ULP-4282
CPPM-T-2003-02
DESY-THESIS-2003-013

THÈSE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

par

Mireille SCHNEIDER

Titre :

Recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sur le collisionneur HERA avec le détecteur H1

Search for events with an isolated lepton and missing transverse momentum at the HERA collider with the H1 detector

Soutenue le 11 avril 2003 devant la commission d'examen :

M. Elie ASLANIDES	Président du jury
M. Christian CERRUTI	Directeur de thèse
M. Claude VALLÉE	Co-directeur de thèse
M. Ulrich GOERLACH	Rapporteur interne
M. Guy COIGNET	Rapporteur externe
M. Michael SPIRA	Rapporteur externe

"Il est bien difficile de croire que tant de merveilles, tant d'ingéniosité dans le monde soient l'effet du hasard et de la chimie seulement."

René Barjavel.

Remerciements

Je remercie tout d'abord Elie Aslanides de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire et de m'avoir soutenue dans mes démarches pour effectuer ma thèse dans le groupe H1-Marseille. Je remercie Claude Vallée pour son accueil chaleureux au sein du groupe H1, ainsi que pour ses nombreuses corrections de ce mémoire et ses conseils pertinents.

Je remercie Christian Cerruti d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse strasbourgeois (bien qu'il ne soit pas strasbourgeois), et d'avoir effectué les démarches nécessaires pour que je soutienne à Marseille. J'en profite également pour le remercier de m'avoir acceptée au sein de son DEA, qui fut pour moi un excellent souvenir et une grande expérience.

Je tiens à remercier mon professeur de maîtrise Claude Longuemare pour m'avoir donné la flamme et la passion pour la physique des particules. Merci pour toute son aide, tout son soutien, à la fois pendant la maîtrise et le DEA, ainsi que pour m'avoir aiguillée dans mes choix de thèse.

Je remercie tout particulièrement Cristinel Diaconu pour m'avoir encadrée tout au long de cette thèse, avec une patience hors du commun et une constante bonne humeur. Merci de m'avoir appris toutes les subtilités d'un travail de recherche, aussi bien au niveau technique qu'au niveau de la physique. Merci d'avoir eu la patience d'effectuer les corrections répétitives de ma thèse, depuis son ébauche jusqu'à sa version finale. Ce fut pour moi un réel plaisir de travailler ensemble.

Je remercie Emmanuel Sauvan pour sa constante disponibilité, bien qu'étant surchargé de travail, particulièrement lors de la préparation de ma soutenance, et ceci toujours avec le sourire. Je remercie Smaïn Kermiche, Franca Cassol et Dirk Hoffmann pour leurs diverses aides techniques et informatiques. Je remercie également Marie-Claude Cousinou pour ses remarques pertinentes.

Je remercie Andrew Mehta et Nick Malden pour leur sympathie dans le travail, même lorsque je mettais longtemps à comprendre ce qu'ils me demandaient. Je remercie particulièrement mon compagnon de travail Jochen Dingfelder, aussi bien pour sa bonne humeur et que pour sa patience. Merci de m'avoir soutenue à la fin de ma thèse et d'avoir répondu à mes nombreuses questions plus ou moins pertinentes. Je remercie également Emmanuelle Perez pour sa disponibilité lors de mes questions de fin de thèse, quel que soit le décalage horaire.

Je remercie Nicolas Delerue pour son aide diverse (administration, informatique, physique, lessive) et ses plaisanteries agréables. Je remercie tout particulièrement Stéphanie Baffioni pour m'avoir aidée à surmonter les diverses épreuves de ces trois années et pour avoir toujours été là pour me conseiller dans mes choix personnels. Merci de m'avoir aidée à remonter la pente quand je n'allais pas bien.

Je remercie également mes autres compagnons de galère, Benoit Viaud, Matti Peez et Jessica Levêque, pour leur compassion dans les moments difficiles et pour leur sympathie. Je remercie les "anciens", Pierre Barrillon, Frédéric Villeneuve, Jean-Stéphane Ricol et Eric Fédé pour leur conseils divers. Je remercie également les "petits nouveaux" Sébastien Corréard, Cédric Serfon et Vincent Garonne pour leur bonne humeur et leur jovialité.

Je tiens à remercier Joseph Bafaro, Gérard Barthier et Bernard Chavanne, personnel des services généraux, pour leur infinie gentillesse. Cela a toujours été un réel plaisir de leur demander de l'aide. Je remercie également Sandrine Loucher pour sa constante bonne humeur, quelle que soit la hauteur de la pile de dossiers sur son bureau.

Je remercie les membres de mon jury Elie Aslanides, Claude Vallée, Christian Cerruti, Guy Coignet, Ulrich Goerlach et Michael Spira pour leur extrême gentillesse, particulièrement lors des quelques heures avant ma soutenance, ce qui m'a valu d'être beaucoup plus décontractée au moment fatidique. Merci à Guy Coignet, Ulrich Goerlach et Michael Spira d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire.

Je remercie tout particulièrement ma gentille maman, qui m'a soutenue et encouragée depuis toujours dans mes études, et sans l'aide de qui je n'aurais pas pu continuer. Merci d'avoir tout mis en oeuvre pour ne jamais léser ma scolarité dans les moments les plus difficiles. Je remercie également papa qui m'a encouragée pendant mes études supérieures. Merci à ma soeur Lydia, à mes frères Charles, Rémy et François pour m'avoir toujours fait sentir qu'ils étaient fiers de leur petite soeur.

Enfin, je remercie Alexis pour sa tendresse, sa patience, sa compassion et ses petits gestes, qui m'ont valus de finir ma thèse en toute sérénité.

Table des matières

Introduction

Les interactions entre particules fondamentales sont décrites par une théorie appelée Modèle Standard. Cette théorie a été validée expérimentalement auprès des grands accélérateurs de particules. Néanmoins, certaines questions sont laissées ouvertes par le Modèle Standard. C'est pourquoi plusieurs modèles d'extension ont été élaborés. Sur les collisionneurs de haute énergie, il est intéressant d'étudier les topologies pour lesquelles le Modèle Standard prédit peu d'événements car ces mesures sont plus sensibles à la présence de nouvelle physique.

L'objet de cette thèse est la recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante avec le détecteur H1, dans les collisions électron-proton à HERA. Cette étude est motivée par l'observation d'événements de ce type en excès dans les données accumulées de 1994 à 1997 par le détecteur H1, correspondant à une luminosité intégrée de 37 pb^{-1} [1]. Dans le cadre du Modèle Standard, l'interprétation la plus probable de ces événements est la production des bosons W et Z, mais les événements observés en excès présentent une grande impulsion transverse du système hadronique, ce qui est une caractéristique atypique dans le Modèle Standard.

L'analyse est étendue à l'ensemble de la luminosité H1 de HERA-1 (118.3 pb^{-1}) et aux événements de plus basse impulsion transverse manquante, afin d'améliorer la sensibilité au signal et la précision statistique des observations. Dans un contexte au-delà du Modèle Standard, une interprétation possible de l'excès observé serait la production anormale de quark top. La recherche de ce processus est mise en œuvre à partir d'une analyse classique en coupures et d'une analyse multivariable de maximum de vraisemblance.

La production d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sera appelée “signal”. Dans le cadre du Modèle Standard, elle correspond à la production des bosons W et Z. Les autres processus du Modèle Standard seront appelés “bruits de fond”. La complexité de cette étude réside dans le fait que les événements possédant la topologie recherchée sont rares sur le collisionneur HERA : ils sont noyés parmi les autres processus, bien plus fréquents. Il s'agit donc d'élaborer une sélection visant à optimiser l'analyse de façon à rejeter le plus de bruit de fond possible tout en conservant une efficacité maximale au signal.

Le premier chapitre de ce document présente la théorie du Modèle Standard ainsi que ses extensions possibles, illustrées par les analyses de physique effectuées auprès de l'accélérateur HERA. Le second chapitre décrit l'accélérateur de particules HERA ainsi que le détecteur H1. Le troisième chapitre expose les différents processus de production de leptons à HERA intervenant dans la présente étude. Le chapitre suivant décrit l'analyse permettant de sélectionner les événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante. Enfin, le dernier chapitre est consacré à la recherche de production anormale de quark top, à partir d'une analyse en coupures et d'une analyse multivariable [1].

1. Les sigles utilisés dans ce document sont référencés dans l'annexe F. Les principales variables et leur notation sont répertoriées dans l'annexe D. Elle seront décrites dans un chapitre spécifique mais seront parfois citées avant celui-ci. Les unités sont exprimées en fonction des unités du Système International, décrites dans l'annexe E. Par convention, la vitesse de la lumière sera prise égale à l'unité ($c = 1$).

Chapitre 1

Le Modèle Standard et ses extensions

Le Modèle Standard est issu d'une succession de modèles théoriques et phénoménologiques et de découvertes expérimentales. Le premier paragraphe de ce chapitre présente les différentes échelles d'étude de la matière en fonction de l'énergie mise en jeu. Le paragraphe suivant décrit l'évolution de la connaissance du comportement fondamental des particules, ayant abouti à la naissance du Modèle Standard, qui sera exposé dans le troisième paragraphe. Le quatrième paragraphe est consacré à la description du formalisme des interactions électron-proton à HERA. Enfin, le dernier paragraphe présente les sujets de physique traités auprès du collisionneur HERA dans le cadre du Modèle Standard et au-delà.

1.1 Le monde de l'infiniment petit

La structure élémentaire de la matière peut être étudiée à différentes échelles. Plus l'énergie mise en jeu dans ces expériences est élevée, plus les distances explorées sont petites. Ainsi les expériences de physique des particules mettent en jeu de très grandes énergies. Les différentes échelles d'énergie employées correspondent à différentes disciplines de la physique comme illustré dans le tableau 1.1 [2].

Discipline	**Objet**	**Dimension**	**Energie**
Chimie	Molécule	1 nm	100 eV
Physique atomique	Atome	0.1 nm	1 KeV
Physique nucléaire	Noyau	1 Fm	0.1 GeV
Physique des particules	Nucléon	0.1 Fm	1 GeV
	Particule	10^{-3} Fm	100 GeV

TAB. 1.1 – *Echelles d'énergie en fonction du domaine d'application.*

La molécule, assemblage de plusieurs atomes, est étudiée en chimie, tandis que l'atome, constitué d'un noyau et d'électrons gravitant autour, est étudié en physique atomique. Le noyau, lui, est un assemblage de nucléons (protons et neutrons) et appartient au domaine de la physique nucléaire. Enfin, les particules constituant le nucléon et autres particules élémentaires sont étudiées en physique des particules. La figure 1.1 présente les échelles auxquelles les divers constituants de la matière sont visibles.

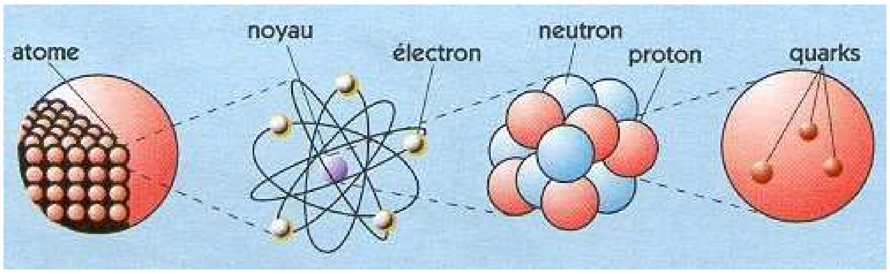


FIG. 1.1 – *Constituants de la matière aux différentes échelles d'étude.*

1.2 Notions historiques

De 1865 à la seconde guerre mondiale [3, 4]

Au début du vingtième siècle, la matière se résumait à un assemblement d'**atomes**, dont la centaine d'espèces fut classée par Mendeleïv en 1869.

La théorie électromagnétique de Maxwell, mise en avant en 1865, présentait la lumière comme une onde électromagnétique. Vers la fin du dix-neuvième siècle, Planck émit l'hypothèse de l'existence de quanta fondamentaux associés à la constante h. Einstein plus tard supposa que les ondes étaient composées de quanta d'énergie $E = h\nu$ appelés **photons**, à l'origine de l'**interaction électromagnétique**.

En 1897, Thompson découvrit la présence de particules de charge négative dans les atomes, appelées **électrons**. En 1911, Rutherford prouva l'existence dans l'atome d'une charge positive Z concentrée dans un **noyau** de masse A, 2000 fois plus grande que celle de l'électron et d'une taille d'environ 1 Fm (10^5 fois plus petit que l'atome lui-même). Cette découverte conduisit Bohr au modèle de l'atome (noyau entouré d'électrons) et ouvrit le pas à la physique atomique et la physique nucléaire.

