DEA DE PHYSIQUE SUBATOMIQUE
MODELISATION ET INSTRUMENTATION
1999/2000

SCHNEIDER Mireille

RECHERCHE DU BOSON W DANS LES COLLISIONS e^+p SUR LE DETECTEUR H1 A HERA

RAPPORT DE STAGE
sous la direction de *Cristinel DIACONU*

Juin 2000

CENTRE DE PHYSIQUE DES PARTICULES DE MARSEILLE

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR, STRASBOURG I
UNIVERSITE DE HAUTE ALSACE, MULHOUSE
IN2P3-CNRS

Table des matières

Remerciements

Je remercie tout d'abord Elie Aslanides pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire et pour tout son soutien.

Je remercie tout particulièrement mon maître de stage Cristinel Diaconu pour son encadrement, sa grande patience, sa bonne humeur et ses nombreuses explications tout au long de ce stage.

Je remercie Claude Vallée pour m'avoir intégrée au sein du groupe et pour ses nombreux conseils. Merci également à Marie-Claude Cousinou pour son aide et ses remarques pertinentes. Un grand merci aussi à Smaïn Kermiche pour sa patience à nous expliquer toutes les subtilités de l'informatique.

Je remercie également Stéphanie, Jessica, Matti et Nicolas pour leur aide fréquente et leur bonne humeur.

Je remercie enfin tout le personnel du laboratoire. Merci en particulier au personnel des services généraux, toujours prêt à rendre service, et avec le sourire en plus.

Introduction

Ces dernières années le modèle standard a été testé et vérifié avec succès auprès des grands accélérateurs, ce qui a fait de lui la théorie fondamentale de la physique des particules. Néanmoins certaines régions de l'espace de phase n'ont pas encore été explorées, et la physique à HERA se propose d'étudier ces régions cinématiques.

La nouvelle physique peut être mise en évidence à travers l'étude des événements rares du modèle standard à HERA. Ce stage a pour but d'étudier, à l'aide du détecteur H1, certains de ces événements rares, à savoir la production du boson W dans les collisions positron-proton pour une énergie dans le centre de masse de 300 et 318 GeV.

Cette étude est orientée sur les canaux leptoniques de désintégration du boson W : il s'agit de rechercher sa désintégration en lepton isolé à grande impulsion transverse. De précédentes études ont déjà montré un léger excès de ces événements par rapport aux prédictions du modéle standard, sur l'analyse des données 94-97 [1, 2]. Cette étude a pour but de vérifier si cet excès persiste après l'analyse des données 99-00. De plus, elle descend plus bas en impulsion transverse afin d'augmenter l'espace de phase.

Le principe de l'analyse est le suivant : effectuer une série de coupures appropriées sur les données afin de sélectionner le canal leptonique de désintégration du W. La comparaison du nombre d'événements entre les données et les générateurs Monte-Carlo des différents processus permet de tester la validité du modèle standard.

La première partie est consacrée à la présentation du collisionneur HERA et du détecteur H1. La seconde décrit les événements W ainsi que les autres processus rencontrés dans le détecteur. La troisième partie expose les coupures effectuées dans la recherche du W, et enfin, la quatrième partie présente les résultats obtenus ainsi que leurs interpétations possibles au delà du modèle standard.

Chapitre 1

L'accélérateur HERA et le détecteur H1

1.1 L'accélérateur HERA

HERA est un collisionneur e^-p ou e^+p de 6.3 km de circonférence en fonctionnement depuis 1992 construit sur le site de DESY à Hambourg. Il est constitué de deux anneaux indépendants mettant en collision des protons de 820 ou 920 GeV avec des électrons de 27.5 GeV.

Il abrite actuellement quatre expériences en physique des particules : H1, HERA-B, HERMES et ZEUS.

D'abord destiné à étudier la structure du proton, il permet actuellement d'étudier les événements rares du modèle standard.

1.2 Le détecteur H1

Une vue générale du détecteur est présentée sur la fig. 1.2. Depuis le point d'interaction jusqu'à la partie externe du détecteur, on distingue les sous-détecteurs suivants [3, 4, 5] :

- **Détecteurs de traces :** ce sont des chambres à dérive et chambres proportionnelles permettant la reconstruction des traces avec une résolution de 300 μm et la détermination de l'impulsion des particules de basse énergie avec une résolution $\Delta P/P = 0.003P(GeV)$.

- **Calorimètres électromagnétique et hadronique à argon liquide (LAr) :** la partie électromagnétique permet de déterminer l'énergie des électrons avec une résolution de $18\%/\sqrt{E}$. La partie hadronique mesure l'énergie des hadrons dans l'état final avec une résolution de $50\%/\sqrt{E}$. Les calorimètres sont adaptés à la mesure de l'impulsion des particules de haute énergie et à leur identification (la forme de la gerbe est en effet liée à la nature de la particule).

- **Bobine supraconductrice :** elle produit un champ magnétique de 1.15 T permettant la détermination de la charge et de l'impulsion des particules chargées dans les détecteurs de traces.

- **Fer instrumenté :** constitué de couches de fer et de "tubes à streamer" interposés, il détecte les fins de gerbes hadroniques et les muons avec une résolution spatiale de 5 à 10 mm .

- **Chambres à muons :** ce sont des chambres à fils permettant de détecter la présence des muons.

A l'avant, on distingue :

- **Bouchon calorimétrique (PLUG):** composé de couches de cuivre interposées avec des détecteurs au silicium, il mesure l'énergie des traces ou jets émis le long du tube à vide. Sa résolution en énergie est faible ($150\%/\sqrt{E}$), mais il présente une bonne résolution spatiale.

- **Spectromètre à muons :** il est constitué de chambres à dérive et d'un disque en acier fournissant un champ toroïdal permettant la mesure de l'énergie des muons de haute énergie émis vers l'avant. Sa résolution varie en fonction de leur énergie, de 24% (5 GeV) à 36% (200 GeV).

A l'arrière on trouve également un calorimètre (SPACAL) destiné à détecter les électrons et hadrons émis vers l'arrière. Il donne également une information en temps nécessaire au système de déclenchement.

D'autres sous-détecteurs secondaires constituent H1 mais ils ne seront pas directement utilisés dans la présente étude.

1.3 Le système de référence de H1

Les positions et les angles sont déterminés dans H1 à partir d'un système d'axes cartésien direct dont l'axe z est dans la direction du proton incident et l'origine au point nominal de collision au centre du détecteur (cf. fig. 1.1).

En plus des angles polaire et azimuthal θ et ϕ, on définit la pseudorapidité de la façon suivante : $\eta = -ln(tan\frac{\theta}{2})$.

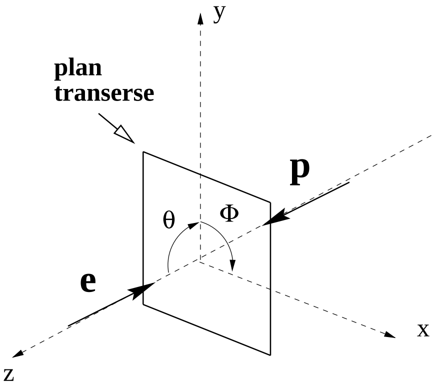

Figure 1.1: Géométrie de la collision

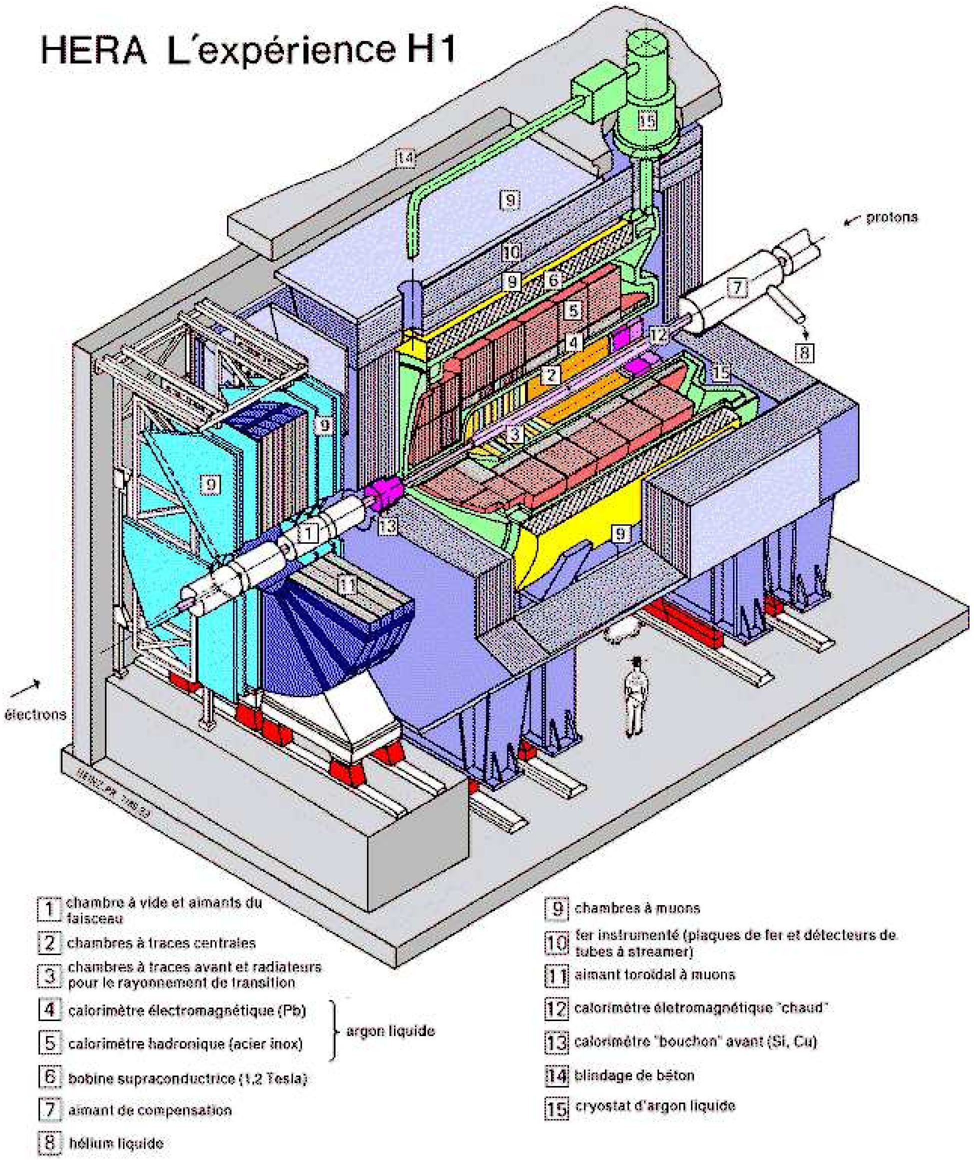

Figure 1.2: Le détecteur H1

Chapitre 2

Production du W et autres processus à HERA

2.1 Production du boson W

La section efficace de production du W est dominée par le processus dit "résolu" dans lequel un photon quasi-réel émis par l'électron fluctue en une paire quark-antiquark. L'antiquark du photon interagit avec un quark du proton pour former le boson W (cf. fig. 2.1). Celui-ci peut se désintégrer ensuite en un lepton et son neutrino [6, 7].

