduction**

- [1] “Observation of an  $e^+p \rightarrow \mu^+X$  Event with High Transverse Momenta at HERA”  
T. Ahmet et al., H1 Collaboration  
DESY preprint 94-248.
- [2] “Observation of Events with a High Energy Isolated Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA”  
H1 Collaboration  
(Résumé de la Conférence Europhysics internationale sur la physique de haute énergie, HEP97, qui a eu lieu à Jérusalem en 1997).

**Chapitre I**

- [3] “Electroweak vector boson production in high-energy ep collisions”  
U. Baur, J.A.M. Vermaseren, et D. Zeppenfeld  
Nuclear Physics B375 (1992) 3-44.
- [4] “The production of weak intermediate bosons in e-p reactions”  
E. Gabrielli  
Modern Physics Letters A vol1 n° 8 (1996) 465-474.
- [5] “Deep inelastic production of charged vector bosons at HERA energies”  
M. Böhm, A. Rosado  
Zeitschrift für Physik C39 (1998) 275-280.
- [6] “Production of Single W Bosons in  $e^+e^-$  and e-p Collisions”  
H. Neufeld  
Zeitschrift für Physik C17 (1983) 145-151.

- [7] "Production of neutrinos at HERA"  
M.M.J.F. Janssen  
Zeitschrift für Physik C52 (1991) 165-174.
- [8] "Measuring the  $WW\gamma$  vertex in single W production at ep colliders"  
U. Baur, D. Zeppenfeld  
Nuclear Physics B325 (1989) 253-274.
- [9] "Photoproduction of charged intermediate vector bosons"  
K.O. Mikaelian  
Physical Review D17 n° 3 (1978).
- [10] "Le Monte Carlo EPVEC" est disponible chez  
U. Baur  
email : baur@ubhep.physics.buffalo.edu

## **Chapitre II**

- [11] "The tracking calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA"  
I. Abt et al., H1 Collaboration  
Nuclear Instruments and Methods section A 386 (1997) 348-396.
- [12] "The H1 forward muon spectrometer"  
H. Cronström et al., H1 Collaboration  
Nuclear Instruments and Methods section A 340 (1994) 304-308.

## **Chapitre III**

- [13] "First measurement of the charged current cross section at HERA"  
T. Ahmed et al., H1 Collaboration  
Physics Letters B324 (1994) 241-248.
- [14] "Measurement of the  $e^+$  and  $e^-$  induced charged current cross sections at HERA"  
S. Aid et al., H1 Collaboration  
Zeitschrift Für Physics C67 (1995) 565-575.

**Appendice 1**

- [15] "A New Algorithm for Adaptative Multidimensional Integration"  
G.P. Lepage  
Journal of Computational Physics 27 (1978) 192-203.

## **REMERCIEMENTS**

*J'aimerais tout d'abord remercier le Professeur Jean Sacton de m'avoir accueillie dans le service des particules élémentaires qu'il dirige.*

*Je tiens à adresser de nombreux remerciements à Pierre Marage qui m'a accompagné tout au long de l'année en me prodiguant conseils et encouragements. Les discussions que nous avons eues ensemble ont été marquées par son intérêt constant pour le sujet, son exigence et sa gentillesse.*

*Je suis très reconnaissante à Laurent Favart pour la précieuse aide qu'il m'a apportée dans ce travail, notamment dans la compréhension du Monte Carlo. Je remercie également Barbara Clerbaux pour son soutien et ses conseils.*

*Ma gratitude va ensuite à Danielle Luybaert pour tout le temps qu'elle a consacré à la dactylographie de ce mémoire, ainsi qu'à Myriam Pins et à Josée Liesen.*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à Christinel Diaconu, membre de la collaboration H1, pour m'avoir fourni les fichiers d'événements sélectionnés regroupant les candidats courant chargé, les fichiers d'événements simulés par le Monte Carlo EPVEC ainsi que le code de ce Monte Carlo dans son état initial. Je le remercie ainsi que Vincent Lemaître, également membre de la collaboration H1, pour l'échange de courrier concernant l'analyse et le Monte Carlo.*

*Enfin, je souhaite remercier Ulrich Baur qui a indirectement contribué à ce mémoire en me procurant des éclaircissements concernant son Monte Carlo.*