Parallèlement, en 1896 Becquerel découvrit la radioactivité (émission de particules par les noyaux). En 1899, Rutherford mit en évidence deux rayonnements différents appelés alpha (α) et beta (β). En 1900, Villard en reconnut un troisième appelé gamma (γ). En 1930, Pauli émit l'hypothèse de l'existence du **neutrino** pour expliquer la radioactivité β. Ce type de radioactivité sera reconnu plus tard comme étant conduit par l'**interaction faible**. Dans la même année, le couple Joliot-Curie découvrit un rayonnement de particules neutres, reconnues en 1932 par Chadwick comme étant des particules de même masse que les protons : les **neutrons**. Cette découverte permit de considérer le noyau comme un assemblage de Z **protons** et de $A - Z$ neutrons.

En 1933, Anderson découvrit l'existence du **positron**, par l'étude des rayons cosmiques, anti-particule de l'électron dont l'existence était prédite par Dirac en 1928.

Pour expliquer la stabilité du noyau, les physiciens imaginèrent une force nucléaire attractive, suffisamment forte pour contrebalancer la répulsion électrique des protons, liant indistinctement les protons et les neutrons (appelés alors **nucléons**), et de courte portée (n'agissant qu'à l'intérieur du noyau). C'est ainsi que Yukawa prédit l'existence du méson π, particule qui serait échangée lors de l'**interaction forte** entre les nucléons.

En 1937, le **muon**, 200 fois plus lourd que l'électron, fut découvert.

De la seconde guerre mondiale aux années 70 [5]

Le méson π prédit par Yukawa fut découvert en 1947. L'**anti-proton** fut découvert en 1953 par Chamberlain et Segré, découverte qui, associée à la découverte du positron, conduit à penser qu'à chaque particule de matière est associée une **anti-particule** de charge électrique opposée.

Dans la même année, l'étude du rayonnement cosmique permit la découverte d'une particule nouvelle, reconnue plus tard comme contenant le "**quark étrange**".

Les premiers accélérateurs de particules virent le jour après la guerre. Ces accélérateurs permirent la découverte de nouvelles particules dont un classement fut proposé en 1964 par Gell-Mann et Zweig qui supposèrent l'existence de **quarks** à l'intérieur du proton et du neutron. Cette sous-structure fut mise en évidence expérimentalement en 1969 au SLAC (Stanford) par la diffusion d'électrons sur des protons. La force nucléaire forte fut alors considérée comme une interaction entre quarks.

Des années 70 à nos jours [6, 7]

L'évolution technologique du début des années 70 permit de nombreux progrès dans la connaissance de la matière fondamentale, notamment dans celle des forces régissant les interactions entre particules. En 1973 par exemple, les courants neutres furent mis en évidence au CERN (Genève), ce qui confirma l'unification des forces électromagnétique et faible, théorie fondée par Glashow, Salam et Weinberg, dans les années 60. Cette théorie prédit l'existence des **bosons $W^{\pm}$ et Z^0**, échangés lors des **interactions électro-faibles**. Ces bosons furent découverts au CERN en 1983. En 1974, le quark **charme** fut découvert, à travers l'observation de la particule J/Ψ. Le quark **beau** fut découvert en 1977 au TEVATRON (Chicago).

En 1975, le lepton **tau**, 3500 fois plus lourd que l'électron, fut découvert, ce qui, avec la découverte du muon, indiquera l'existence de trois familles de particules.

La théorie du Modèle Standard put ainsi être élaborée, théorie sur laquelle repose toute l'étude de la physique des particules d'aujourd'hui. Le dernier quark prédit par le Modèle Standard, le **top**, fut découvert en 1994 au TEVATRON. Une seule ombre à l'horizon : une particule reste à découvrir pour définitivement valider le Modèle Standard : le **boson de Higgs**, supposé donner leur masse aux autres particules.

1.3 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est un formalisme décrivant les particules élémentaires et leurs interactions, fondé sur la théorie électro-faible et la Chromo-Dynamique Quantique (*Quantum Chromodynamics* ou QCD). Il considère l'existence d'un nombre fini de particules interagissant entre elles par l'intermédiaire de trois forces d'interaction : l'interaction forte, l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Le Modèle Standard ne tient pas compte de la quatrième force qui est la gravitation.

Constituants fondamentaux de la matière

Ils comprennent 12 fermions (particules de spin 1/2, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac) : 6 quarks et 6 leptons, pouvant être classés en trois familles de masses croissantes, comme indiqué dans le tableau 1.2. La matière est constituée à partir de ces particules, l'anti-matière à partir de leurs anti-particules associées.

On appelle "hadrons" les particules interagissant par interaction forte. Les hadrons sont constitués de quarks. Ils seront distingués des leptons qui ne subissent que les interactions électromagnétique (lorsqu'ils sont chargés) et faible.

Interactions fondamentales et bosons de jauge

Les interactions entre particules sont décrites chacune par un échange de particules médiatrices virtuelles (c'est-à-dire hors de leur couche de masse) appelées bosons de jauge (particules de spin 1, obéissant à la statistique de Bose-Einstein).

	FAMILLES I	II	III
QUARKS	$u^{+\frac{2}{3}}$ (up)	$c^{+\frac{2}{3}}$ (charm)	$t^{+\frac{2}{3}}$ (top)
	$d^{-\frac{1}{3}}$ (down)	$s^{-\frac{1}{3}}$ (strange)	$b^{-\frac{1}{3}}$ (beau)
LEPTONS	e^{-1} (électron)	μ^{-1} (muon)	τ^{-1} (tau)
	ν_e^0	ν_μ^0 (neutrinos)	ν_τ^0

TAB. 1.2 – *Constituants élémentaires de la matière dans le Modèle Standard. La charge électrique est indiquée en exposant.*

Les différentes interactions, leur intensité relative, leur portée et leurs bosons de jauge associés sont décrits dans le tableau 1.3 (la gravitation est citée à titre d'information).

Interaction	Intensité relative	Portée (m)	Bosons de jauge
Forte	1	10^{-15}	gluons g
Electromagnétique	10^{-2}	∞	photon γ
Faible	10^{-14}	2.10^{-18}	bosons $W^\pm$, Z^0
Gravitationnelle	10^{-38}	∞	graviton

TAB. 1.3 – *Interactions fondamentales et bosons de jauge associés.*

L'interaction électromagnétique entre deux particules chargées est décrite par l'électro-dynamique quantique (*Quantum ElectroDynamics* ou QED), à travers l'échange de photons.

L'interaction faible, à l'origine des désintégrations β, est basée sur l'échange des bosons $W^\pm$ et Z^0. Elle s'exerce sur tous les fermions.

Ces deux interactions ont été unifiées en une théorie appelée "électro-faible". Cette théorie prédit des particules sans masse, ce qui est contraire aux observations. C'est pourquoi le mécanisme de Higgs a été introduit. Il suppose l'existence d'un champ auquel les particules se couplent, générant ainsi une masse aux bosons $W^\pm$ et Z^0 ainsi qu'aux quarks et aux leptons [8]. Une particule supplémentaire est associée à ce champ : le boson de Higgs. Il n'a pas encore été découvert et de nombreuses expériences sont mises en œuvre afin de le mettre en évidence.

Enfin, la cohésion des noyaux est expliquée par la chromo-dynamique quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte entre les quarks par échange de gluons.

La gravitation, non décrite par le Modèle Standard, est supposée interagir à travers l'échange de gravitons.

Le Modèle Standard peut être testé sur le collisionneur HERA à travers les interactions électron-proton. Le paragraphe suivant se propose de décrire ces interactions.

1.4 Les collisions électron-proton

Cette partie est destinée à décrire la cinématique et les formalismes utilisés pour l'étude des interactions électron[1]-proton (*ep*). L'interaction électron-proton est schématisée sur la figure 1.2. L'électron, objet ponctuel, déstabilise le proton, système composé de quarks. Les quarks du proton sont alors éjectés pour créer des gerbes de hadrons, appelées "jets".

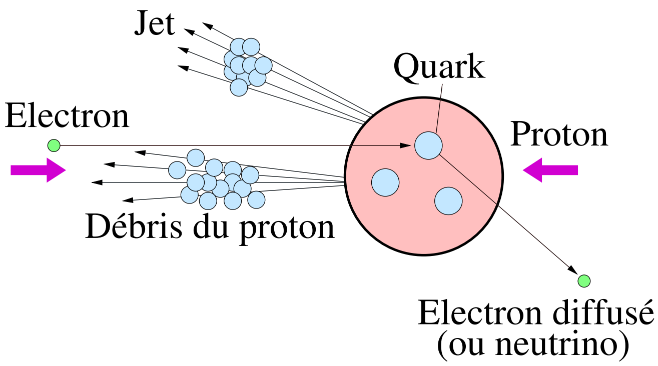


FIG. 1.2 – *Schéma d'une interaction électron-proton.*

Pour aller plus loin dans la compréhension des collisions électron-quark, nous devons comprendre la structure du proton et la dynamique des quarks à l'intérieur. Les diffusions profondément inélastiques, étudiées dans ce but, sont présentées dans le paragraphe suivant.

Les diffusions profondément inélastiques permettent de tester la QCD dans un laboratoire tel que le proton. Ceci est l'objectif de la physique dite "inclusive".

L'étude des états finals spécifiques a pour but la compréhension des interactions hadroniques et le test du Modèle Standard. Ces études constituent la physique dite "exclusive".

Structure du proton et diffusion profondément inélastique

La collision entre un électron et un proton permet d'étudier la structure interne du proton : l'électron sonde l'intérieur du proton en interagissant avec un de ses constituants élémentaires, les quarks, par interaction électro-faible. Le mécanisme de diffusion inélastique *ep* et les notations utilisées sont illustrés sur la figure 1.3.

Les variables cinématiques usuelles dans les interactions *ep* sont résumées dans le tableau 1.4. Les quantités s, Q^2 et x sont les variables indépendantes du système. s étant fixée par les conditions expérimentales, Q^2 et x suffisent à décrire toute la cinématique du processus DIS inclusif.

En QED, l'invariance de Lorentz et la conservation du courant et de la parité permettent d'exprimer la section efficace de diffusion en fonction de deux fonctions de structure F_1 et F_2 paramétrisant la structure du proton :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{xy^2F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right\}$$

où α est la constante de structure fine ou constante QED ($\alpha \simeq 1/137$).

1. Le terme "électron" se réfère indifféremment aux électrons et aux positrons. Les termes e^- et e^+ seront utilisés lorsque la distinction sera nécessaire.

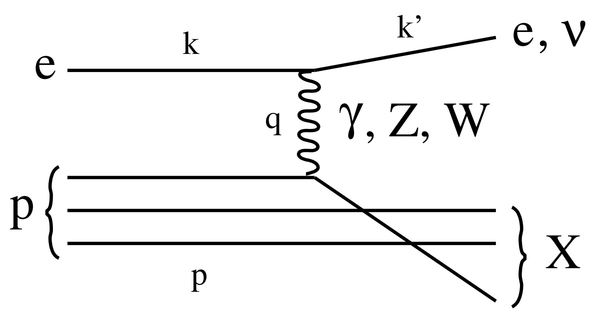


FIG. 1.3 – *Diffusion profondément inélastique (DIS) à HERA. k, k', q et p sont respectivement les quadrivecteurs de l'électron incident, de l'électron diffusé, du boson échangé et du proton incident. X représente le système hadronique de l'état final de la réaction. Le processus $ep \to eX$ est une interaction profondément inélastique à courant neutre, tandis que le processus $ep \to \nu X$ est une interaction profondément inélastique à courant chargé.*

Energie dans le centre de masse	$s = (k+p)^2 = 2kp$
Virtualité	$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$
Variable d'échelle de Björken	$x = \frac{Q^2}{2pq}$
Variable d'inélasticité	$y = \frac{pq}{pk} = \frac{Q^2}{sx}$ $(0 < y < 1)$
Masse invariante du système hadronique	$W = (p+q)^2 = \frac{1-x}{x}Q^2$

TAB. 1.4 – *Variables cinématiques usuelles dans les interactions ep. La quantité q^2 est le carré de l'impulsion transférée par l'électron au proton. x correspond à la fraction d'énergie du proton emportée par le quark qui interagit. Enfin, y est la fraction d'énergie perdue par l'électron dans le référentiel du proton.*

Reconstruction des variables cinématiques :

Les variables x, y et Q^2 peuvent être reconstruites par 3 méthodes différentes :

- **Méthode électron :**
  Elle est basée sur l'énergie et l'angle de diffusion de l'électron diffusé. Cette méthode possède une meilleure résolution lorsque $y > 0.1$.
- **Méthode hadron :**
  Ici c'est la cinématique du système hadronique final qui est considérée. C'est la seule méthode possible pour les processus à courants chargés, pour lesquels l'état final ne contient pas d'électron.
- **Méthode double angle :**
  L'angle de l'électron diffusé et l'angle du système hadronique sont tous les deux exploités. Cette méthode est indépendante de l'échelle d'énergie et annule ainsi les incertitudes qui en découlent. C'est pourquoi elle sera utilisée pour la calibration des calorimètres.