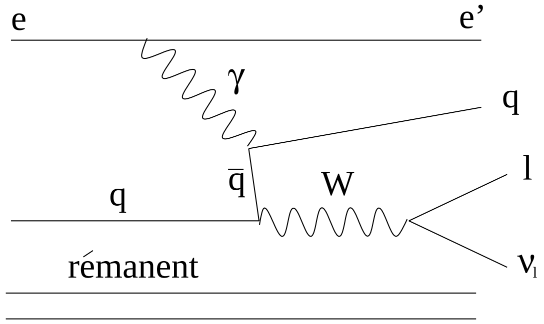

Figure 2.1: Formation et désintégration du W

L'électron ayant une énergie de 27.5 GeV et le proton une énergie de 920 GeV (820 GeV), l'énergie disponible dans le centre de masse est $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} =$ 318 GeV (300 GeV). Le domaine cinématique est donc favorable à la formation du W, de masse $m_W = 80.33\ GeV$. La production de W reste néanmoins faible, la section efficace totale de production prédite par le modèle standard étant de 1.2 pb à $\sqrt{s} = 300\ GeV$ et 1.4 pb à $\sqrt{s} = 318\ GeV$.

Le nombre total N_{prod} d'événements W attendus dans les données analysées ici (35.6 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 300\ GeV$ et 31.4 pb^{-1}à $\sqrt{s} = 318\ GeV$) est donc :

$$N_{prod} = 1.2 * 35.6 + 1.4 * 31.4 = 86.7$$

Le nombre total $N_{désint}$ d'événements W se désintégrant ensuite dans le canal leptonique est :

$$N_{désint} = N_{prod} * 2 * 10.7\% + N_{prod} * 2 * 10.7 * 17.7\% = 22.1$$

10.7% étant le rapport de branchement des désintegrations $W \to e\ \nu_e$ et $W \to \mu\ \nu_\mu$, et 17.7% celui de la désintégration $W \to \tau\ \nu_\tau$ suivie de $\tau \to \mu\overline{\nu}_\mu\nu_\tau$ ou $\tau \to e\overline{\nu}_e\nu_\tau$.

La topologie typique d'un événement de formation et de désintégration du W est présentée sur la fig. 2.2.

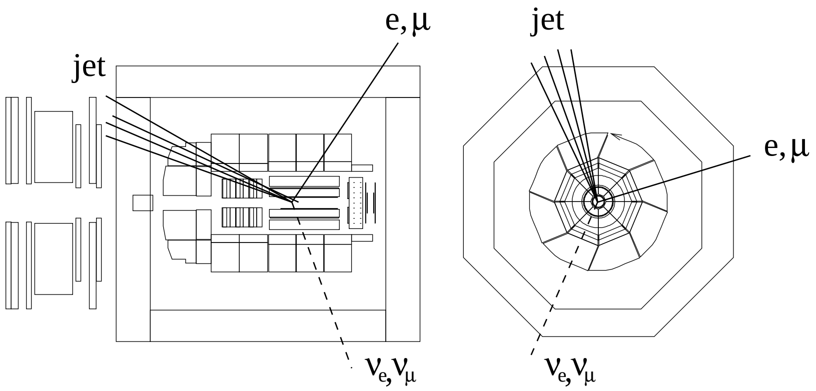

Figure 2.2: Topologie d'un événement W

Si le processus de production a lieu avec une inélasticité importante, le W acquiert une impulsion transverse non nulle et la présence dans le détecteur d'un jet issu du quark diffusé est possible (le jet est défini comme étant le flux de particules émis lors de l'hadronisation d'un quark).

Les canaux de désintégration du W recherchés ici sont les suivants :

$$\begin{cases} W \to e\ \nu_e \\ W \to \mu\ \nu_\mu \end{cases}$$

Des exemples de ces deux types d'événements sont présentés dans les annexes A.1 et A.2. La désintégration $W \to \tau\ \nu_\tau$ ne sera pas complétement reconstruite dans cette analyse, seulement les cascades $W \to \tau \to e(\mu)$ peuvent être sélectionées.

Les caractéristiques des événements W sont donc les suivantes :

- la présence d'un lepton isolé à grande impulsion transverse
- une grande impulsion transverse calorimétrique, témoignant de la présence d'un neutrino
- une masse invariante autour de 80 GeV

Le but de cette analyse est de différencier la formation du W des autres processus physiques présents dans le détecteur. Ceux-ci sont présentés dans le paragraphe suivant.

2.2 Autres processus physiques présents à HERA

Les collisions e^+p ou e^-p conduisent à différents processus physiques qui peuvent perturber la recherche des W et qu'il est nécessaire de connaître afin savoir les rejeter [8, 9].

2.2.1 Photoproduction

Dans le premier ordre de la théorie des interactions fortes, il existe deux processus de photoproduction :

- **la photoproduction directe :** c'est l'interaction entre un photon émis par l'électron incident et un gluon provenant du proton (cf. fig. 2.3.a). Elle est dominante à grande impulsion transverse.
- **la photoproduction avec photon résolu :** le photon émis par l'électron se matérialise en une paire quark-antiquark (un méson vecteur), puis il y a interaction entre le méson vecteur et un gluon du proton (cf. fig. 2.3.b).

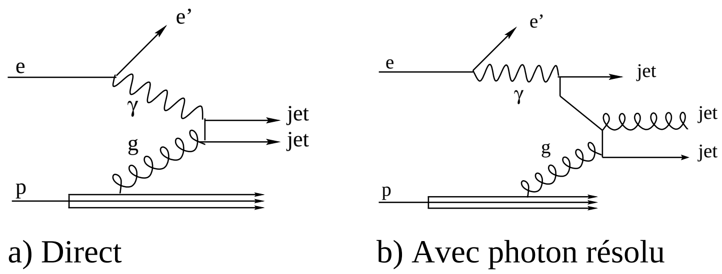

Figure 2.3: Processus de photoproduction

Les événements de photoproduction comportent donc deux jets à grande impulsion transverse. Un des jets peut fluctuer en un hadron isolé et être identifié comme un lepton. Il est possible aussi que les quarks produits soient des quarks lourds (b ou c) dont la désintégration semi-leptonique peut engendrer des leptons. De tels processus perturbent la recherche du W.

Un exemple d'événement de photoproduction est donné dans l'annexe A.3.

2.2.2 Interaction inélastique à courant neutre

L'électron interagit avec un quark du proton par l'intermédiaire d'un boson neutre (γ ou Z). Le quark diffusé donne alors un jet hadronique et l'électron est diffusé à grand angle (cf. fig. 2.4 et annexe A.4) [10].

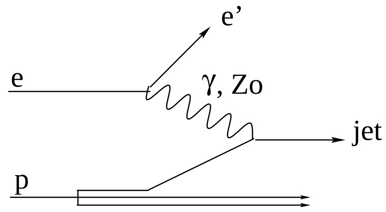

Figure 2.4: Courant neutre

Ces événements comportent un électron isolé dans l'état final, ce qui perturbe le canal électronique de recherche du W. Toutes les particules de l'état final étant détectées, ces événements sont intrinsèquement balancés. Leur impulsion calorimétrique ne sera en fait due qu'aux fluctuations de la réponse du détecteur.

2.2.3 Interaction inélastique à courant chargé

L'interaction entre l'électron et le proton se fait par l'intermédiaire d'un boson chargé ($W^{\pm}$). La voie de sortie est alors constituée d'un jet hadronique et d'un neutrino (cf. fig. 2.5 et annexe A.5) [11].

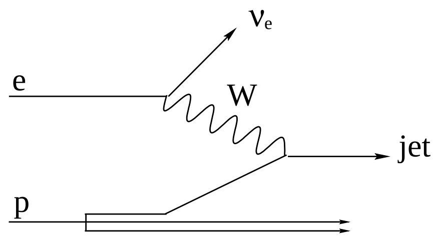

Figure 2.5: Courant chargé

Ces événements ayant un neutrino dans l'état final, ils ont une impulsion transverse intrinsèque. L'état final hadronique peut fluctuer en lepton isolé, ce qui crée du bruit dans la recherche du W. Les courants chargés perturberont surtout le canal électronique car les particules du jet sont plus susceptibles d'être prises pour des électrons que pour des muons.

2.2.4 Production de paires de leptons

Deux photons émis par l'électron et le proton interagissent pour donner une paire lepton-antilepton (cf. fig. 2.6 et annexe A.6) .

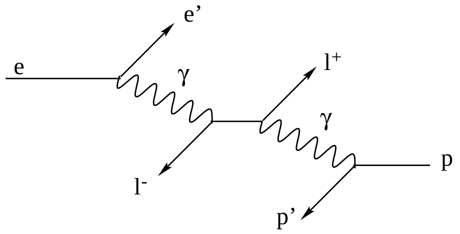

Figure 2.6: Production de paires de leptons

La production de paires e^+e^- ne conduit pas à une impulsion calorimétrique significative et ne perturbe donc pas notre analyse. Par contre, la production de paires $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ contribue dans le cas où un seul des deux leptons est détecté. Le dépôt calorimétrique est alors créé par le jet d'inélasticité ou par l'électron diffusé. Ces événements n'ont pas d'impulsion manquante intrinsèque et pourront être coupés en conséquence.

2.2.5 Evénements de fond

- **Les cosmiques:** ce sont majoritairement des muons qui traversent le détecteur (cf. annexe A.7).
- **Les halos de muons:** le faisceau de protons n'étant pas complètement pur, il peut comporter des muons qui traversent le détecteur en même temps que les protons (cf. annexe A.8).
- **Interaction faisceau-gaz :** le vide n'étant pas parfait dans le tube, certaines molécules du gaz résiduel peuvent interagir avec le faisceau (cf. annexe A.9).

Chapitre 3

Sélection des événements W

Les processus pouvant engendrer des événements à lepton isolé, susceptibles de perturber la recherche du W, ont des sections efficaces très importantes. A titre d'exemple, la section efficace des courants neutres de $Q^2 > 100\ GeV^2$ (carré de l'impulsion transférée) est de $\sim 5700\ pb$, soit trois ordres de grandeur de plus que celle du W.

Pour réduire le fond tout en conservant une bonne efficacité de détection des W, nous sommes amenés à faire une analyse basée sur un ensemble important de coupures sur des variables topologiques et cinématiques. Ce chapitre a pour but d'expliciter ces différentes coupures ainsi que leur optimisation.

3.1 Variables utilisées

Les principales caractéristiques des événements sont calculées à partir des dépôts calorimétriques et des traces chargées mesurées par les détecteurs de traces. Ce paragraphe est destiné à exposer ces différentes quantités.

3.1.1 Variables globales de l'événement

- P_T^{cal} : impulsion transverse calorimétrique totale

  Elle est calculée à l'aide du calorimètre à argon liquide, du calorimètre arrière et du fer instrumenté de la façon suivante :

$$P_T^{cal} = \sqrt{\Big(\sum_{D\acute{e}p\hat{o}ts} P_x\Big)^2 + \Big(\sum_{D\acute{e}p\hat{o}ts} P_y\Big)^2}$$

  Elle permettra de sélectionner les événements à grande impulsion transverse, caractéristiques de la présence d'un neutrino.

- P_T^e : impulsion transverse de l'électron, mesurée par le calorimètre électromagnétique.

- P_T^X : impulsion transverse du système hadronique X de l'événement.

  Elle est calculée en retranchant à P_T^{cal} l'impulsion de tous les dépots calorimétriques des leptons isolés (électron et muon) de l'événement :

$$\overrightarrow{P_T^X} = \overrightarrow{P_T^{cal}} - \sum_{Leptons} \overrightarrow{P_{T(cal)}^l}$$

  Elle sera nécéssaire pour renforcer la coupure en impulsion transverse, ainsi que pour rejeter les événements élastiques, pour lesquels il n'y a pas de jet dans l'état final.