Les calculs de x, y et Q^2 sont résumés dans le tableau 1.5 pour chacune des trois méthodes.

Méthode électron	Méthode hadron	Méthode double angle
$Q^2 = 4E_eE'_e\cos^2\frac{\theta_{el}}{2}$	$Q^2_h = \frac{(\sum P_{x,i})^2+(\sum P_{y,i})^2}{1-y_h} = \frac{E_{t,h}}{1-y_h}$	$Q^2_{DA} = 4E^2_e\frac{\sin\gamma_h(1+\cos\theta_{el})}{\sin\gamma_h+\sin\theta_{el}-\sin(\theta_{el}+\gamma_h)}$
$x = \frac{Q^2}{ys}$	$x_h = \frac{Q^2_h}{y_h}$	$x_{DA} = \frac{Q^2_{DA}}{s\cdot y_{DA}}$
$y = 1-\frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_{el}}{2}$	$y_h = \frac{\sum_i(E_i-P_{z,i})}{2E_e}$	$y_{DA} = \frac{\tan\frac{\gamma_h}{2}}{\tan\frac{\theta_{el}}{2}+\tan\frac{\gamma_h}{2}}$

TAB. 1.5 – *Calculs de Q^2, x et y à partir des méthodes électron, hadron et double angle. E_e : énergie de l'électron incident, E'_e : énergie de l'électron diffusé, θ_{el} : angle de l'électron diffusé, s : carré de l'énergie dans le centre de masse, $\sum_i$: somme sur les particules hadroniques, γ_h : direction du quark diffusé* ($\tan\gamma_h/2 = \frac{\sum_i(E_i-p_{z,i})}{E_{t,h}}$), *$E_{t,h}$: énergie transverse du système hadronique.*

Modèle quark-parton:

Dans ce modèle, le proton est constitué de charges ponctuelles, les quarks, portant la totalité de son impulsion. Ils ont un spin 1/2 et une charge multiple de $\pm 1/3$. La diffusion électron-proton revient alors à une diffusion électron-quark.

Ces hypothèses entrainent que les fonctions de structure F_1 et F_2 sont indépendantes de Q^2. C'est l'**invariance d'échelle**: les fonctions de structure ne dépendent que de la fraction d'impulsion du quark dans le proton:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x}\sum_i e_i^2 x f_i(x)$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x)$$

où f_i est la fonction de densité partonique (c'est-à-dire la probabilité de trouver un quark avec une fraction d'impulsion x dans le proton), i représente la saveur des quarks et e_i leur charge. En découle l'expression de Callan-Gross:

$$F_2(x) = 2xF_1(x)$$

Or, l'expérience montre des déviations du comportement d'échelle prédit:

- F_1 et F_2 dépendent logarithmiquement de Q^2.
- Les quarks n'emportent qu'une partie de l'impulsion du proton.

Ces problèmes sont résolus dans le cadre de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD).

Bases du modèle QCD:

Il repose sur une théorie des champs décrivant les interactions entre les quarks, véhiculées par des gluons. Ceux-ci emportent l'impulsion manquante du proton.

Plusieurs hypothèses sont effectuées:

- Un degré de liberté supplémentaire est introduit: la couleur des quarks (rouge, vert ou bleu). Les quarks qui composent les hadrons possèdent des nombres quantiques de couleur tels que les hadrons ne sont pas colorés.

- La force forte de couleur est véhiculée par les gluons.
- Les gluons sont des particules neutres de spin 1 qui peuvent interagir entre elles.

La constante de couplage α_s quantifie la force d'interaction forte en QCD. Par analogie avec la QED, les amplitudes de diffusion peuvent être développées en séries perturbatives. La chromodynamique quantique rend compte des violations d'invariance d'échelle des fonctions de structure par la radiation de gluons par les quarks.

La physique inclusive et exclusive étudiée sur les expériences de collision H1 et ZEUS permet de tester le Modèle Standard, à savoir la QCD mais aussi le secteur électro-faible. Ces différentes études sont présentées dans les paragraphes suivants.

1.5 Physique inclusive

1.5.1 Dans le cadre du Modèle Standard

Les collisions électron-proton à HERA permettent l'exploration d'un domaine cinématique non accessible par les expériences de diffusion sur cible fixe [9, 10]. HERA fournit notamment des mesures sur les fonctions de structure du proton à bas x (jusqu'à $0.5 \cdot 10^{-4}$) qui ont permis de découvrir leur dépendance en x, à Q^2 constant [11, 12]. La croissance rapide des densités de quarks à bas x a prouvé le rôle prédominant des gluons et des quarks de la mer dans ce domaine. L'étude des processus radiatifs durs permet l'extension de la région cinématique d'analyse à de plus basses valeurs de Q^2 et de plus grandes valeurs de x que ceux disponibles avec les expériences à cible fixe.

La mesure des fonctions de structure du proton à bas x a fourni une première estimation de la densité de gluons et une meilleure connaissance de leur distribution [13], ainsi que des mesures plus fines de la constante de couplage forte α_s, effectuées au moyen d'un ajustement QCD [14].

Les sections efficaces des processus de diffusion profondément inélastique à courant neutre et à courant chargé peuvent être mesurées différentiellement et double-différentiellement en x et en Q^2 à HERA. La différence entre les sections efficaces des courants chargés obtenues dans les collisions e^+p et e^-p met en évidence l'existence de différentes saveurs de quarks, à travers l'échange des bosons $W^\pm$ dans les diffusions $e^\pm$. A grand Q^2 (mesures effectuées jusqu'à environ 30000 GeV^2), les sections efficaces des courants neutres et des courants chargés sont comparables, ce qui confirme la théorie d'unification électro-faible [15].

Les données à grand Q^2 permettent ainsi de tester le secteur électro-faible du Modèle Standard. Par exemple, la mesure à grande énergie de la section efficace des interactions à courant chargé permet de tester le propagateur de masse du boson W échangé lors de ces interactions. Les mesures ainsi effectuées sont en bon accord avec les autre mesures directes ou indirectes d'un boson réel ou virtuel effectuées à bas Q^2. Les mesures de HERA sont néanmoins limitées par l'incertitude sur les distributions de densité des partons.

La mesure de la section efficace des courants neutres à bas x et bas Q^2 est en bon accord avec la prédiction du Modèle Standard, ce qui montre une bonne description de l'évolution QCD. Aux limites de l'espace de phase, la QCD perturbative n'est plus valable. On fait alors intervenir la théorie de Regge qui décrit les processus de diffraction, caractérisés par l'interaction entre le proton et un photon virtuel, laissant le proton intact [16, 17]. L'étude de la transition entre le régime de Regge et la QCD perturbative permet d'étudier les liens entre le phénomène de diffraction et la diffusion profondément inélastique.

1.5.2 Au-delà du Modèle Standard

Plusieurs modèles existent pour tenter de répondre à certaines questions laissées en suspens par le Modèle Standard : par exemple, la quantité importante de paramètres libres présents dans ce modèle, la charge des quarks (multiple non entier de la charge de l'électron), le nombre de générations de fermions (non justifié par le Modèle Standard), ou la force de gravitation (non incluse dans le modèle). La compréhension de la structure du proton, domaine d'excellence à HERA, ouvre la voie aux recherches sur les collisions électron-quark de très haute énergie, domaine non exploré avant la construction de HERA. Ce paragraphe présente quelques secteurs de recherche de nouvelle physique, au-delà du Modèle Standard, effectuée auprès de l'accélérateur HERA [18].

Les interactions de contact (CI)

Ce modèle constitue une recherche indirecte de nouveaux processus. Il permet de tester les effets de nouvelle physique impliquant l'échange de particules entre l'électron et le quark. La masse de ces particules peut être supérieure à l'énergie $\sqrt{s}$ disponible dans le centre de masse. Une échelle de masse effective Λ est introduite. On étudie alors les processus tels que $\Lambda \gg \sqrt{s}$ [19].

Différents modèles au-delà du Modèle Standard peuvent ainsi être testés à travers les interactions de contact, notamment :

* Le modèle d'Extra-Dimensions : il suppose l'existence de $4+n$ dimensions dans l'espace-temps [20]. Les particules du Modèle Standard sont supposées être confinées dans l'espace à 4 dimensions, tandis que les gravitons pourraient se propager dans n extra-dimensions compactifiées. La force de couplage décrivant l'interaction entre les gravitons et les particules du Modèle Standard est $1/M_s$ où M_s est l'échelle de masse effective de Planck. Si les extra-dimensions sont suffisamment grandes (de l'ordre de quelques millimètres), M_s peut être de l'ordre du TeV et donc être mesurée expérimentalement. Des limites sur l'échelle de masse effective de Planck M_s sont ainsi déterminées.
* Les modèles de leptoquarks : des limites sur les leptoquarks de grande masse peuvent être déduites de l'étude des interactions de contact à travers le rapport M/λ.
* Les modèles composites (supposant l'existence d'une sous-structure fermionique) : les interactions de contact permettent de poser des limites sur l'échelle de masse $\Lambda^{\pm}$.
* Des limites sur le rayon du quark R_q peuvent également être déterminées.

Expérimentalement, les interactions de contact sont recherchées en étudiant la distribution des variables cinématiques (par exemple la virtualité Q^2) d'échantillons de courants neutres de grande impulsion transverse. En effet, une déviation des données observées par rapport à la prédiction du Modèle Standard serait l'évidence de la présence de nouvelle physique. Des limites sur l'échelle de masse Λ sont alors déduites pour les différents modèles.

Modèle des Leptoquarks

Dans la Théorie de Grande Unification (GUT), des triplets de bosons colorés, appelés leptoquarks (LQ), sont susceptibles d'être produits à HERA par une fusion *eq*. La formation et la désintégration des leptoquarks fait intervenir une constante de couplage λ.

Les leptoquarks sont caractérisés par un isospin faible $T = 0,\ 1/2$, un nombre fermionique $F = 0,\ 2$ (où $F = L+3B$ avec L et B étant respectivement les nombres leptonique et baryonique), un spin $S = 0,\ 1$ (0 et 1 pour les leptoquarks scalaires et vecteurs respectivement), une chiralité (L ou R pour gauche ou droite) et enfin une hypercharge.

Un modèle souvent utilisé dans les recherches sur H1 et ZEUS est celui de Buchmüller, Rückl et Wyler (BRW) [21]. Ce modèle suppose l'existence de 14 leptoquarks : 7 de nombre fermionique $F = 0$, recherchés dans les collisions e^+p et 7 de nombre fermionique $F = 2$, recherchés dans les collisions e^-p. Le modèle BRW suppose que les rapports d'embranchement des désintégrations des leptoquarks soient fixes.

La topologie des événements avec formation de leptoquarks étant identique aux processus de diffusion profondément inélastique (courants neutres et courants chargés), les leptoquarks de désintégration $LQ \to eq$ et $LQ \to \nu q$ sont respectivement recherchés dans des échantillons de courants neutres et courants chargés. L'existence d'un leptoquark de masse inférieure à $\sqrt{s}$ serait mise en évidence par la présence d'un pic dans le spectre de masse invariante des systèmes eq ou νq. Des limites sur la constante de couplage λ sont déduites [22].

Dans le cas général où les rapports d'embranchement ne sont plus considérés fixes, des limites sur ceux-ci peuvent être déterminées pour différentes valeurs de la constante de couplage λ.

1.6 Physique exclusive

Ce paragraphe présente les différentes recherches mises en œuvre à partir de l'étude des états finals spécifiques des processus se produisant sur le collisionneur HERA.

1.6.1 Dans le cadre du Modèle Standard

La QCD perturbative est également testée à HERA à travers la photoproduction de jets hadroniques. L'étude de ces processus permet aussi de mesurer la constante de couplage forte α_s, de tester la modélisation des gerbes partoniques, mais aussi d'étudier la fluctuation du photon émis par l'électron en un état hadronique, à travers le concept de structure du photon. Les mesures de section efficace de production des J/Ψ, des ρ^0 et de la diffusion Compton testent la description des interactions hadroniques par les modèles QCD.

Beaucoup de quarks charmés sont produits à HERA dans le processus de photoproduction, ce qui permet de faire de la spectroscopie du charme à partir du D^* (avec $D^* \to D\pi$ et $D \to K\pi$). La structure du spectre obtenu correspond à différentes résonances [23]. La production de beauté a également été observée à HERA à travers les interactions $ep \to bX$ [24].

La production de bosons W et Z réels est également recherchée à HERA et sera discutée dans le cadre de cette thèse.

1.6.2 Au-delà du Modèle Standard

La physique exclusive regroupe également toutes les recherches de phénomènes exotiques à travers l'étude d'événements contenant des leptons ou des jets de grande impulsion transverse et/ou de l'impulsion transverse manquante.

Violation de la saveur leptonique (LFV)

Les expériences recherchant les oscillations de neutrinos montrent des signes de plus en plus convaincants de la non-conservation de la saveur leptonique, ce qui indiquerait une violation du nombre leptonique.

Ainsi, les processus comme $eq \to \mu q'$ ou $eq \to \tau q'$ à travers la production ou l'échange d'un leptoquark sont recherchés à HERA. A titre d'exemple, le processus $eq \to \mu q'$ met en jeu deux constantes de couplage λ_{eq} et $\lambda_{\mu q}$. Des limites sur ces constantes en fonction de la masse du leptoquark échangé sont déduites de l'étude de distributions similaires à celles utilisées dans la recherche de leptoquarks [25].

Modèles supersymétriques (SUSY)

Dans le modèle minimal supersymétrique (MSSM), la R-parité est définie comme $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$. Les particules du Modèle Standard ont une R-parité $R_p = +1$ tandis que leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité $R_p = -1$ [26]. La présence de particules supersymétriques induit des événements multi-jets contenant un ou plusieurs lepton(s) isolé(s) de grande impulsion transverse et/ou de l'impulsion transverse manquante [27].

Si la violation de la R-parité est permise, des superparticules peuvent être produites à HERA par une fusion eq : $ep \to \tilde{q}X$. Cela suppose l'existence d'un couplage à R-parité violée λ'.

Dans ce modèle, les masses des fermions sont des paramètres libres. Les autres paramètres libres sont la masse du squark $M_{\tilde{q}}$, le terme de brisure de masse M_2, le terme de mélange de masse des doublets de Higgs μ et le rapport des champs de Higgs attendus dans le vide $\tan\beta$. Des limites sur λ' sont déterminées pour différents intervalles de valeurs de ces paramètres libres.

Dans le modèle de super-gravité minimal (mSUGRA) [28], la contrainte supplémentaire d'une masse universelle m_0 pour tous les s-fermions est introduite. Ce modèle suppose que la brisure de symétrie électro-faible soit conduite par des corrections radiatives. Ainsi les paramètres libres sont principalement m_0, la masse unifiée du gaugino à l'échelle de grande unificaction $m_{1/2}$, le signe de μ et $\tan\beta$. Des limites sur λ' sont également mesurées selon ce modèle .

Une des interprétations possibles de l'excès d'événements discuté dans cette thèse serait la production d'un s-top par violation de la R-parité à partir de l'interaction entre le positron et un quark d du proton : $e^+d \to \tilde{t}$. Le s-top se désintégrerait ensuite en un quark b et un chargino : $\tilde{t} \to b\tilde{\chi}_1^+$. Deux types de désintégration du chargino pourraient conduire à des états finals contenant un muon et de l'impulsion transverse manquante : $\tilde{\chi}_1^+ \to W^+\tilde{\chi}_1^0 \to \ell^+\nu\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\ell}^+\nu \to \ell^+\nu\nu$. Néanmoins la cinématique des candidats observés semble peu compatible avec une telle interprétation.

Par contre, la désintégration du s-top en $\tilde{t} \to \tilde{b}W^+$ suivie de $\tilde{b} \to d\nu$ et $W^+ \to \ell^+\nu$ n'est pas exclue par la cinématique des candidats observés car le système posséde trop de paramètres inconnus pour être contraint cinématiquement. Ce processus reste donc envisageable et contient un état final compatible avec la topologie des événements observés.

Les fermions excités

Dans plusieurs extensions du Modèle Standard, les fermions peuvent accéder à des états excités (e^*, ν^* et q^*), ce qui impliquerait une sous-structure fermionique [29]. Les fermions excités peuvent ensuite se désexciter par émission de photons γ ou bosons Z ou W. Les topologies recherchées sont donc celles contenant un lepton ou un quark associé à la présence d'un photon ou d'un boson de jauge W ou Z.

Les forces de couplage entre les fermions excités et les bosons correspondant aux groupes de jauge $SU(2)$, $U(1)$ et $SU(3)$ sont respectivement f, f' et f_s. Une échelle de modèle composé Λ est également introduite. Des limites sur les rapports f/Λ, f'/Λ ainsi que sur f_s sont déterminées en fonction de la masse du fermion excité produit [30, 31].

L'excès d'événements discuté dans cette thèse pourrait notamment être dû à une production de quarks excités q^* avec désexcitation par émission d'un boson W ($q^* \to q + W$), celui-ci se désintégrerait ensuite dans son canal leptonique ($W \to \ell\nu$), ce qui conduirait à un état final contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante. La recherche de quarks excités a été effectuée sur les données 1994-97 [32] : 3 des 5 candidats avec un muon isolé ont été sélectionnés dans le canal $q^* \to qW \to q\mu\nu$, pour une prédiction du Modèle Standard de 0.41 ± 0.03. Le candidat avec un électron isolé a été sélectionné dans le canal $q^* \to qW \to qe\nu$

pour une prédiction de 1.10 ± 0.35. Cette étude n'a pas été mise à jour sur l'ensemble de la luminosité de HERA-1.

Production du quark top par FCNC

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

L'observation d'un changement de saveur dans les processus à courant neutre (*Flavour Changing Neutral Current* ou FCNC), serait le signe clair d'une physique nouvelle au-delà du Modèle Standard [33]. A HERA, un tel processus pourrait induire la production anormale d'un quark top par fusion $\gamma u \to t$. Celui-ci se désintégrerait ensuite tel que $t \to bW$ suivi de $W \to \ell \nu_{\ell}$, ce qui pourrait expliquer la présence d'événements à lepton isolé possédant un jet hadronique de grande impulsion transverse.

Les interactions FCNC seraient présentes dans de nombreuses extensions du Modèle Standard comme le secteur de Higgs étendu [34], la supersymétrie [35], la brisure de symétrie électro-faible [36] ou la présence d'une symétrie supplémentaire [37].

La recherche de production de top par FCNC a été effectuée dans le cadre de cette thèse et sera discutée dans le dernier chapitre.

1.7 Conclusion du chapitre

Le Modèle Standard, décrivant les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions, a été validé auprès des grands collisionneurs au cours des dernières années.

Les interactions électron-proton de HERA offrent, par la nature de la sonde et par le domaine cinématique accessible, un domaine unique permettant d'explorer la structure du proton et de tester les modèles QCD et électro-faible. HERA a permis une avancée spectaculaire dans la connaissance des fonctions de structure du proton et du photon, et a conduit au perfectionnement de certains modèles QCD.

Les collisions électron-proton donnent accès à des processus complémentaires à ceux des autres grands collisionneurs, et apportent ainsi une opportunité de recherche de nouvelle physique dans un espace de phase distinct. Les théories au-delà du Modèle Standard, comme la SUSY, le modèle des leptoquarks, les extra-dimensions ou les modèles composites sont ainsi testées auprès du collisionneur HERA.

Les études effectuées dans cette thèse constituent un test du Modèle Standard à travers la recherche d'événements dont la topologie est celle de la production des bosons W et Z. Elles participent également à la prospection de physique au-delà du Modèle Standard à travers la recherche de production anormale du quark top à HERA.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

2.1 L'accélérateur HERA

2.1.1 Présentation

HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) est un collisionneur de 6.3 km de circonférence en fonctionnement depuis 1992 construit sur le site de DESY à Hambourg. Il est constitué de deux tubes à vide indépendants mettant en collision des protons (p) de 820 ou 920 GeV avec des électrons (e^-) ou positrons (e^+) de 27.5 GeV. L'accélérateur HERA est représenté sur la figure 2.1.

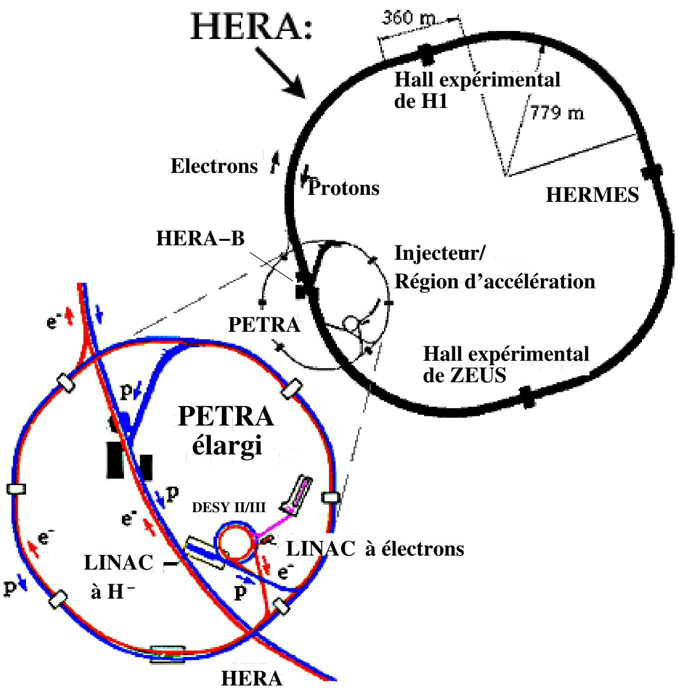


FIG. 2.1 – *Schéma de l'accélérateur HERA. Les électrons sont progressivement accélérés depuis le LINAC à électrons, en passant par DESY II, PETRA, jusqu'à HERA. Les protons sont progressivement accélérés depuis le LINAC à protons, en passant par DESY III, PETRA, jusqu'à HERA.*

L'énergie disponible dans le centre de masse est $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} = 318$ GeV (300 GeV), ce qui est suffisant pour produire par exemple un boson W ou Z sur sa couche de masse ($m_W =$

80.42 GeV et $m_Z = 91.19$ GeV) [38]. De manière générale, cette énergie permet d'être sensible aux effets électro-faibles. Les différentes périodes de collision sont résumées dans le tableau 2.1. Environ 120 pb^{-1} de luminosité a été accumulée par les expériences de collision H1 et ZEUS, entre 1994 et 2000. Les données acquises durant cette période sont appelées données de "HERA-1". La luminosité intégrée durant cette période est représentée sur la figure 2.2.

Période	Collision	$\sqrt{s}$(GeV)	Luminosité
1994-1997	e^+p	300	37.0 pb^{-1}
1998-1999	e^-p	318	13.6 pb^{-1}
1999-2000	e^+p	318	67.7 pb^{-1}
Total	$e^\pm p$	300/318	118.3 pb^{-1}

TAB. 2.1 – *Luminosité collectée par H1 pour chaque période de collision, durant la prise de données de HERA-1.*

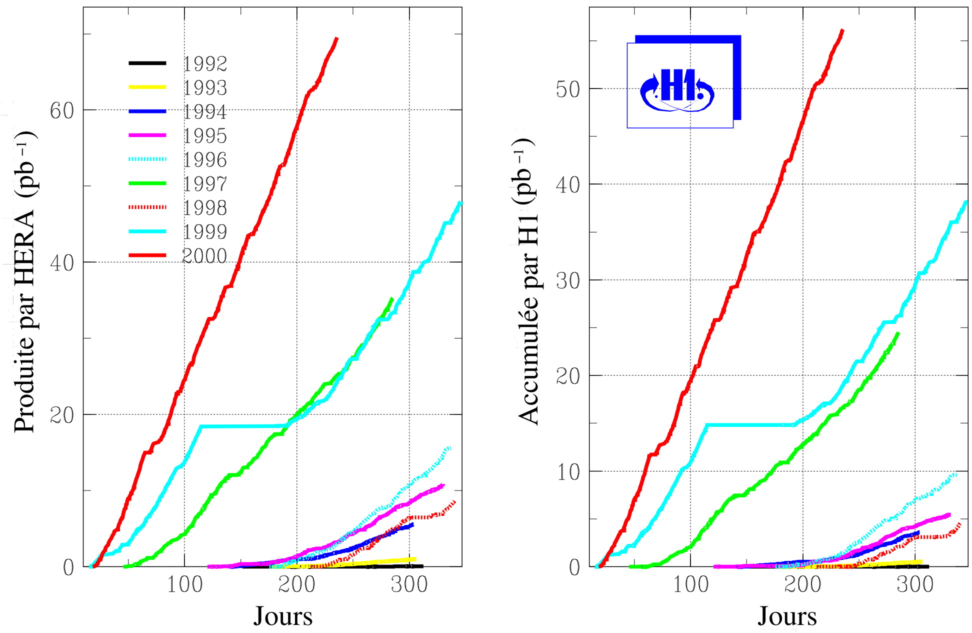


FIG. 2.2 – *Luminosité accumulée produite par HERA (à gauche) et enregistrée par H1 (à droite), pour chaque année de prise de données.*

2.1.2 Méthodes d'injection et d'accélération

- Les électrons, créés par une cathode, sont tout d'abord accélérés jusqu'à l'énergie de 450 MeV par un accélérateur linéaire (LINAC). Pour créer des e^+ à partir des e^-, ceux-ci sont injectés dans un convertisseur à la sortie du LINAC, où ils émettent par *Brehmsstrahlung*[1] un photon qui se matérialise ensuite en une paire e^+e^-. Les électrons sont ensuite transférés

1. Le Brehmsstrahlung ou *Rayonnement de freinage* est l'émission de photons due à l'accélération d'une particule chargée dans la matière.

dans un accélérateur circulaire (DESY II) qui les porte jusqu'à une énergie de 7 GeV et les injecte dans un autre accélérateur circulaire (PETRA), pouvant emmagasiner un maximum de 70 paquets d'électrons. Celui-ci les accélère encore jusqu'à l'énergie de 12 GeV pour les injecter ensuite dans le collisionneur HERA où ils vont atteindre leur énergie nominale de 27.5 GeV. Trois remplissages depuis PETRA sont nécessaires pour obtenir 210 paquets d'électrons dans le collisionneur.