- P_T^{miss} : impulsion manquante.

  L'impulsion manquante P_T^{miss} est égale à l'impulsion transverse totale P_T^{cal} de l'événement dans le cas où il ne contient aucun muon. Mais en cas de présence d'un muon, celui-ci ne déposant pas dans le calorimètre, il est nécessaire de corriger l'impulsion du calorimètre afin de prendre en considération toutes les particules de l'événement. Pour les muons, l'impulsion mesurée par le calorimètre à argon liquide et le fer instrumenté est remplacée par celle donnée par les détecteurs de traces, seuls capables de mesurer l'énergie des muons :

$$\overrightarrow{P_T^{miss}} = \overrightarrow{P_T^{cal}} - (\overrightarrow{P_{T\mu}^{LAr}} + \overrightarrow{P_{T\mu}^{fer}}) + \overrightarrow{P_{T\mu}^{track}}$$

  Une coupure sur P_T^{miss} en plus de P_T^{cal} sera donc utile dans le canal muon.

- $E - P_z$: différence entre l'énergie totale calorimétrique de l'événement et son impulsion longitudinale.

  Dans l'etat initial e^+p, on démontre que $E - P_z = 2E_e = 2 * 27.5 = 55\ GeV$. Si toutes les particules de l'état final sont détectées, on retrouve alors $E - P_z = 55\ GeV$, ce qui est le cas pour les interactions à courant neutre, aux fluctuations près. A l'opposé, dans le cas de la formation et de la désintrégration du W, il y a émission d'un neutrino et on détecte alors un $E - P_z$ plus faible. Cette variable sera donc utilisée pour rejeter les événements courant neutre.

- $\Delta\phi_{jet}$: angle entre le jet et la trace considérée (acoplanarité).

  Cette variable sera nécessaire pour couper les événements balancés en impulsion, pour lesquels le jet et le lepton sont émis dans des directions opposées en ϕ.

- $\Delta\phi_Y$: angle entre le système Y et la trace.

  Le systéme Y est défini comme étant l'ensemble des traces de l'événement auxquelles sont retranchées les traces muoniques.

  Pour un événement élastique de production de paires, l'état final n'est parfois constitué que de l'électron diffusé et d'un des deux muons (l'autre échappant à la détection). Son système hadronique X est donc inexistant et la coupure en $\Delta\phi_{jet}$ est alors aléatoire. C'est pourquoi on coupera préférentiellement sur la variable $\Delta\phi_Y$ dans le canal muon : le système Y est ici l'électron diffusé, on rejettera donc les événements pour lesquels le muon et l'électron sont dans des directions opposées. Cette coupure sera efficace également pour le rejet des cosmiques.

- $S = V_p/V_{ap}$
  V_p et V_{ap} sont les projections des impulsions des dépôts calorimétriques dans les directions respectivement parallèle et anti-parallèle à la direction de l'impulson manquante. La variable S permettra de rejeter les interactions à courant neutre et la photoproduction. En effet :

  - **Pour les courants chargés et le W :**
    L'électron et le jet sont tous les deux émis pour la plupart du temps dans la direction opposée à celle du neutrino : l'impulsion sera alors concentrée dans la direction anti-parallèle et donc $S \rightarrow 0$.
  - **Pour les courants neutres et la photoproduction:**
    L'impulsion manquante n'étant pas due ici à la présence d'un neutrino mais à un défaut de détection, la projection des impulsions est équivalente dans les directions parallèle et anti-parallèle et donc $S \rightarrow 1$.

  Les variables P_T^{miss}, $E - P_z$, $\Delta\phi_{jet}$ et S seront utilisées afin de couper les courants neutres. La fig. 3.1 présente la distribution de ces variables pour les données[1] de H1 comparées à la simulation Monte-Carlo de courants neutres et de production du W.

- $\Delta\phi_{PLUG}$: angle entre la direction de l'impulsion calorimétrique et celle du jet mesurée par le bouchon.

  Cette variable permettra de rejeter les courants neutres pour lesquels le jet se retrouve dans le bouchon calorimétrique.

- $\zeta = 2E_eE'_e(1 + cos\theta)$ (variable définie si le lepton est un électron) :

  Avec :

[1] Pour cette étude , une sélection des événements courant neutre a été faite avec $P_T^e > 10\ GeV$ et $Q^2 > 1000\ GeV$ sur les données 1994-1997 (35.6 pb^{-1})

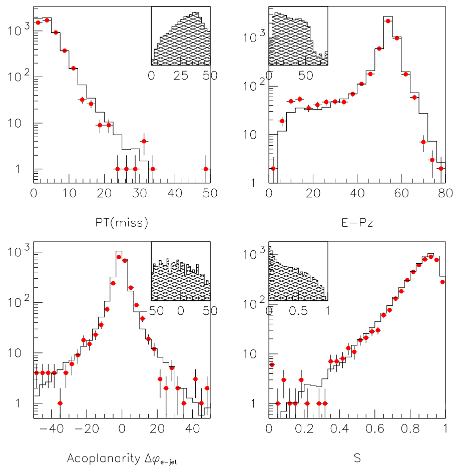

Figure 3.1: Distribution de P_T^{miss}, $E-P_z$, $\Delta\phi_{jet}$ et S pour le Monte-Carlo courant neutre (en blanc), les données (points) et le Monte-Carlo W (en noir)

- E_e : énergie du faisceau d'électrons
- E'_e : énergie de l'électron dans l'état final

Dans le cas des courants neutres, pour lesquels l'interaction se fait par l'intermédiaire d'un photon virtuel, ζ est égal au carré de l'impulsion transférée Q^2.

3.1.2 Variables liées à l'identification des leptons

- P_T^{track} : impulsion transverse de la trace, mesurée par les détecteurs de traces.

  Cette variable sera utilisée pour sélectionner les événements contenant un lepton de grande énergie.

- E_{LAr} : énergie déposée par la trace dans le LAr.

  Les muons déposant très peu d'énergie dans le LAr, cette variable permettra de distinguer les muons des électrons et des hadrons.

- E_{Fer} : énergie déposée par la trace dans le fer instrumenté.

  Les muons interagissant très peu avec la matière, il parviennent jusqu'au fer instrumenté, contrairement aux électrons et hadrons qui sont en grande partie arrêtés dans le calorimètre. Cette variable permettra donc également de différencier les muons des électrons et des hadrons.

- D_{jet} : distance entre la trace à grand P_T et le jet de hadrons le plus proche :

$$D_{jet} = \sqrt{(\Delta\eta_{track\ high\ P_T - jet})^2 + (\Delta\phi_{track\ high\ P_T - jet})^2}$$

- D_{track} : distance entre la trace à grand P_T et la trace la plus proche :

$$D_{track} = \sqrt{(\Delta\eta_{track\ high\ P_T - track})^2 + (\Delta\phi_{track\ high\ P_T - track})^2}$$

  La fig. 3.2 présente les distributions de D_{jet} et D_{track} pour les Monte-Carlo du W et des courants chargés : on constate que l'isolation de la trace est conséquente pour le W alors qu'elle est nulle pour les courants chargés. En effet, on a vu que pour ces derniers, le lepton émis est dans le jet, il n'est donc pas isolé.

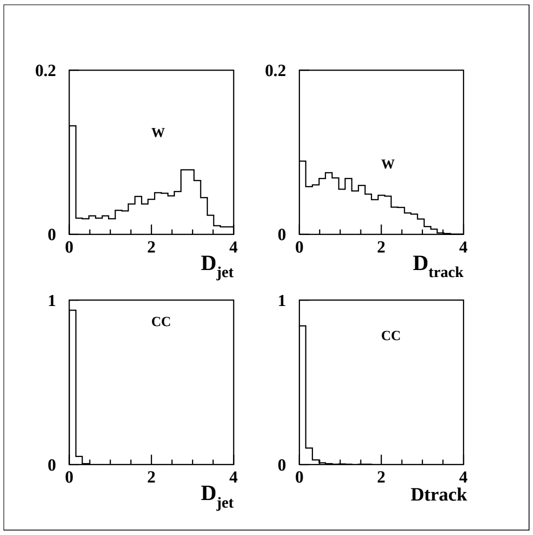

Figure 3.2: Distribution de D_{jet} et D_{track} des traces avec $P_T > 10\ GeV$ pour les Monte-Carlo du W et des courants chargés (CC)

- $R = E_{cône(1rad)}/E_e$

  $E_{cône(1rad)}$ et E_e représentent l'énergie de l'électron mesurée dans le calorimètre de la façon suivante : l'énergie $E_{cône(1rad)}$ est calculée dans un cône de 1 rad autour de la trace, tandis que l'énergie E_e est déterminée à partir du dépôt calorimétrique. Le rapport R tend vers 1 si la trace est isolée. Dans le cas contraire, un jet peut déposer dans le cône, et l'énergie $E_{cône(1rad)}$ est alors plus élevée. R devient ainsi supérieur à 1. Il permettra par conséquent de caractériser l'isolation de la trace.

  Les variables D_{jet}, D_{track} et R seront donc utilisées pour la sélection des événements à lepton isolé.

- N_μ : nombre de traces muoniques identifiées dans le spectromètre à muons dans un cône de $R = 0.5\ rad$ autour de la trace.

  Il permettra de sélectionner le canal muonique de désintégration du W.

- z_{track} : coordonnée longitudinale de la trace.

  Elle sera nécessaire pour couper les événements pour lesquels la trace est dirigée vers un trou en z du calorimètre.

  En effet, le calorimètre étant assemblé en plusieurs morceaux, il est constitué de trous le long de la direction z (cf. fig. 3.3) et les événements où une particule tombe dans un de ces trous doivent être rejetés. En effet, une telle particule ne dépose pas son énergie dans le calorimètre mais dans le détecteur à muons : l'impulsion calorimétrique est alors faussée et la particule est considérée comme un muon.

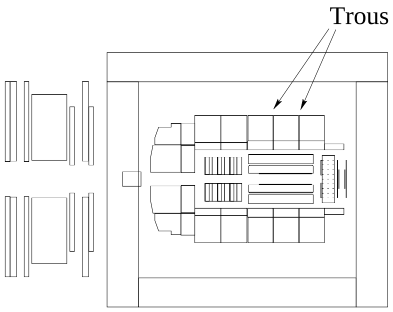

Figure 3.3: Vue longitudinale

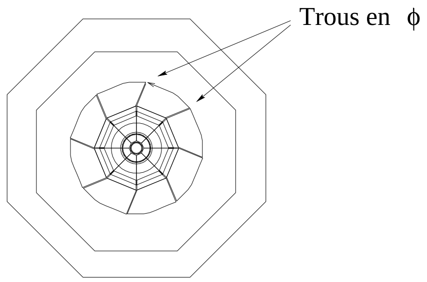

Figure 3.4: Vue transversale

  Si la direction de la particule est très différente de celle du trou, elle est arrêtée par le calorimètre et il n'est alors pas nécessaire de couper l'événement : seulement deux trous doivent être considérés, et le domaine angulaire de cette coupure peut être limité aux traces qui arrivent environ perpendiculairement à la face du calorimètre.

- $\Delta\phi_{crack}$: angle entre la trace considérée et un trou en ϕ du détecteur.