- Les protons sont produits par accélération d'ions d'hydrogène H^- qui sont ensuite transférés dans un accélérateur linéaire qui les porte à une énergie de 50 MeV. Ils y traversent une feuille de métal qui leur arrache leurs électrons, libérant ainsi les protons. Ceux-là sont ensuite transférés dans l'accélérateur circulaire DESY III où ils sont accélérés jusqu'à l'énergie de 8 GeV puis transférés dans PETRA, pouvant également stocker jusqu'à 70 paquets de protons. Ils y sont accélérés jusqu'à l'énergie de 40 GeV puis injectés dans HERA où ils atteindront leur énergie nominale de 920 GeV. Trois remplissages depuis PETRA sont nécesssaires pour obtenir 210 paquets de protons.

L'anneau d'électrons est équipé de dipôles magnétiques délivrant un champ de 0.17 Tesla tandis que l'anneau de protons est constitué de dipôles magnétiques supraconducteurs refroidis à l'hélium liquide délivrant un champ magnétique de 4.7 Teslas. L'énergie des protons est limitée par ce champ magnétique tandis que celle des électrons est limitée par la radiation synchrotron.

Un vide de 10^{-7} Pa est maintenu dans le tube à vide de façon à réduire au maximum les interactions entres les particules des faisceaux et les molécules du gaz résiduel.

La durée de vie typique d'un faisceau de protons est d'environ 100 heures, tandis que les faisceaux de e^+ (e^-) ont une durée de vie de 10 (6) heures. La durée de vie des électrons est en effet plus courte que celle des protons car ils se recombinent avec des ions du gaz résiduel dans le tube à vide. Ces ions sont majoritairement positivement chargés, c'est pourquoi la durée de vie d'un faisceau de e^- sera plus petite que celle d'un faisceau de e^+.

2.1.3 Caractéristiques des collisions

L'étude des événements rares comme la production des bosons W et Z nécessite une grande luminosité. Celle-ci peut être atteinte si le collisionneur produit un grand nombre de paquets de protons et d'électrons.

170 paquets de collisions sont stockés sur l'anneau (en fait 210 paquets parcourent l'anneau mais une partie est utilisée pour déterminer le taux de bruit de fond). Les paquets d'électrons et de protons contiennent respectivement environ $3 \cdot 10^{10}$ et $7 \cdot 10^{10}$ particules. Ils ont une extension horizontale d'environ 280 μm et une extension verticale de 50 μm. Les électrons et protons y ont des courants typiques respectifs de 40 mA et 90 mA, intégrés sur tous les paquets.

Une fois l'énergie requise atteinte, les trajectoires des électrons et protons sont modifiées en deux points de l'accélérateur (aux emplacements des expériences H1 et ZEUS) de façon qu'ils se croisent et engendrent des collisions.

La luminosité instantanée est définie en fonction de ces quantités de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot f \cdot k \tag{2.1}$$

où N_e (N_p) est le nombre d'électrons (de protons) dans chaque paquet, σ_x et σ_y sont les extensions horizontale et verticale des paquets, f est la fréquence de collision ($f = c/2\pi r$ où r est le rayon du collisionneur), et k est le nombre de paquets de collision stockés sur l'anneau. La luminosité instantanée de HERA est d'environ $1.4 \cdot 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

Le temps entre deux croisements de faisceau est de 96 ns (il est actuellement le plus court au monde jusqu'à la construction du LHC qui aura un temps de croisement de 25 ns). Cette durée doit être comparée au temps de réponse de chaque détecteur. En général, celui-ci est plus élevé (de l'ordre de la micro-seconde), mais il est néanmoins toléré car la probabilité d'interaction ep par croisement de faisceaux est de l'ordre de 10^{-3}. Ces contraintes en temps demandent l'utilisation d'un système de déclenchement complexe qui sera décrit dans le paragraphe 2.3.

2.1.4 Détecteurs installés sur l'anneau

L'accélérateur HERA est actuellement utilisé par quatre expériences en physique des particules brièvement présentées ci-dessous.

- **H1 et ZEUS :**
  Ce sont les deux expériences généralistes de HERA. Elles permettent de tester le Modèle Standard à travers un grand nombre d'analyses allant de l'étude de la structure du proton à la recherche de physique au delà du Modèle Standard.
- **HERA-B :**
  HERA-B est un détecteur à cible fixe étudiant les collisions entre des protons de 920 GeV et les noyaux d'une cible fixe positionnée autour du faisceau de protons de HERA.
  HERA-B était d'abord destiné à mesurer la violation CP à travers la désintégration de mésons B dans le *golden decay mode* : $B \to J/\psi K^0$. Il est désormais consacré aux mesures associées à la production de saveurs lourdes dans la matière nucléaire, à l'étude des baryons B, des mésons charmés, et à la spectroscopie du charmonium.
- **HERMES :**
  HERMES est une expérience destinée à étudier la structure de spin du proton et du neutron. Elle utilise le faisceau d'électrons polarisés de HERA qu'elle envoie sur une cible gazeuse polarisée d'hydrogène ou de deutérium.
  HERMES étudie le spin des nucléons à travers la détection de l'électron diffusé en coïncidence avec les hadrons produits lors de la diffusion profondément inélastique des électrons incidents de 27.5 GeV.

2.1.5 HERA II : version haute luminosité

Des améliorations importantes ont été apportées à l'accélérateur pour la prise de données débutant en 2002, afin d'augmenter la luminosité accumulée d'un facteur 10 et de créer un faisceau polarisé d'électrons :

- Des aimants supraconducteurs focalisateurs ont été rajoutés sur H1 et ZEUS de façon à augmenter la luminosité instantanée, ce qui a nécessité aussi le remplacement des collimateurs de ces deux expériences.
- Des rotateurs de spin ont été installés auprès des détecteurs H1 et ZEUS afin de polariser longitudinalement les électrons. La position de ces rotateurs est schématisée sur la figure 2.3.

La haute luminosité et la polarisation du faisceau d'électrons permettront des mesures plus précises de la structure du proton, ainsi qu'une meilleure sensibilité à la recherche de processus au-delà du Modèle Standard tels que la SUSY, la recherche de leptoquarks ou de fermions excités. Une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} est espérée pour fin 2006.

Quant à l'analyse discutée ici, la version haute luminosité de HERA apportera un atout majeur car elle augmentera la précision statistique du signal recherché. La polarisation du faisceau agira sur la section efficace de certains processus du Modèle Standard contribuant dans la présente étude, notamment les processus à courant chargé impliquant l'échange direct d'un boson $W^{\pm}$ ou Z^0 entre l'électron intial et le proton: les bosons faibles ne se couplant qu'à des particules polarisées gauches (en raison de la violation de la parité pour les interactions faibles),

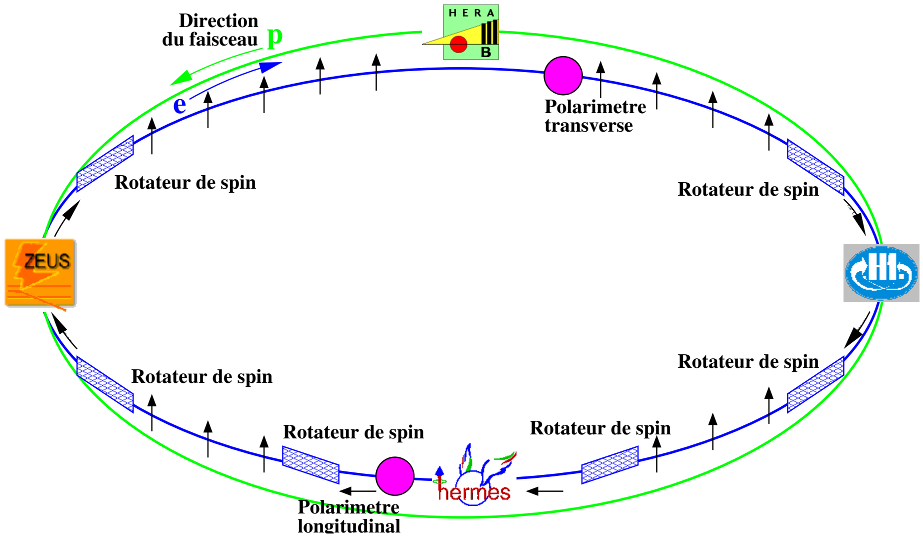


FIG. 2.3 – *Polarisation du faisceau d'électrons de HERA à l'aide de rotateurs de spin.*

le fait d'imposer une polarisation particulière à l'électron initial agit sur la section efficace des processus impliquant un échange direct de bosons faibles. Concernant la production de bosons W, la polarisation du faisceau d'électrons aura peu d'effet sur la section efficace car le processus dominant est la radiation d'un W depuis le quark incident qui lui n'est pas polarisé (la production de W sera détaillée dans le chapitre suivant).

2.2 Le détecteur H1

2.2.1 Introduction

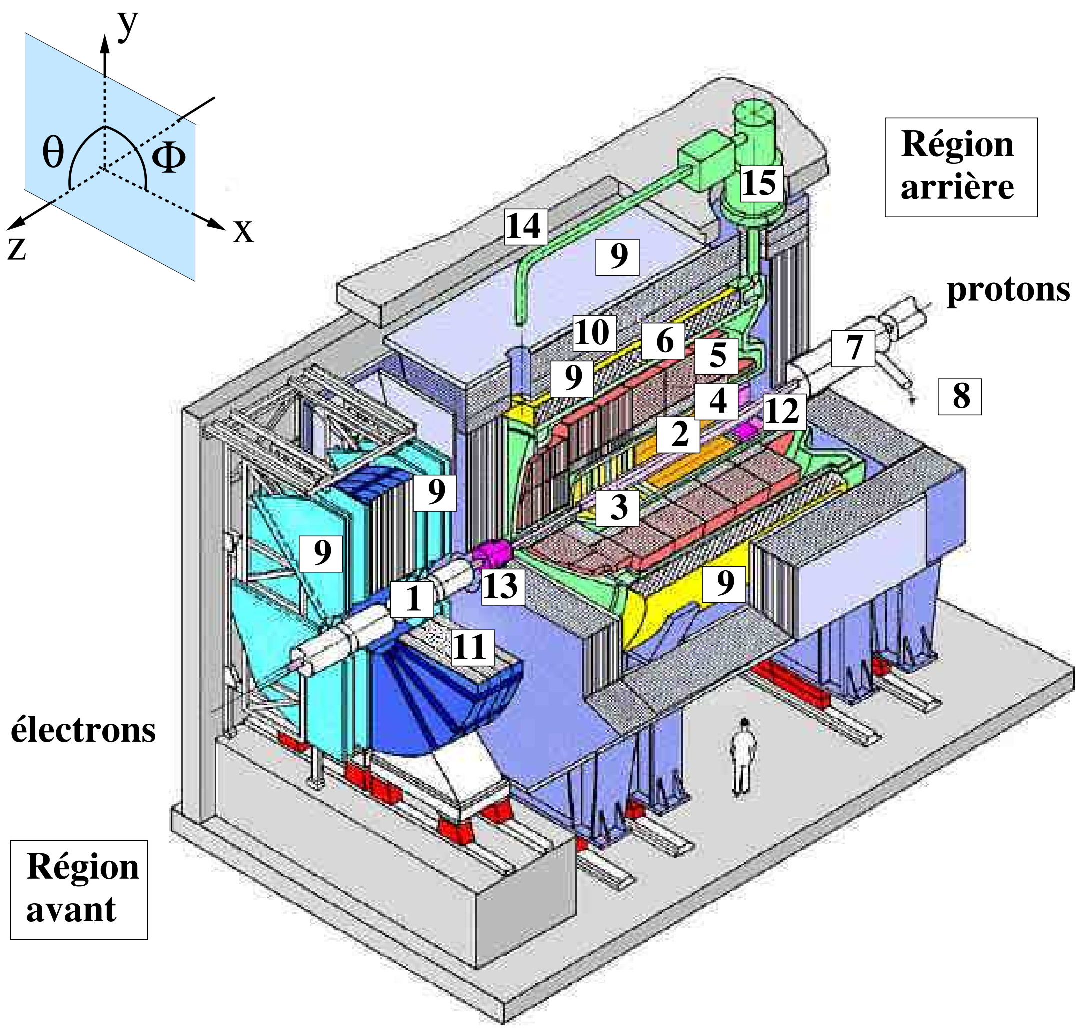
Vue générale et système de référence :

H1 est un détecteur multi-fonction constitué d'un ensemble de sous-détecteurs spécialisés dans la détection de différents types de particules, d'énergie allant de quelques centaines de MeV à quelques centaines de GeV. Une vue générale du détecteur est présentée dans la figure 2.2.1.

Comme illustré sur cette figure, les positions et les angles sont déterminés dans H1 à partir d'un système direct cartésien dont l'axe z est dans la direction du proton incident et l'origine au point nominal de collision au centre du détecteur. En plus des angles polaire et azimutal θ et ϕ, la pseudo-rapidité peut être définie de la façon suivante : $\eta = -ln(tan\frac{\theta}{2})$.

Ce paragraphe présente les sous-détecteurs principaux utilisés dans cette analyse. Du point d'interaction jusqu'à la partie externe du détecteur sont disposés les sous-détecteurs suivants (les chiffres encadrés désignent les notations des détecteurs représentés sur la figure 2.2.1) :

- **Détecteurs de traces :** $\boxed{2}$
  Ce sont des chambres à dérive et chambres proportionnelles permettant la reconstruction des traces chargées et la détermination de l'impulsion des particules de basse énergie.
- **Calorimètre à argon liquide (LAr) :** $\boxed{4}$ $\boxed{5}$
  Les calorimètres sont adaptés à la mesure de l'impulsion des particules chargées et neutres de haute énergie et à leur identification. La forme de la gerbe est en effet liée à la nature de la particule. Une partie électromagnétique permet de déterminer l'énergie des électrons tandis qu'une partie hadronique mesure l'énergie des hadrons dans l'état final.



1	**Tube à vide et aimants du faisceau**	**9**	**Chambres à muons**
2	**Chambres à traces centrales**	**10**	**Fer instrumenté (plaques de fer et détecteurs de tubes à streamer)**
3	**Chambres à traces avant et radiateurs pour le rayonnement de transition**	**11**	**Aimant toroïdal à muons**
4	**Calorimètre électromagnétique (Pb)**	**12**	**Calorimètre électromagnétique "chaud"**
5	**Calorimètre hadronique (acier inox)**	**13**	**Calorimètre "bouchon" avant (Si, Cu)**
6	**Bobine supraconductrice (1.15 Tesla)**	**14**	**Blindage de béton**
7	**Aimant de compensation**	**15**	**Vase d'expansion du cryostat à argon liquide**
8	**Hélium liquide**		

FIG. 2.4 – *Vue générale du détecteur H1.*

- **Bobine supraconductrice :** $\boxed{6}$
  Elle produit un champ magnétique de 1.15 Tesla permettant la détermination de la charge et de l'impulsion des particules chargées, par courbure de leur trajectoire, dans les détecteurs de traces.
- **Fer instrumenté :** $\boxed{10}$
  Il détecte les fins de gerbes hadroniques et les muons. Il sert également de retour de champ magnétique à la bobine (les lignes de champ suivent le fer instrumenté).
- **Détecteurs à temps de vol :**
  Constitués de détecteurs à scintillation, ils délivrent une information en temps permettant la réjection des interactions non *ep*.

Détecteurs avant :

- **Bouchon calorimétrique (PLUG) :** $\boxed{13}$
  Il mesure l'énergie des particules émises à proximité du tube à vide. Au-delà de l'acceptance du LAr, sa résolution en énergie est faible mais il présente une bonne résolution spatiale.
- **Spectromètre à muons :** $\boxed{9}$ (à l'avant)
  Il mesure l'énergie des muons de haute énergie émis vers l'avant.

Détecteurs arrière :

- **SPACAL :** $\boxed{12}$
  C'est un calorimètre à fibres scintillantes destiné à détecter les électrons et hadrons émis dans cette région. Il donne également une information en temps nécessaire au système de déclenchement.
- **Système de luminosité :**
  Constitué de deux calorimètres Cerenkov, son rôle est, comme son nom l'indique, de mesurer la luminosité enregistrée par H1.

D'autres sous-détecteurs secondaires font partie de H1 mais ils ne seront pas directement utilisés dans la présente étude. Une description plus détaillée des sous-détecteurs est présentée dans les paragraphes suivants. La description complète se trouve dans les références [39, 40].

2.2.2 Les détecteurs de traces

Comme mentionné ci-dessus, ils sont destinés à déterminer la position du point d'interaction et l'impulsion des particules chargées de basse énergie. Situés à proximité du point d'interaction, ils permettent également l'activation d'un déclenchement basé sur les traces des particules chargées ainsi que leur reconstruction.

Le système de déclenchement est assuré par des chambres proportionnelles (rapides) tandis que la reconstruction des traces est effectuée par des chambres à dérive (lentes). Les détecteurs de traces sont répartis en deux régions : la région centrale (*Central Track Detector* ou CTD) et la région avant (*Forward Track Detector* ou FTD) comme illustré sur la figure 2.5.

- Région centrale :
  Le déclenchement est basé sur des chambres proportionnelles multifils (*Multi-Wire Proportional Chambers* ou MWPC) CIP et COP (*Central Inner Proportional* et *Central Outer Proportional*) présentant une réponse en temps rapide.
  La reconstruction est basée sur deux chambres à dérive CJC1 et CJC2 (*Central Jet Chamber*). Celles-ci sont complétées par deux chambres CIZ et COZ (*Central Inner z-Chamber* et *Central Outer z-Chamber*), chambres à dérive destinées à la mesure de la coordonnée z des traces.

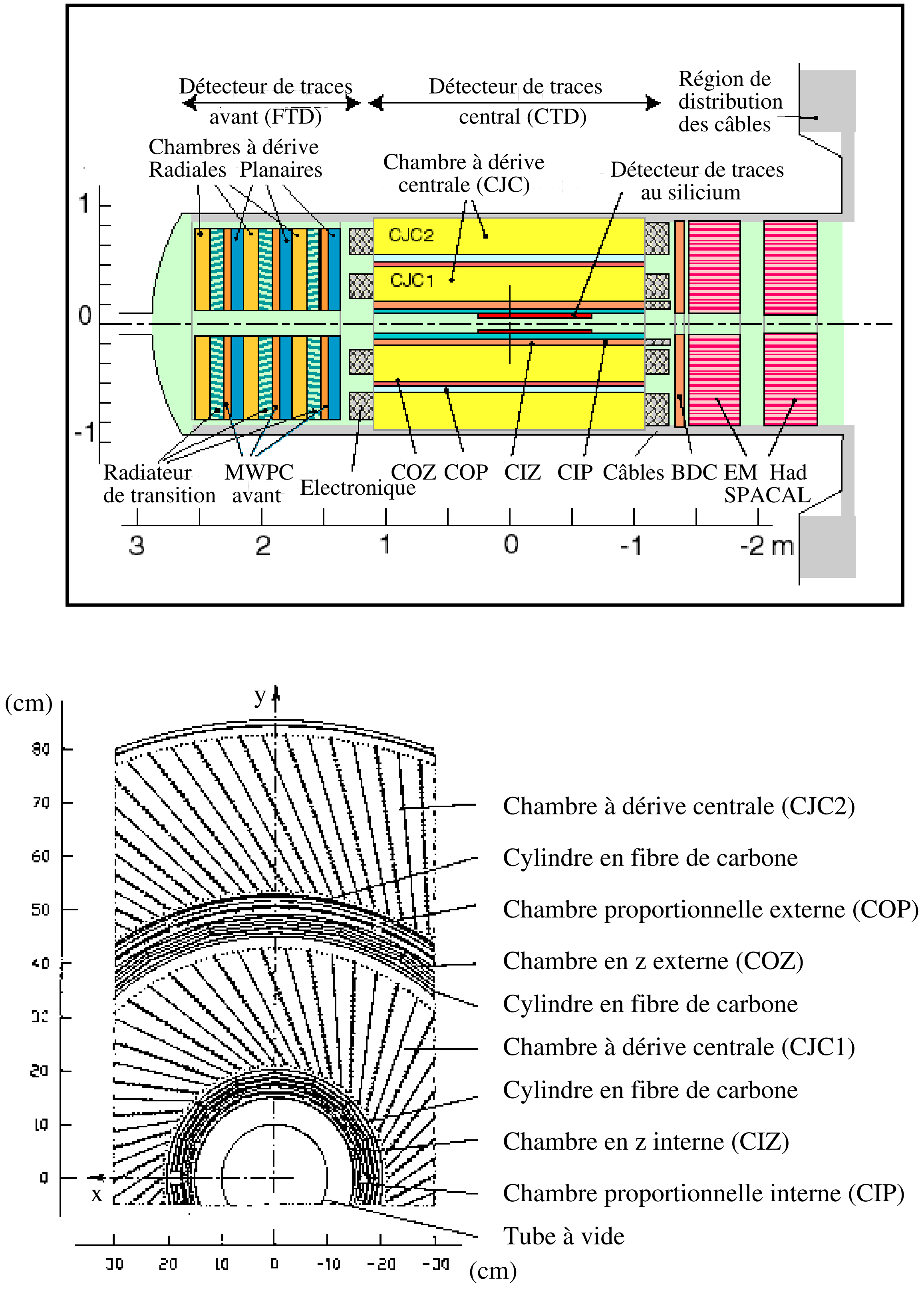


FIG. 2.5 – *Vues longitudinale (figure du haut) et transverse (figure du bas) du système de trajectographie de H1. Il est constitué de plans successifs de chambres proportionnelles (CIP et COP), chambres en z (CIZ et COZ) et chambres à dérive (CJC1 et CJC2).*

Depuis 1996, un détecteur au silicium a été implémenté de façon à améliorer la mesure des traces en introduisant la possibilité d'étiqueter les quarks b.

- Région avant ($\theta < 30°$) :
  La reconstruction est basée sur les FTD, construits en trois supermodules. Chacun est constitué de chambres à dérive planaires, d'une chambre proportionnelle avant (*Forward multi-Wire Proportional Chamber* ou FWPC), d'un radiateur de transition passif et d'une chambre à dérive radiale.
- Région arrière :
  Une chambre à dérive arrière (*Backward Drift Chamber* ou BDC) permet la reconstruction des traces dans cette région.

La mesure du rayon de courbure des traces reconstruites permet une mesure de leur impulsion avec une résolution $\Delta P/P = 0.006P$ (GeV).

Les chambres proportionnelles multifils (MWPC) :

Les MWPC participent aux décisions de déclenchement de H1 : elles délivrent une information en temps de très bonne précision (75 ns pour les CIP et 60 ns pour les COP), ce qui permet de séparer les différents croisements de faisceaux (séparés en temps de 96 ns). Elles couvrent toute la région $5° < \theta < 175°$ et comprennent les FWPC à l'avant, les CIP et COP dans la région centrale et la BDC à l'arrière. Elles sont surtout destinées à fournir le maximum de points au déclencheur basé sur l'identification du vertex primaire.

Les CIP, illustrées sur la figure 2.6, possèdent 60 cellules en z de taille $\Delta z = 3.65$ cm, et 8 octants en Φ de taille $\Delta\Phi = 45°$ (soit 480 damiers). Les COP contiennent 280 damiers de taille $\Delta z = 12$ cm et $\Delta\Phi = 22.5°$.

Les MWPC sont fines (0.14% X_0 pour les CIP[2] et 0.18% X_0 pour les COP) de manière à ne pas dégrader les traces pour leur reconstruction dans les chambres à dérive qui suivent.

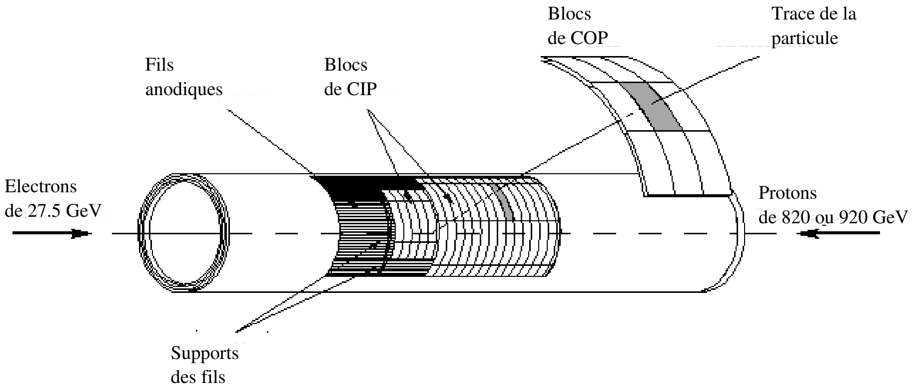


FIG. 2.6 – *Schéma d'une chambre proportionnelle multifil intérieure CIP, et des premiers blocs d'une chambre extérieure COP.*

Les chambres à dérive centrales (CJC) :

Les chambres CJC1 et CJC2 permettent la mesure des trajectoires et impulsions des particules, ainsi que leur identification par la mesure de leur perte d'énergie dans la matière $\left(\frac{dE}{dx}\right)$. La vitesse de dérive nominale des électrons d'ionisation à l'intérieur des CJC est de 50 mm/μs.