  Cette variable permettra de rejeter les événements pour lesquels une trace tombe dans un trou en ϕ du détecteur. Dans ce cas, l'électron dépose dans le calorimètre hadronique au lieu du calorimètre électromagnétique et est donc pris pour un hadron (cette coupure sera inutile dans le canal muon car les trous en ϕ sont orientés de telle façon que la particule s'arrête toujours dans le calorimètre (cf. fig. 3.4)).

  Cette coupure ne sera pas nécessaire à l'avant car il n'y a pas de trous en ϕ à l'avant.

3.2 Coupures générales

La désintégration du W peut engendrer les leptons chargés des trois familles : électron, muon et tau. Cette étude sera concentrée sur la recherche des canaux électronique et muonique seulement ($W \to \tau \to e, \mu$ inclus).

Les coupures présentées dans ce paragraphe sont celles communes aux deux canaux.

3.2.1 Impulsion transverse dans le calorimètre

Seuls les événements à grande impulsion transverse seront sélectionnés ici. En effet :

- On élimine ainsi la majeure partie du bruit de fond qui se situe à faible énergie, à savoir les courants neutres et la photoproduction (ce sont en effet des événements dont l'impulsion transverse n'est due qu'à des fluctuations de la réponse du détecteur).
- La désintégration du W produit un lepton chargé et son neutrino. Celui-ci interagissant très peu avec la matière, il n'est pas détecté : les événements qui nous intéressent ont donc une impulsion manquante, ce qui se traduit par une impulsion transverse calorimétrique non nulle.

On impose donc : $P_T^{cal} > 12\ GeV$.

3.2.2 Identification des leptons isolés

La désintégration du W produit un lepton isolé de grande impulsion transverse. Les leptons sont identifiés comme des traces de grande énergie satisfaisant aux coupures suivantes :

- **Impulsion transverse :**

  Le lepton produit lors de la désintégration du W est à grande impulsion transverse, on impose donc :

  $P_T^{track} > 10\ GeV$

- **Isolation :**

  Afin de ne pas confondre le lepton provenant de la désintégration du W avec un lepton provenant de la désintégration d'une particule appartenant à un jet, on demande que la trace soit isolée par rapport au jet :

  $D_{jet} > 0.5\ rad$

- **Domaine angulaire :**

  Les particules émises vers l'arrière du détecteur sont mal mesurées par le calorimètre arrière, ce qui crée une impulsion manquante artificielle et permet au bruit de passer la coupure en P_T^{cal}. Il est en de même pour les particules émises très à l'avant, détectées par le bouchon calorimétrique. Pour s'affranchir de tels événements, une coupure angulaire est donc nécessaire :

  On ne sélectionne que les événements tels que : $10° < \theta < 140°$

- **Trous en z du calorimètre :**

  Si une trace vérifie :

  $85° < \theta < 95°$ et $z_{track} = -62.13 \pm 2.5\ cm$ ou $z_{track} = 23.17 \pm 2\ cm$

  alors l'événement est rejeté.

3.2.3 Coupures de qualité

- **Rejet des cosmiques et halos de muons :**

  On applique ici des algorithmes de recherche de bruit de fond ou *background finders* destinés à reconnaître ce type d'événements et à le rejeter [12, 13]. Leur nombre est variable et il s'agit de le limiter afin de couper suffisamment de bruit de fond sans diminuer l'acceptance de la production des W.

  Ici, neuf *background finders* sont appliqués, avec une inefficacité sur la production de W inférieure à 1%.

- **Coupure sur la position du vertex de l'interaction:** Le point d'interaction (vertex primaire) est reconstruit dans chaque événement à l'aide des détecteurs de traces. A cause de la taille finie des paquets de protons dans HERA (1m) la position en z du vertex primaire est distribuée sur une gaussienne de $\sigma = 12\ cm$ autour de la position nominale au centre de H1. Pour rejeter les bruit de fond et les interactions secondaires nous ne gardons que les événements qui vérifient $|z_{vertex} - z_{nominal}| < 40\ cm$.

3.3 Sélection du canal électron

- **Identification de l'électron :**

  L'électron est identifié à l'aide de deux algorithmes de recherche spécifiques (*electron-finders*) : si l'un ou l'autre identifie un électron devant la trace isolée, alors l'événement est sélectionné.

- **Renforcement de l'isolation :**

  Afin de rejeter les courants chargés, il est nécessaire de renforcer le critère d'isolation de la trace. En effet, pour un courant chargé, le lepton détecté provient de la fluctuation d'un jet et n'est donc pas isolé.

  Il sera donc demandé que la trace soit isolée par rapport à toute autre trace, en imposant un critère sur D_{track}. De plus, il est demandé à ce que l'énergie mesurée par les détecteurs de traces ne soit pas à plus de 6% supérieure à celle mesurée par le calorimètre, soit $R = E_{c\hat{o}ne(1rad)}/E_e < 1.06$, ce qui, comme on l'a vu, renforce l'isolation de la trace.

  Il n'est pas nécessaire d'être aussi restrictif pour les électrons de grand P_T que pour ceux de faible P_T car l'impulsion transverse de l'électron est plus faible pour les courants chargés que pour les événements W. On impose donc :

  - pour $P_T^e < 20\ GeV$: $D_{track} > 0.5\ rad$ et $R < 1.06$
  - pour $P_T^e > 20\ GeV$: $D_{track} > 0.5\ rad$ ou $R < 1.06$

Dans le canal électron, le bruit est dominé par les interactions inélastiques à courant neutre, et les coupures suivantes sont destinées à rejeter de tels événements.

- **Trous en ϕ du calorimètre :**

  Les événements tels que :

  $\theta > 20°$ et $\Delta\phi_{crack} < 2°$ (angle entre la trace et un trou en ϕ)

  sont rejetés.

- **Impulsion manquante :**

  Même dans le canal électron, les événements de bruit de fond peuvent contenir un muon, c'est pourquoi il n'y a pas toujours $P_T^{miss} = P_T^{cal}$ et une coupure supplémentaire en P_T^{miss} est utile : les courants neutres et les événements dileptons ont en effet un P_T^{miss} très faible car ils ne contiennent pas de neutrinos.

  On impose donc $P_T^{miss} > 10\ GeV$

Les coupures suivantes sont séparées pour les événements à grande et petite impulsion transverse : en effet, on sera plus restrictif à bas P_T car c'est là que se trouve la majorité des interactions à courant neutre, alors que les événements W se trouvent à grand P_T. Cette modulation des coupures en fonction de P_T permet d'optimiser l'efficacité de l'analyse tout en rejetant un maximum de bruit physique.

- $E - P_z$:

  On a vu que pour les interactions à courant neutre, $E - P_z$ était centré sur 55 GeV alors que les interactions à courant chargé et les événements W ont un $E - P_z$ plus faible en raison de la présence d'un neutrino dans l'état final. On impose donc :

  - Si $P_T^{cal} > 25\ GeV$: $E - P_z < 50\ GeV$
  - Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$: $E - P_z < 40\ GeV$

- **Acoplanarité :**

  Les événements courant neutre ne contenant pas de neutrinos, ils sont balancés en impulsion : le jet et l'électron sont émis dans des directions opposées dans le plan transverse. La différence $\Delta\phi_{jet}$ entre l'angle du jet et celui de l'électron est alors centrée sur π. Par convention, on applique une transformation angulaire telle qu'elle soit centrée sur 0. On impose donc :

  - Si $P_T^{cal} > 25\ GeV$: $|\Delta\phi_{jet}| > 5°$
  - Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$: $|\Delta\phi_{jet}| > 30°$

- **Rapport V_p/V_{ap} :**

  On a vu que pour les courants chargés et les événements W : $S \rightarrow 0$, alors que pour les courants neutres : $S \rightarrow 1$. Pour rejeter de tels événements, on impose donc :

  - Si $P_T^{cal} > 25\ GeV$: $S < 0.4$
  - Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$: $S < 0.3$

- **Bouchon calorimétrique :**

  Beaucoup d'interactions à courant neutre passent les précédentes coupures en raison du fait que le jet tombe dans le bouchon calorimétrique. Celui-ci mesure en effet très mal l'impulsion des particules et crée ainsi une impulsion manquante.

  Si l'impulsion y était bien mesurée, on aurait, par conservation de l'impulsion, pour les interactions à courant neutre :

$$\overrightarrow{P_T^{cal}} + \overrightarrow{P_T^{PLUG}} = \overrightarrow{0}$$

Mais $P_T^{cal} \neq P_T^{PLUG}$ d'où une impulsion manquante.

Les angles étant très bien mesurés par le bouchon, la coupure doit être appliquée en considérant les angles et non l'énergie dans le bouchon. Afin de rejeter de tels événements, on demande donc que la différence $\Delta\phi_{PLUG}$ entre la direction de l'impulsion calorimétrique et celle du jet mesurée par le bouchon, ne soit pas centrée sur π, c'est-à-dire 0 après la transformation des angles :

On ne sélectionne que les événements tels que :

Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$: $|\Delta\phi_{PLUG}| > 25°$ (cette coupure est inutile à grand P_T^{cal}).

- **Variable cinématique ζ :**

  On a vu que pour les courants neutres, ζ est équivalente à l'impulsion transférée Q^2. Comme leur section efficace diminue avec Q^2, ils ont en général de faibles valeurs de ζ. A l'opposé, les leptons émis lors de la désintégration du W ont de grandes valeurs de ζ. Il sera donc possible de couper une partie des courants neutres en ne sélectionnant que les événements à grandes valeurs de ζ.

  On impose donc $\zeta > 500\ GeV^2$

3.4 Sélection du canal muon

- **Identification du muon :**

  Un muon est caractérisé par un dépôt d'énergie dans le fer instrumenté ou par l'identification d'une bonne trace dans le spectromètre à muons, ainsi que par une faible énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide.

  On impose donc :

  - $E_{Fer} > 0$ ou $N_\mu > 0$
  - $E_{LAr} < 8\ GeV$

  Pour éviter les faux muons qui peuvent apparaître du fait que la partie arrière de H1 est moins équipée en calorimètres hadroniques, les traces dont $\theta > 90°$ qui n'ont pas traversé au moins la moitié de la section hadronique du LAr sont rejetées.

  Dans ce canal, les bruits de fond sont divers et chaque coupure est caractéristique de la présence d'un bruit donné. Les principaux bruits ici sont les cosmiques, halos de muons, photoproduction et production de paires de muons.

- **Renforcement de l'isolation :**

  En plus d'être isolée de tout autre jet, on demande à ce que la trace soit isolée par rapport à toute autre trace.

  On impose donc : $D_{track} > 0.5\ rad$

- **Renforcement des** *background finders :*

  Le canal muon est bien plus sensible à la présence de cosmiques et de halos, ceux-ci étant constitués de muons, c'est pourquoi il est nécessaire de rajouter quatre *background finders* à la sélection.

- **Impulsion manquante :**

  Comme pour le canal électron, on ne considère que les événements à grand P_T^{miss} qui caractérisent la présence d'un neutrino :

  On impose $P_T^{miss} > 10\ GeV$

- **Impulsion du système hadronique :**

  Une coupure sur P_T^{cal} a été effectuée afin de sélectionner les événements à grande impulsion transverse. Or, si dans cet événement il y a émission d'un muon ou d'un électron dans la même direction que celle du jet, comme il dépose de l'énergie dans le calorimètre hadronique, il augmente le P_T^{cal} et l'événement est injustement sélectionné. Pour rejeter ces événements, il faut donc ajouter une coupure sur l'impulsion du système hadronique X, qui n'est pas perturbée par la présence d'une trace isolée.