2. X_0 est la longueur de radiation, définie comme la distance moyenne au bout de laquelle la particule perd un facteur $(1 - 1/e)$ de son énergie initiale.

Les CJC1 (CJC2) possèdent 30 (60) cellules de fils parallèles (anodes) à l'axe du faisceau, ce qui permet une précision optimum dans le plan (r,Φ) de $\sigma_{r-\Phi} \simeq$ 350 μm car les électrons produits par l'interaction particule-gaz se déplacent perpendiculairement aux fils. La mesure de la coordonnée z est effectuée à partir de la division de charge collectée, ce qui donne une précision plus faible : $\sigma_z \simeq 5$ cm.

Les cellules sont inclinées d'environ 30° afin d'éliminer les ambiguités de reconstruction par association des segments de traces des différentes cellules. De plus, cela permet aux traces de traverser au moins une fois le plan des fils, afin de mesurer le temps de passage de la particule avec une précision de l'ordre de la nanoseconde.

Les chambres en z (CIZ, COZ) :

Les CIZ et COZ, schématisées sur la figure 2.7, permettent la mesure de la coordonnée z des traces, ainsi qu'une détermination plus précise de leur impulsion. Les fils anodiques et le champ électrique dans les chambres en z sont orientés différemment par rapport aux CJC, c'est-à-dire que les fils anodiques sont dans le plan (r,Φ) et leur champ de dérive est dans la direction z. Cela permet une mesure précise de la coordonnée z à partir des mesures du temps de dérive avec une précision $\Delta z = 300$ μm. A l'inverse, leur précision dans le plan (r,Φ) à partir de la division des charges est faible. Les chambres en z participent également au système de déclenchement.

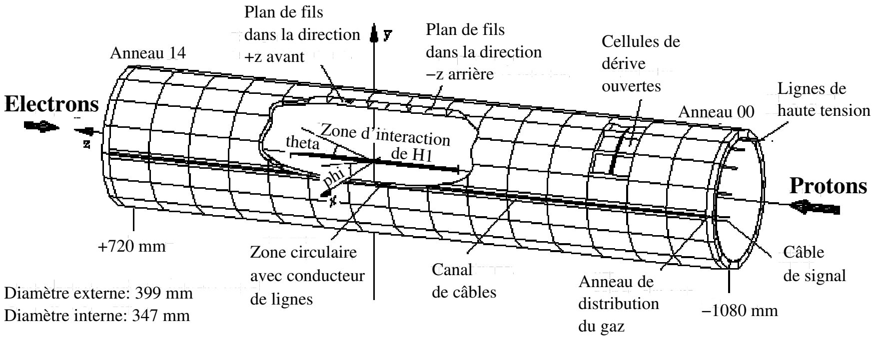


FIG. 2.7 – *Schéma d'une chambre en z intérieure CIZ (le schéma d'une chambre en z extérieure COZ serait similaire).*

Les détecteurs de traces avant (FTD) :

Le FMD couvre la région angulaire $5° < \theta < 30°$. Il est composé de trois supermodules constitués d'une chambre à dérive planaire, d'une chambre proportionnelle multifils (FWPC), d'un milieu transitoire de radiation et enfin d'une chambre radiale. Le schéma d'un détecteur de traces avant est représenté sur la figure 2.8.

Les chambres à dérive planaires possèdent 3 plans de 32 cellules inclinés de 0, +60° et −60° par rapport à la verticale et leurs fils anodiques sont perpendiculaires au faisceau. Cette géométrie permet une précision sur l'angle polaire $\Delta\theta = 1$ mrad.

Les chambres à dérive radiales possèdent 48 cellules en Φ, entrainant une précision de $\Delta\Phi = 7.5°$. Leurs fils anodiques sont dirigés dans la direction radiale, perpendiculaires à l'axe du faisceau. Les trois modules sont décalés les uns des autres (les deux derniers modules sont tournés de 3.75° et 2.5° par rapport au premier) de façon à lever l'ambiguité gauche-droite.

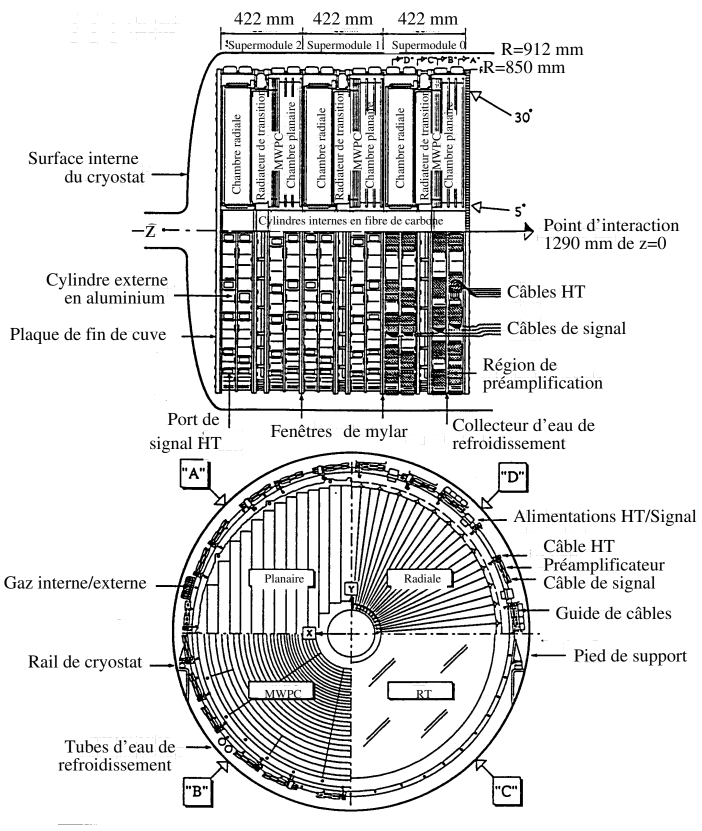


FIG. 2.8 – *Schéma d'un détecteur de traces avant (FTD).*

Les chambres à dérive arrière (BDC) :

Les BDC sont destinées à améliorer l'étude des événements dans lesquels l'électron est diffusé à petit angle.

Elles sont constituées de 8 plans dans la direction z. En Φ, chaque plan est divisé en 8 secteurs. Chaque secteur contient 32 cellules de dérive. Les 8 plans sont appairés et chaque paire est tournée de $11.25°$ par rapport à la paire précédente La figure 2.9 présente le schéma d'une chambre à dérive arrière.

Les détecteurs de traces seront utilisés dans notre analyse pour déterminer la trace associée à un candidat lepton. Dans le cas des électrons, ils permettront de sélectionner des candidats de bonne qualité. Dans le cas des muons, ils permettront également de déterminer leur énergie.

De façon générale, les détecteurs de traces centraux permettent une meilleure reconstruction que les détecteurs avant et arrière. C'est pourquoi, dans notre analyse, la région angulaire d'étude ne recouvrera pas tout l'espace et les critères de qualité des traces seront moins serrés dans les régions avant et arrière.

2.2.3 Les calorimètres

Un calorimètre est constitué de plans successifs de matériau passif absorbeur et de matériau actif de détection : il mesure l'énergie des particules en les absorbant. Les particules de haute énergie traversent l'absorbeur et y subissent des interactions multiples produisant des particules secondaires interagissant également avec l'absorbeur, ce qui crée une gerbe de particules d'énergie de plus en plus basse. L'énergie de la gerbe est mesurée par les milieux détecteurs interposés.

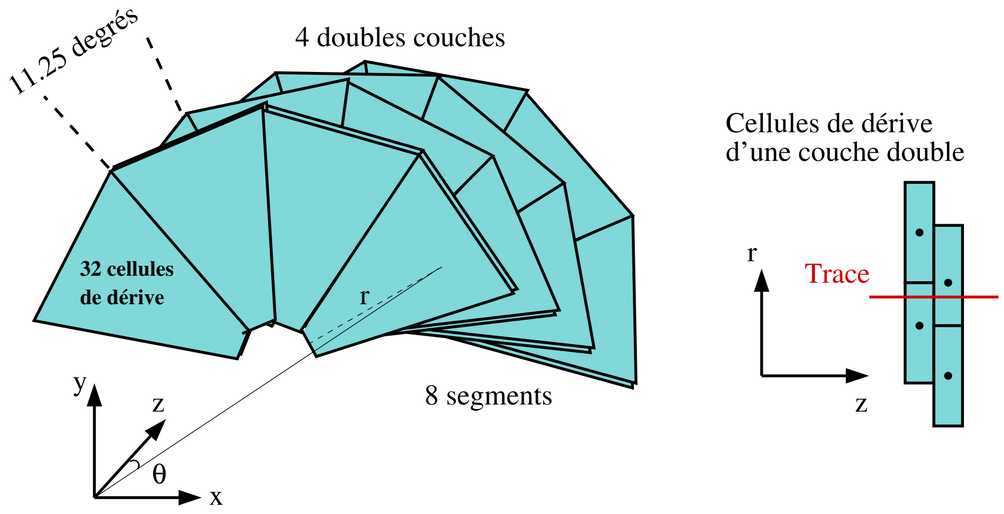


FIG. 2.9 – *Schéma d'une chambre à dérive arrière (BDC). Le schéma de droite illustre la levée de l'ambiguité de reconstruction des traces grâce au décalage des plans de fils.*

H1 est constitué de quatre calorimètres principaux (les chiffres encadrés désignent les notations des détecteurs représentés sur la figure 2.2.1) :

– Calorimètre à argon liquide (*Liquid Argon Calorimeter* ou LAr) $\boxed{4}$ $\boxed{5}$
– Calorimètre arrière (*Spaghetti Calorimeter* ou SPACAL) $\boxed{12}$
– Bouchon avant (PLUG) $\boxed{13}$
– Calorimètre de fin de gerbe (*tail catcher*) $\boxed{9}$ (constituant du système central à muons)

Les calorimètres sont adaptés à la mesure d'énergie des particules électromagnétiques et hadroniques issues des interactions *ep*. Ils sont surtout adaptés à la mesure des particules de grande énergie, ce qui les rend complémentaires aux détecteurs de traces.

- Particules électromagnétiques (électrons et photons) :
  L'interaction des particules électromagnétiques avec la matière est caractérisée par la longueur de radiation X_0. Pour les absorbeurs électromagnétiques de H1, en plomb, la longueur de radiation est de 0.56 cm. Les électrons et photons perdent rapidement leur énergie en traversant l'absorbeur :
  * Un électron interagit avec l'absorbeur en émettant un photon qui se matérialise ensuite en une paire e^+e^-, les électrons ainsi produits interagissent à leur tour avec l'absorbeur. Ce phénomène continue jusqu'à ce que l'énergie des électrons produits soit si petite qu'elle est perdue non plus par rayonnement mais par ionisation.
  * Un photon se matérialise directement en une paire e^+e^-. La différence avec l'électron est que son début de gerbe est décalé d'environ 0.5 X_0 par rapport à celui d'un électron.

  Si la gerbe dépose toute son énergie dans le détecteur, l'énergie de la particule incidente est proportionnelle à l'ionisation collectée dans les plans de détection.
- Particules hadroniques :
  Les hadrons subissant l'interaction forte, ils interagissent avec le noyau des atomes de l'absorbeur de façon élastique et inélastique. Ces interactions produisent des hadrons secondaires, créant ainsi une gerbe de particules secondaires.

Le développement d'une gerbe hadronique est caractérisé par la longueur d'interaction λ typiquement plus grande que X_0 (par exemple $\lambda = 17$ cm pour le béton et l'acier). Le développement de la gerbe s'arrête lorsque les hadrons secondaires ont une énergie suffisamment basse pour être arrêtés par ionisation ou capture nucléaire. La longueur d'interaction λ étant bien plus grande que la longueur de radiation X_0, les gerbes hadroniques seront beaucoup plus étendues que les gerbes électromagnétiques.

L'extension latérale et longitudinale d'une gerbe hadronique étant toujours plus grande que pour une gerbe électromagnétique, la différenciation des dépôts électromagnétiques et hadroniques est possible.

Le calorimètre à argon liquide (LAr) :

Le LAr est le calorimètre principal de H1. Il recouvre tout le plan azimutal et la région $4° < \theta < 153°$ du plan longitudinal, ce qui permet la mesure des états finals hadroniques et l'identification des électrons.