  On ne sélectionne que les événements tels que $P_T^X > 12\ GeV$.

  Cette coupure rejettera également les événements élastiques : en effet, de tels événements n'étant constitués que de traces isolées, le système X n'est dû qu'au bruit du détecteur et a donc un P_T^X très faible.

- $\Delta\phi_Y$ **:**

  Pour rejeter les événements élastiques de production de paires de muons et les cosmiques, on impose :

  $|\Delta\phi_Y| > 15°$ pour $P_T^{cal} < 25\ GeV$

  Cette coupure est effectuée à bas P_T^{cal} car les événements dimuons n'ont pas d'impulsion manquante intrinsèque.

- **Rejet des paires de muons :**

  L'événement ne doit être constitué que d'une trace muonique isolée : la production de paires de muons est ainsi partiellement rejetée. Les critères d'identification d'une trace muonique sont les suivants :

- $D_{jet} > 0.5\ rad$
- $E_{LAr} < 5\ GeV$
- Pour $2\ GeV < P_T^{track} < 5\ GeV$:
  L'identification du muon se fait par un lissage combiné de la trace centrale avec la trace détectée par le détecteur à muons.
- Pour $P_T^{track} > 5\ GeV$:
  - identification du muon comme ci-dessus
  - ou $E_{Fer} > 5\ GeV$
  - ou $N_\mu > 0$

La sélection doit en effet être moins restrictive à grande impulsion transverse car les muons provenant des événements W sont de grande énergie et il faut éviter de les couper.

Un résumé des différentes coupures appliquées dans les canaux électronique et muonique est donné dans les annexes B.1 et B.2.

Chapitre 4

Résultats

Ce chapitre expose les résultats obtenus dans les deux canaux de désintégration du W après la sélection décrite dans le chapitre précedent.

4.1 Taux d'événements

Les données analysées ici sont les données e^+p acquises durant les années 1994 à 1997 et les années 1999 et 2000. L'énergie des protons est respectivement de 820 GeV et 920 GeV pour les données 94-97 et 99-00. La luminosité totale analysée est de 67 pb^{-1}.

Il s'agit maintenant de comparer les données expérimentales aux prédictions du modèle standard, caractérisées par les Monte-Carlo des différents processus.

4.1.1 Canal électron

Les données et les taux d'événements prédits par les Monte-Carlo sont présentés sur la distribution de l'impulsion transverse du système hadronique (cf. fig. 4.1).

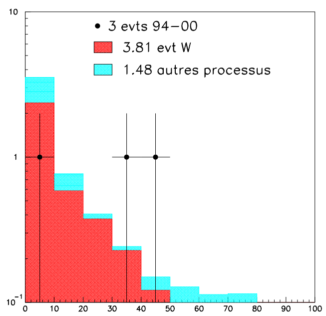

Figure 4.1: P_T^X, canal électron

Trois candidats $W \rightarrow e\nu_e$ ont été selectionnés dans les données contre 3.81 prédits. Il persiste un taux de bruit de fond de 1.48 dominé par les courants neutres. Le taux expérimental d'événements $W \rightarrow e\nu_e$ est donc compatible à 1 σ (avec $\sigma = \sqrt{N}$) avec la prédiction Monte-Carlo.

L'évolution du taux d'événements en fonction de P_T^X est présentée dans le tableau 4.1.

Electron	Données	Prédictions du MS	W	Bruit de fond
$P_T^X > 0\ GeV$	3	5.29	3.81	1.48
$P_T^X > 12\ GeV$	2	1.60	1.30	0.30
$P_T^X > 25\ GeV$	2	0.76	0.63	0.13
$P_T^X > 40\ GeV$	1	0.32	0.24	0.08

Tableau 4.1: Taux observés et prédits

4.1.2 Canal muon

Huits candidats $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ ont été sélectionnés contre 1.48 prédits (cf. fig 4.2). Le taux de bruit de fond résiduel est de 0.59. Il est dominé par la production de paires de muons. On constate un excès d'événements $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ par rapport à la prédiction du modèle standard.

La variation du taux d'événements des différents processus en fonction de P_T^X est présentée dans le tableau 4.2.

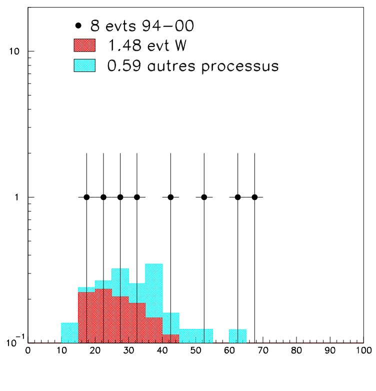

Figure 4.2: P_T^X, canal muon

Muon	Données	Prédictions du MS	W	Bruit de fond
$P_T^X > 12\ GeV$	8	2.07	1.48	0.59
$P_T^X > 25\ GeV$	6	1.44	0.94	0.50
$P_T^X > 40\ GeV$	4	0.52	0.40	0.12

Tableau 4.2: Taux observés et prédits

4.2 Efficacité du W

L'efficacité du W est calculée à partir des générateurs Monte-Carlo du W. Elle est définie par :

$$\varepsilon = \frac{N_{after}^{P_T^X > P_T^X(cut)}}{N_{before}^{P_T^X > P_T^X(cut)}}$$

$N_{before}^{P_T^X > P_T^X(cut)}$ et $N_{after}^{P_T^X > P_T^X(cut)}$ étant respectivement les nombres d'événements avant et après coupures, avec P_T^X supérieur au P_T^X considéré.

Dans le canal électron, l'efficacité globale obtenue est de 36.4%. Le tableau 4.3 présente son évolution en fonction de la coupure en P_T^X. A grand P_T^X, on constate qu'elle est constante et environ égale à 30% .

Electron	Efficacité
$P_T^X > 0\ GeV$	36.4
$P_T^X > 12\ GeV$	30.6
$P_T^X > 25\ GeV$	28.6
$P_T^X > 40\ GeV$	29.2

Tableau 4.3: Efficacité du W, canal électron

Dans le canal muon, l'efficacité obtenue est de 13.5%. Son étude en fonction de la coupure en P_T^X est donnée dans le tableau 4.4. On constate qu'elle augmente lorsque le critère sur P_T^X augmente. En effet, l'inefficacité des coupures diminue à grand P_T^X dans ce canal.

L'efficacité de détection de $W \to \tau\nu_\tau$ est de 2.6% dans le canal électron et de 2.2% dans le canal muon. La différence d'efficacité entre les deux canaux est due à la coupure sur P_T^{cal} qui agit comme une coupure sur P_T^X dans le canal muon parce que le muon dépose très peu dans le calorimètre. C'est pourquoi l'efficacité totale est si faible dans ce canal. La coupure sur P_T^{cal} enlève la plupart des événements $W \to \mu\nu_\mu$ car la production de W est rarement accompagnée de jets à grand P_T..

Muon	Efficacité
$P_T^X > 0\ GeV$	13.5
$P_T^X > 12\ GeV$	32.5
$P_T^X > 25\ GeV$	42.1
$P_T^X > 40\ GeV$	48.4

Tableau 4.4: Efficacité du W, canal muon

Pour $P_T^X > 25\ GeV$, les efficacités des deux canaux sont comparables.

4.3 Contrôle des résultats

Afin de vérifier la fiabilité des coupures et des Monte-Carlo, il est nécessaire de relâcher certaines coupures et d'observer la forme des distributions des variables sur lesquelles sont basées ces coupures, pour s'assurer du bon accord entre la prédiction et les résultats expérimentaux.

4.3.1 Canal électron

En supprimant les coupures en $E - P_z$, $\Delta\phi_{jet}$ et $\Delta\phi_{PLUG}$, on obtient les histogrammes de contrôle présentés dans les fig. 4.3, 4.4 et 4.5.

Les taux d'événements obtenus sont les suivants :

$$\begin{cases} Donn\acute{e}es: & 164 \\ Production\ de\ W: & 4.4 \\ Courant\ neutre: & 168.1 \\ Autres\ processus: & 2.6 \\ Total\ Monte-Carlo: & 175.1 \end{cases}$$

Les processus sont dominés par les courants neutres. On constate un bon accord entre le nombre d'événements prédits et le nombre de données obtenues.

- La fig. 4.3 montre une bonne concordance entre les données et la prédiction pour les impulsions transverses calorimétrique, de la trace et du système hadronique.

- La fig. 4.4 présente les distributions de $E - P_z$, S, $\Delta\phi_{jet}$, et $\Delta\phi_{PLUG}$, variables nécessaires au rejet des courants neutres. On constate encore un bon accord entre les données et la prédiction.

- Les distributions de D_{jet} et D_{track} sont représentées sur la fig. 4.5. Les données et les prédictions sont compatibles pour D_{jet}, mais D_{track} est sous-estimé par la prédiction Monte-Carlo.

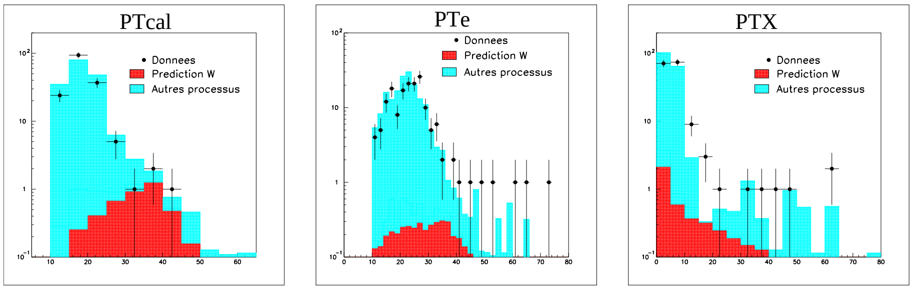

Figure 4.3: Contrôle de P_T^{cal}, P_T^e et P_T^X

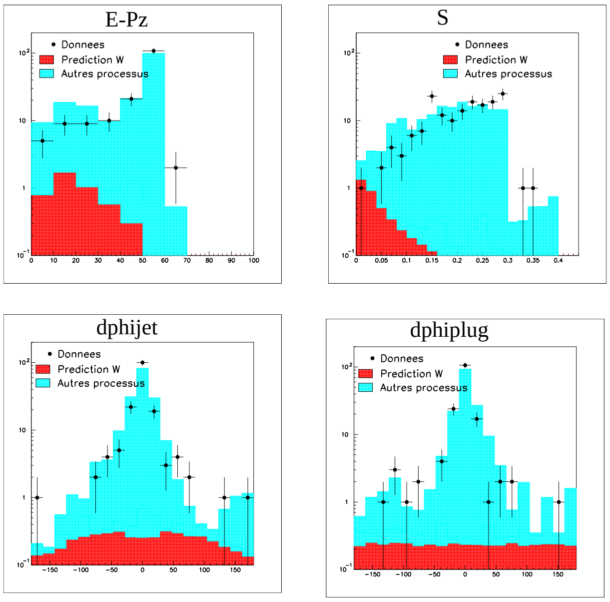

Figure 4.4: Contrôle de $E - P_z$, S, $\Delta\phi_{jet}$, et $\Delta\phi_{PLUG}$

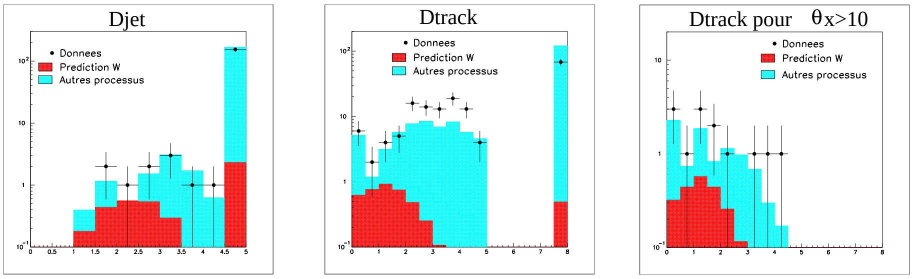

Figure 4.5: Contrôle de D_{jet} et D_{track}

Afin de comprendre d'où vient ce désaccord, nous avons tracé D_{track} pour les événements dont $\theta_X > 10°$, où θ_X est l'angle polaire du système hadronique, défini par :

$$\theta_X = arctan(\frac{P_T^X}{P_z^Z})$$

On constate alors un bon accord entre la prédiction et les données : cela signifie que l'isolation de la trace est mal définie dans le cas où le jet est émis vers l'avant.

- La fig. 4.6 présente les distributions des angles polaires de la trace et du système hadronique. On constate à nouveau un bon accord entre la prédiction et les résultats expérimentaux.

  θ est centré sur 0 pour le W et sur π pour les courants neutres : en effet, l'électron provenant des W est émis vers l'avant tandis que celui provenant des courants neutres est émis vers l'arrière.

  θ_X est centré sur 0 pour ces deux processus car le système hadronique se trouve dans la partie avant du détecteur.

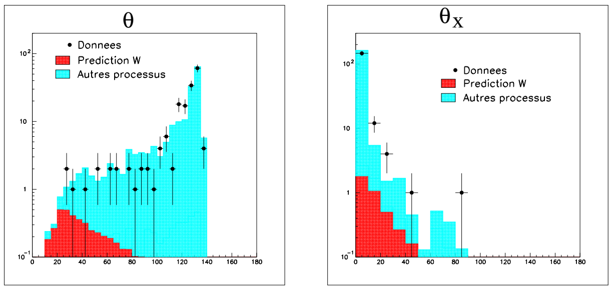

Figure 4.6: Contrôle de θ et θ_X

4.3.2 Canal muon

Les coupures ici sont relâchées de la façon suivante :

- Suppression des coupures en P_T^{miss}, P_T^X et $\Delta\phi_Y$, et de celle où on demande une seule trace muonique isolée
- $P_T^{track} > 10\ GeV$ ou

  $P_T^{track} > 6\ GeV$ et $E_{Fer} > 0$ et $N_\mu > 0$

Les histogrammes obtenus sont présentés sur la fig 4.7. Nous observons sur certaines variables un comportement différent du W par rappport aux autres processus : à titre d'exemple, le P_T^{miss} du W a une valeur moyenne de 35-40 GeV

alors qu'il est très faible pour la production de paires de muon (contribution dominante des autres processus).

Les taux d'événements obtenus sont les suivants :

$$\begin{cases} Donn\acute{e}es: & 24 \\ Production\ de\ W: & 2.7 \\ Production\ de\ paires: & 14.4 \\ Autres\ processus: & 0.3 \\ Total\ Monte-Carlo: & 17.4 \end{cases}$$

Il y a un bon accord qualitatif entre les données et les prédictions Monte-Carlo, mais on constate un excès des données par rapport à la prédiction. Cet excès peut être dû à une mauvaise description du système hadronique par les Monte-Carlo : en effet, la distribution en P_T^X montre que l'excès n'intervient que dans le cas des événements inélastiques (deuxième pic). Une étude plus approfondie de ce Monte-Carlo est donc nécessaire.

4.4 Interprétations possibles des événements observés

4.4.1 Comparaison des candidats à la prédiction W

La fig. 4.8 présente la distribution de P_T^X en fonction de la masse transverse des systèmes électron-neutrino ($M_T^{e\nu}$) et muon-neutrino ($M_T^{\mu\nu}$) pour la prédiction W et les candidats observés (deux des candidats $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ n'apparaissent pas sur la distribution car ils ont une masse transverse surestimée en raison de leur grande incertitude de mesure).

On observe bien une accumulation d'événements pour des masses transverses proches de celle du W. Les trois candidats $W \rightarrow e\nu_e$ sont compatibles avec la prédiction du modèle standard. Dans le canal muon, deux des candidats se situent également à des valeurs de P_T^X et $M_T^{\mu\nu}$ en accord avec la formation du W. Néanmoins, quatre candidats sont observés dans des régions de l'espace de phase où la prédiction du modèle standard est faible, ils sont donc peu compatibles avec l'hypothèse de formation du W.

Bien que plus de données sont nécessaires pour légitimement interpréter ces événements atypiques, il est intéressant d'étudier de nouveaux mécanismes pouvant justifier un tel excès.

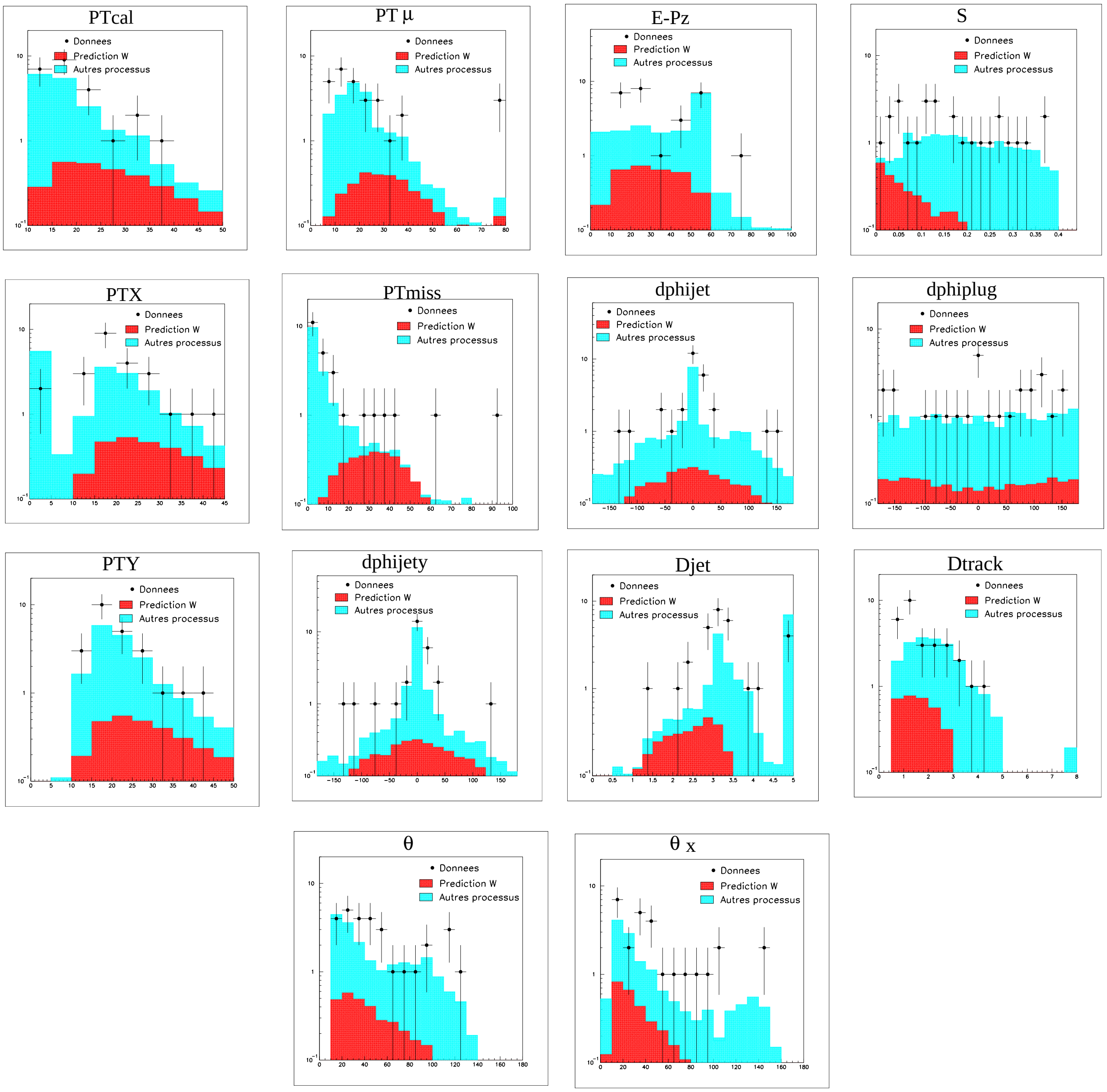

Figure 4.7: Contrôle du canal muon

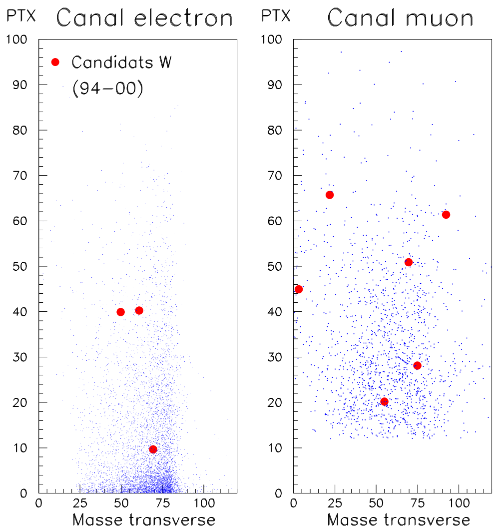

Figure 4.8: P_T^X en fonction de la masse transverse, pour les candidats W et les Monte-Carlo W

4.4.2 Modèle supersymétrique (SUSY)

Une des interprétations possibles de l'excès observé pour les événements à muon isolé est la violation de la R-parité dans le modèle SUSY [14]. La R-parité est définie par :

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

B : nombre baryonique

L : nombre leptonique

S : spin

La violation de la R-parité peut donner lieu à la formation d'un s-top à partir de l'interaction entre le positron et un quark d du proton :

$$e^+d \rightarrow \tilde{t}$$

Le s-top peut ensuite se désintégrer en quark b et en chargino :

$$\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$$

La désintégration du chargino conduit à la formation d'un muon, d'un neutrino et d'un neutralino non détecté :

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \mu^+\nu\tilde{\chi}_1^0$$

Ces événements contenant un muon isolé et un neutrino, il peuvent être la source de notre excès.

4.4.3 Neutrinos de Majorana

Une des interprétations possibles de l'excès d'événements à muon isolé est la généralisation de la désintégration double beta sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) aux états finals à deux leptons chargés [15].

La production directe de neutrinos de Majorana lourds N via un vertex e^+NW est alors considérée. Le N peut ensuite se désintégrer : $N \rightarrow lW$ suivi de $W \rightarrow l'\overline{\nu}_{l'}$. On obtient en définitive :

$$e^+p \rightarrow \overline{\nu}_e l^+ l'^+ X$$

Deux cas sont envisageables :

- Un des deux leptons échappe au critère d'identification des leptons.
- Un tau est créé puis se désintègre hadroniquement.

Ces deux scénarios aboutissent à des événements comprenant un muon isolé, un jet hadronique et une impulsion manquante.

4.4.4 Production du quark top par FCNC

Les familles de quarks sont rappelées sur la fig. 4.9.

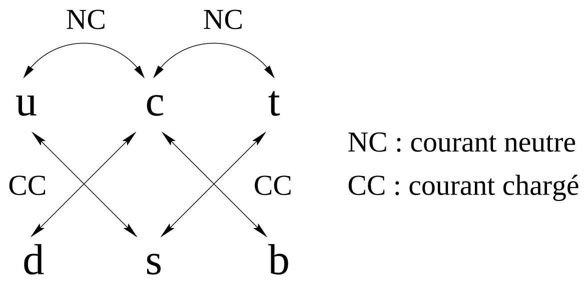

Figure 4.9: Générations de quarks

Les quarks peuvent changer de saveur par l'intermédiaire de bosons chargés ($W^{\pm}$), d'après la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

Or, la théorie FCNC (Flavour Changing Neutral Current) suppose que le changement de saveur des quarks est également possible par l'intermédiaire de bosons neutres (γ ou Z_0) : les interactions à courant neutre pourraient alors produire le quark t dans la fusion $\gamma u \rightarrow t$, celui-ci se déstintégrerait ensuite tel que $t \rightarrow bW$ suivi de $W \rightarrow l\nu_l$, ce qui pourrait expliquer la présence d'événements à muon isolé possédant un jet hadronique de grand P_T^X.

Beaucoup d'autres scénarios sont possibles pour expliquer cet excès, mais ces théories n'étant pas encore mises en évidence expérimentalement, il n'est actuellement pas envisageable d'en privilégier une plutôt qu'une autre.

Conclusion

La comparaison des événements expérimentaux avec les prédictions du modèle standard montre un bon accord entre les données et la prédiction pour les candidats $W \to e\nu_e$. Néanmoins, un excès de candidats $W \to \mu\nu_\mu$ est observé.

Il est actuellement prématuré de considérer que ces événements sont dus à de la nouvelle physique. Néanmoins, si cet excès persiste lors de l'analyse des données de haute luminosité de HERA (la modification de la luminosité de HERA est prévue pour fin 2000 [16]), cela mettra en évidence la présence de phénomènes exotiques au-delà du modèle standard et l'insuffisance de celui-ci pour décrire de tels processus. La nécessité de considérer de nouveaux modèles permettant de décrire de tels processus pourrait alors être envisagée.

Bibliographie

[1] H1 Collab., "W production in $e^{\pm}$ collisions at HERA", International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High-Energies, Stanford(USA), Oct.1999

[2] H1 Collab., "Observation of Events with a High Energy Isolated Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA", DESY-98-063 Eur. Phys. J. C5 (1998) 575-584

[3] H1 Collab., "The H1 detector at HERA", Rapport interne, DESY H1-96-01, Mars 1996

[4] A. Pieuchot, "Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA", Thèse de doctorat, 1996

[5] B. Laforge, "Etude des événements à di-Jets dans la diffusion profondément inélastique avec large intervalle de rapidité dans l'expérience H1 auprès de l'accélerateur HERA, Thèse de doctorat, 1997

[6] U. Baur, J.A.M Vermaseren et D. Zeppenfeld, "Electroweak vector boson production in high-energy ep collisions", Nuclear Physics B 375 (1992) 3-44 North Holland

[7] M.N. Dubinin et H.S. Song, "W-boson production at upgraded HERA", HEP-PH/9906384, Juin 1999

[8] B. Gralak, "Interprétation des événements rares observés dans l'expérience H1 à HERA, Rapport de maîtrise", 1997

[9] "Physic at HERA", HEP-EX/9903037

[10] M. Peez, "Etude des courants neutres à très grand transfert d'impulsion sur le collisionneur électron-proton HERA", Rapport de maîtrise, 1999

[11] J. Levêque, "Mesure de la section efficace des courants chargés à grand transfert d'impulsion dans l'expérience H1", Rapport de maîtrise, 1999

[12] I. Negri, "A minimal comprehensive set of muon background topological finders for high P_T physics analysis", H1-10/96-498

[13] E. Chabert, "An updated phan package for cosmic and halo muon topological rejection in hich P_T physics analysis", H1-11/98-556

[14] C. Diaconu, J. Kalinowski, T. Matsushita, H. Spiesberger and D.S. Waters, "High-P_T leptons and W production at HERA", Nucl. Part. Phys. 25(1999) 1412-1417

[15] W. Rodejohann and K. Zuber, "Signatures of heavy Majorana neutrinos and HERA's isolated lepton events", HEP-PH/0005270, Mai 2000

[16] H1-IN2P3, "Programme futur de l'Experience H1 à HERA", Nov. 1997

Annexe A

Topologie des différents processus

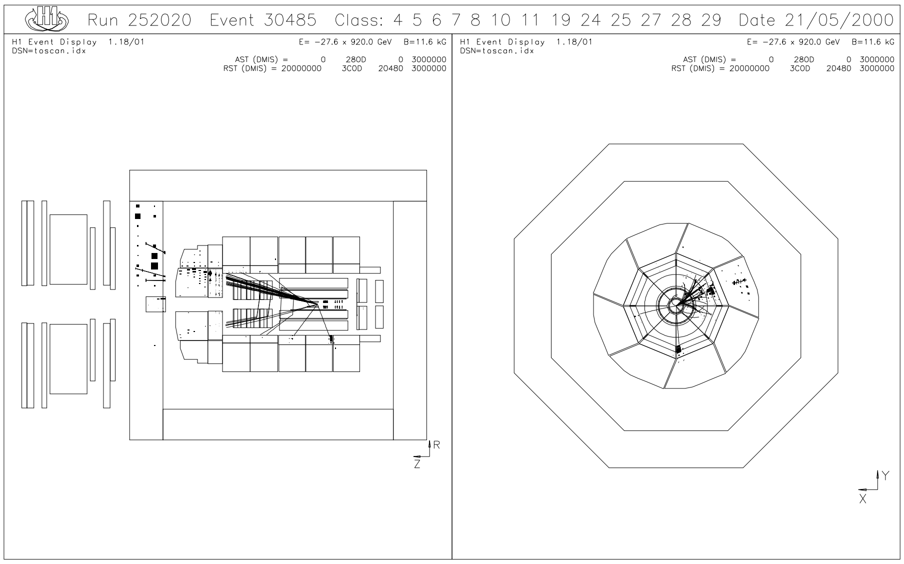

Figure A.1: Evénement $W \to e\ \nu_e$

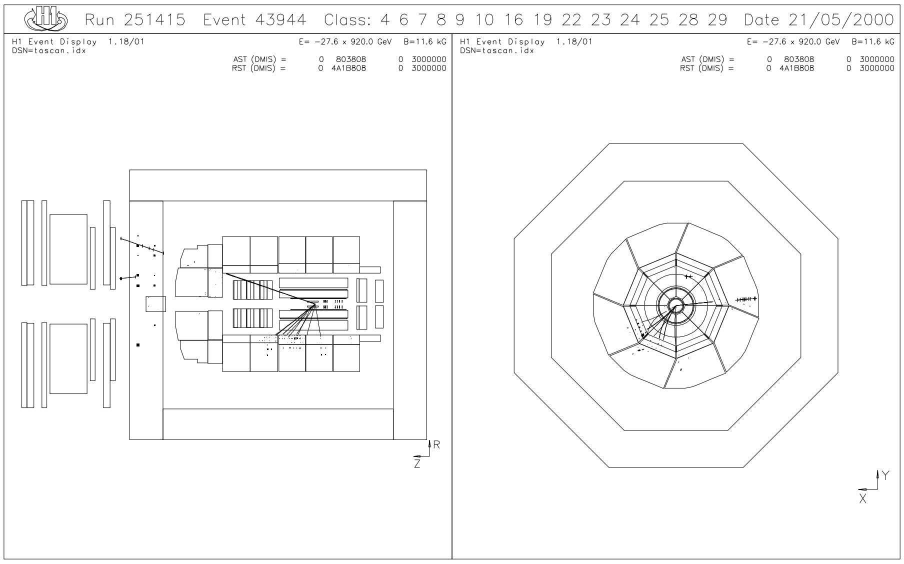

Figure A.2: Evénement $W \to \mu\ \nu_\mu$

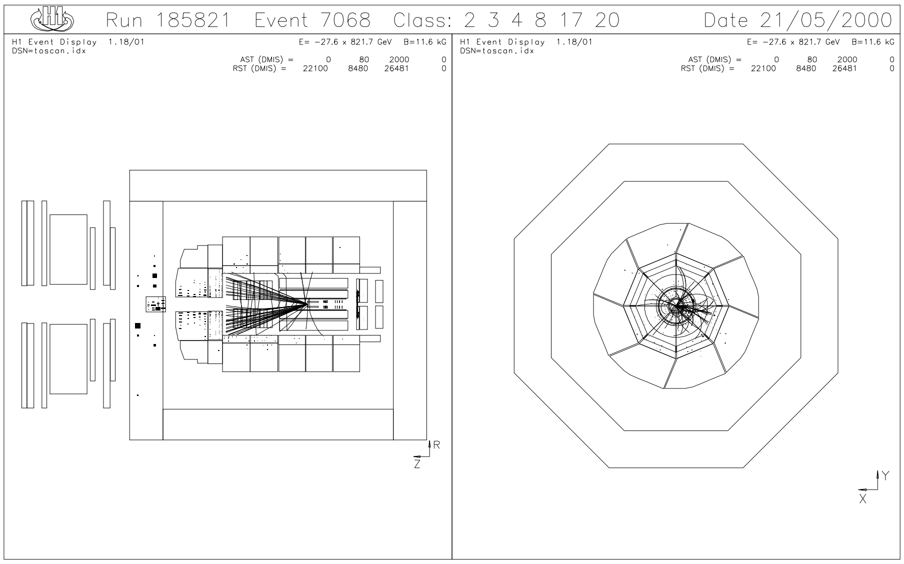

Figure A.3: Photoproduction

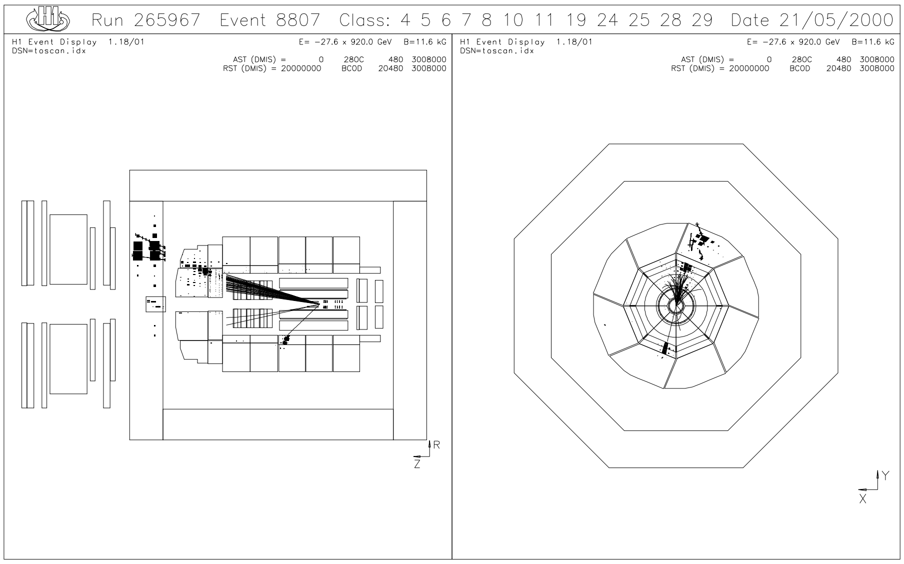

Figure A.4: Interaction inélastique à courant neutre

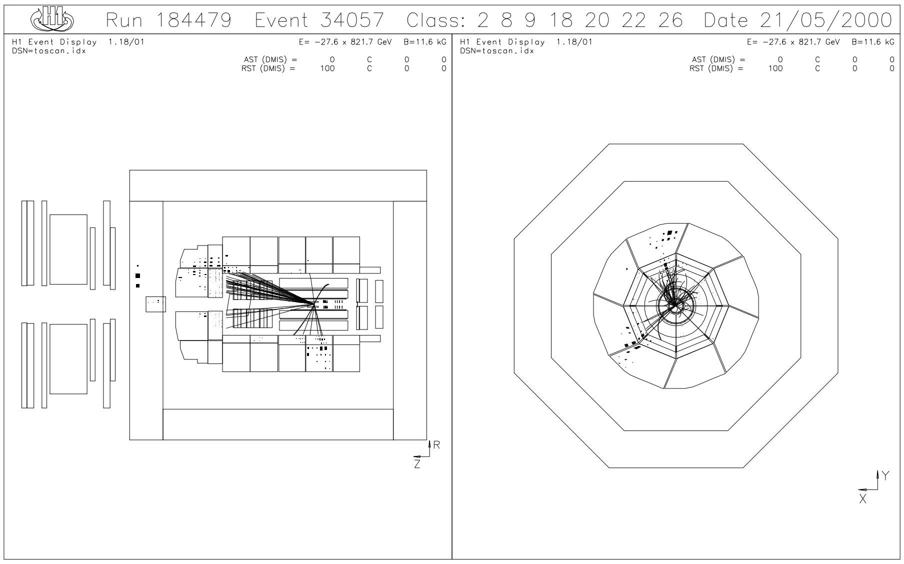

Figure A.5: Interaction inélastique à courant chargé

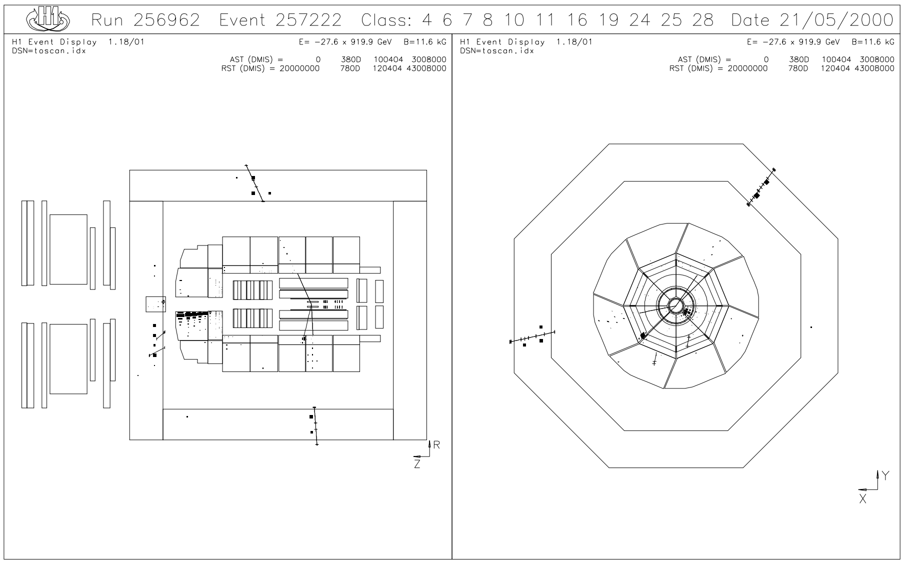

Figure A.6: Production de paire de leptons

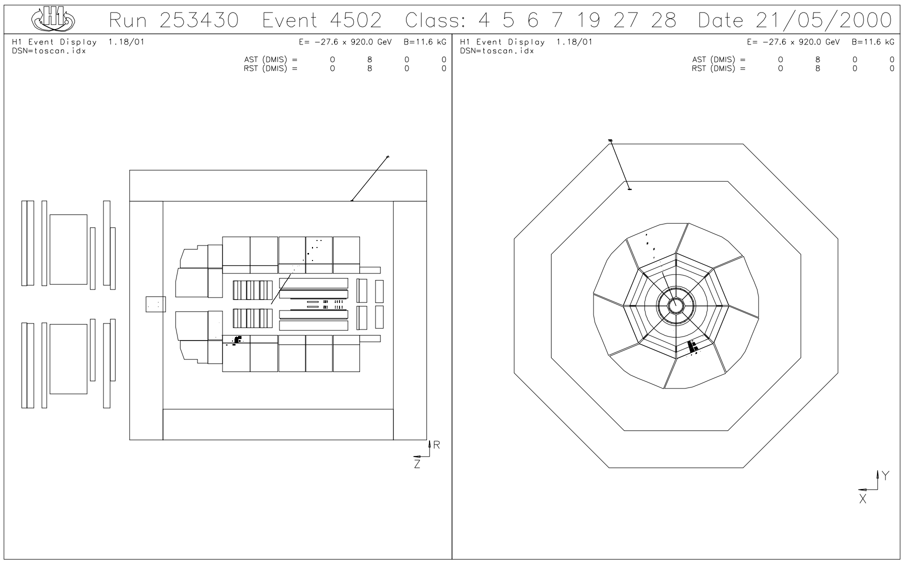

Figure A.7: Rayonnement cosmique

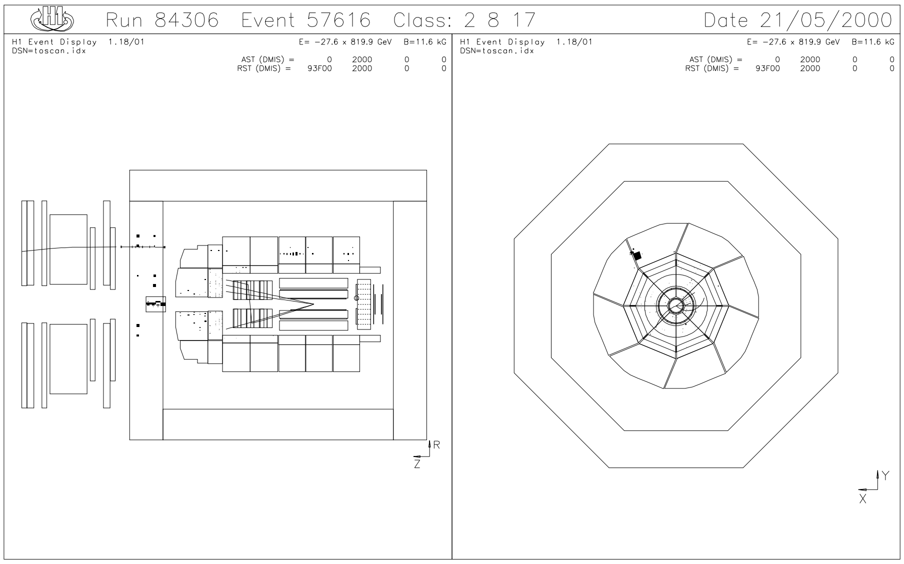

Figure A.8: Halo du muons

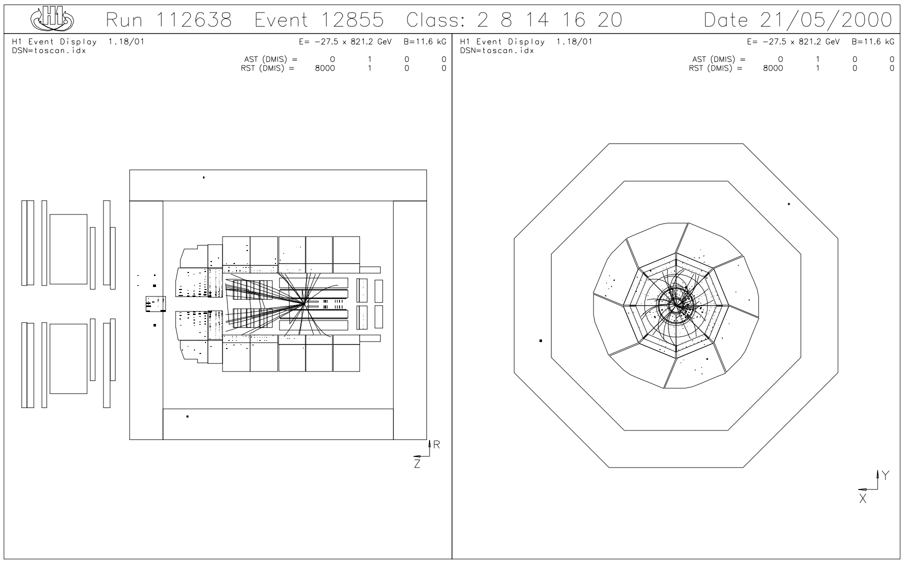

Figure A.9: Interaction faisceau-gaz

Annexe B

Résumé des coupures appliquées

B.1 Canal électron

- *Sélection relâchée (pour les contrôles) :*
  - $P_T^{cal} > 12\ GeV$
  - $P_T^{track} > 10\ GeV$
  - *Electron finders :*
    - QESCAT
    - XASELE
  - $10^\circ < \theta < 140^\circ$
  - Pas de trous en z
  - Pas de trous en Φ
  - Isolation de la trace :
    - $D_{jet} > 0.5\ rad$
    - $D_{track} > 0.5\ rad$ ou $E_{track}/E_e < 1.06$ pour $P_T^e > 20\ GeV$
    - $D_{track} > 0.5\ rad$ et $E_{track}/E_e < 1.06$ pour $P_T^e < 20\ GeV$
  - Cosmiques : bits 0 à 9
  - $P_T^{miss} > 10\ GeV$
  - $V_p/V_{ap} < 0.4$
  - Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$: $V_p/V_{ap} < 0.3$
  - $\zeta > 500\ GeV^2$
- *Coupures supplémentaires pour la sélection finale :*
  - $E - Pz < 50\ GeV$
  - $|\Delta\phi_{jet}| > 5^\circ$
  - Si $P_T^{cal} < 25\ GeV$:
    - $E - Pz < 40\ GeV$
    - $|\Delta\phi_{jet}| > 30^\circ$
    - $|\Delta\phi_{PLUG}| > 25^\circ$

B.2 Canal muon

- *Sélection relâchée (pour les contrôles) :*
  - $P_T^{cal} > 12\ GeV$
  - $P_T^{track} > 10\ GeV$
    ou $P_T^{track} > 6\ GeV$ et $E_{Fer}(0.5\ rad) > 0$ et $N_\mu > 0$
  - Identification du muon :
    * $E_{Fer}(0.5\ rad) > 0$ ou $N_\mu > 0$
    * $E_{LAr} < 8\ GeV$
    * Coupure des faux muons arrières
  - $10° < \theta < 140°$
  - Pas de trous en z
  - Isolation de la trace :
    * $D_{jet} > 0.5\ rad$
    * $D_{track} > 0.5\ rad$
  - Cosmiques : bits 0 à 9 ; 18, 20, 22, 25
  - $\dfrac{|\overrightarrow{V_p}|}{|\overrightarrow{V_{ap}}|} < 0.4$
- *Coupures supplémentaires pour la sélection finale :*
  - $P_T^{track} > 10\ GeV$
  - $P_T^{miss} > 10\ GeV$
  - $P_T^{X} > 12\ GeV$
  - $|\Delta\phi_Y| > 15°$ pour $P_T^{cal} < 25\ GeV$
  - Une seule trace muonique isolée