Le LAr comprend une région électromagnétique et une région hadronique de détection, la région électromagnétique étant située plus près du point d'interaction. Le calorimètre à argon liquide est représenté sur la figure 2.10.

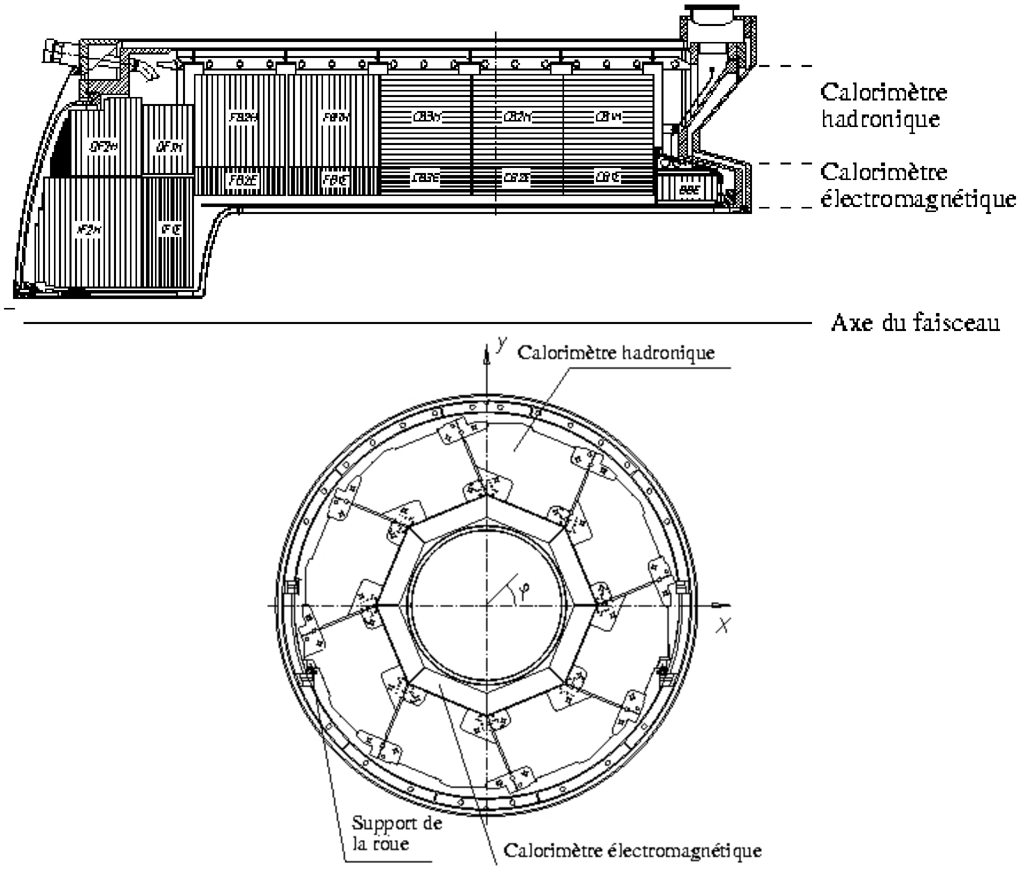


FIG. 2.10 – *Coupes longitudinale (figure du haut) et transverse (figure du bas) du calorimètre à argon liquide de H1.*

Il est finement segmenté (45000 canaux de lecture). Les canaux de lecture des calorimètres électromagnétique et hadronique sont combinés en tours de déclenchement (*Trigger Towers* ou TT) combinées elles mêmes selon la région d'angle polaire en 512 grandes tours (*Big Towers* ou BT), chacune correspondant à un groupe de cellules pointant vers le point d'interaction. La somme des réponses de ces tours est la base du déclenchement du LAr (le système de déclenchement de H1 sera décrit dans le paragraphe 2.3).

Seules les cellules ayant reçu un dépôt d'énergie significatif sont considérées. Les dépôts isolés, ou cellules chaudes, constituent un bruit électronique et sont donc rejetés [41]. Les dépôts d'énergie des cellules calorimétriques restantes sont regroupés en amas lors de la reconstruction des événements.

Comme le montre la figure 2.10, le calorimètre comporte des zones mortes. Celles-ci représentent une menace pour les analyses physiques car les particules n'y déposent pas toute leur énergie, ce qui fausse les mesures d'énergie. De plus l'identification des particules risque d'être erronée. Ainsi, des coupures topologiques seront appliquées afin de rejeter les événements pour lesquels la particule étudiée tombe dans une zone morte du calorimètre.

- **Le calorimètre électromagnétique :**
  L'absorbeur est constitué de couches de plomb de 2.4 mm d'épaisseur. Le matériau détecteur est l'argon liquide : les atomes d'argon sont ionisés par les gerbes de particules, ce qui crée une charge répartie sur quelques centimètres, lue sur les cathodes. La haute densité de l'argon entraine une grande efficacité de production de charges ionisées. L'argon étant un gaz rare, ses produits d'ionisation ne produisent pas de diffusions inélastiques supplémentaires.
  Les calorimètres de H1 sont plus épais dans la région avant, où il y a le plus d'activité en raison de l'énergie du proton incident. Son épaisseur dans cette région est d'environ 30 X_0. Dans la région arrière, où l'activité est moins importante, son épaisseur n'est que de 20 X_0. La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique à argon liquide est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}}$.

  Identification des électrons :
  L'étude des amas calorimétriques permet de différencier les électrons et photons des particules hadroniques, notamment des pions [42]. Dans notre analyse, le calorimètre électromagnétique est le détecteur principal pour l'identification des électrons et la mesure de leur énergie. Cinq critères sont utilisés pour identifier les amas calorimétriques d'électrons :

  1. La fraction électromagnétique d'énergie F_{EM} déposée par l'amas :
     L'énergie des électrons est telle qu'ils sont quasiment toujours arrêtés dans la partie électromagnétique du calorimètre. A l'opposé, un pion interagira peu dans la partie électromagnétique et déposera la majorité de son énergie dans le calorimètre hadronique. On définit alors la fraction électromagnétique d'un amas comme étant le rapport entre l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre et l'énergie totale déposée dans le calorimètre :

$$F_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{CALO}} \tag{2.2}$$

     Cette fraction est très proche de 1 dans le cas des amas d'électrons mais pas pour les amas de particules hadroniques. On définit alors une limite inférieure F_{EM}^{min} en-dessous de laquelle l'amas candidat est rejeté. Cette limite est fonction de l'angle polaire de l'amas car un électron dépose un peu d'énergie dans la partie hadronique pour $\theta \simeq 90°$ et également lorsqu'il est proche d'une région morte du calorimètre (trou entre les différents composants). La valeur de la coupure F_{EM}^{min} est représentée sur la figure 2.11 en fonction de l'angle polaire de l'amas (objets Monte-Carlo électron et hadron).

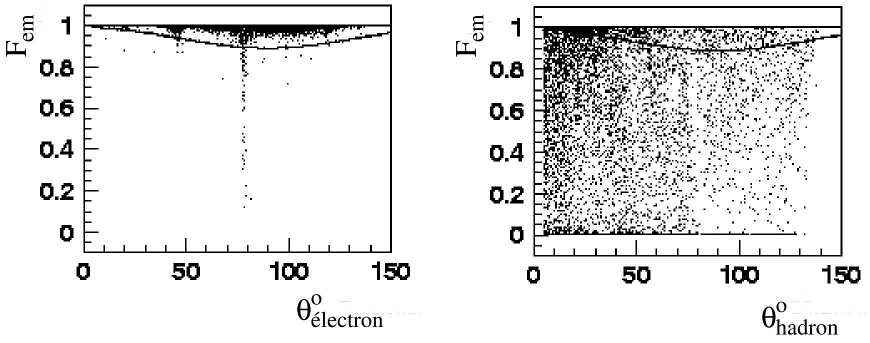


FIG. 2.11 – *Spectre de la fraction électromagnétique F_{EM} en fonction de l'angle polaire de l'amas, pour des amas d'électrons (figure de gauche) et des amas de hadrons (figure de droite). La courbe continue représente la coupure F_{EM}^{min} au-dessus de laquelle les amas sont sélectionnés.*

2. Le rayon transverse σ_R de l'amas :
   La taille transverse d'une gerbe de particules électromagnétiques est très inférieure à la longueur d'interaction λ, c'est pourquoi la quantité σ_R permet de différencier les amas d'électrons et les amas hadroniques. Le rayon transverse σ_R est calculé à partir des distances transverses entre cellules, selon leur volume et l'énergie déposée dans chacune d'entre elles. Ce rayon transverse est petit pour les électrons. On définit alors une valeur σ_R^{max} au-dessus de laquelle l'amas candidat est rejeté. Cette quantité dépendra également de l'angle polaire de l'amas candidat car la forme de la gerbe est différente selon la partie du calorimètre touchée. La valeur de la coupure σ_R^{max} est représentée sur la figure 2.12 en fonction de l'angle polaire de l'amas. La forme complexe de cette coupure a été choisie de façon à maximiser l'efficacité de sélection des amas d'électrons.

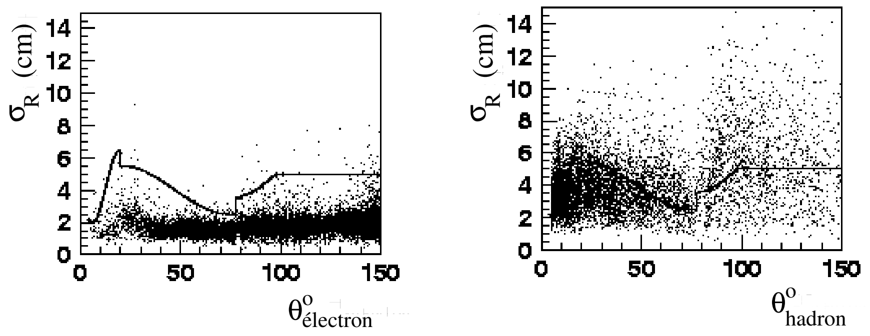


FIG. 2.12 – *Spectre du rayon transverse σ_R en fonction de l'angle polaire de l'amas, pour des amas d'électrons (figure de gauche) et des amas de hadrons (figure de droite). La courbe continue représente la coupure σ_R^{max} en-dessous de laquelle les amas sont sélectionnés.*

3. Fraction d'énergie F_{HOT}^N contenue dans le cœur chaud de l'amas :
   Le profil longitudinal d'un dépôt d'énergie étant caractérisé par une courbe en cloche de petite taille transverse, la gerbe comporte un cœur chaud : une grande fraction de l'énergie de l'amas est déposée dans un nombre restreint de cellules voisines. Si E_{HOT}^N est l'énergie contenue dans le groupe le plus énergétique de N cellules voisines et E_{EM} est l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, on définit la fraction d'énergie contenue dans le cœur chaud de la façon suivante :

$$F_{HOT}^N = \frac{E_{HOT}^N}{E_{EM}} \tag{2.3}$$

La taille des cellules variant avec leur angle polaire, le nombre N de cellules considérées dans le cœur chaud est varié de 4 à 12 selon l'angle polaire de telle sorte que F_{HOT}^{N} soit indépendant de l'angle polaire. La fraction d'énergie dans le cœur chaud d'un amas d'électron est élevée. On définit alors une valeur minimale $F_{HOT}^{N,min}$ en dessous de laquelle l'amas candidat est rejeté. Cette quantité variera avec l'angle polaire de l'amas en raison de la présence des zones mortes du calorimètre, comme le montre la figure 2.13.

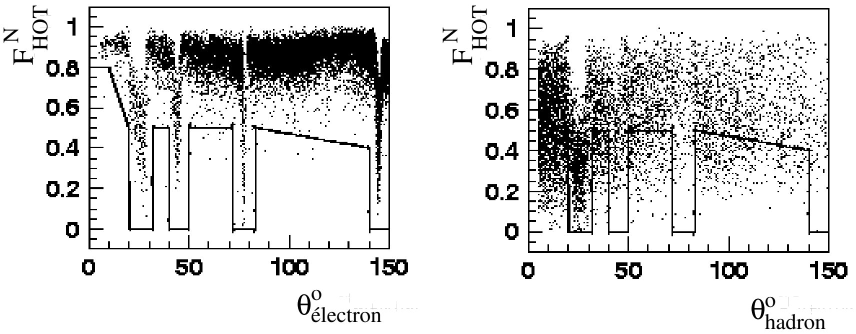


FIG. 2.13 – *Spectre de la fraction d'énergie F_{HOT}^{N} contenue dans le cœur chaud en fonction de l'angle polaire de l'amas, pour des amas d'électrons (figure de gauche) et des amas de hadrons (figure de droite). La courbe continue représente la coupure $F_{HOT}^{N,min}$ au-dessus de laquelle les amas sont sélectionnés.*

4. Critère d'isolation :
   Un électron est majoritairement isolé des autres objets d'un événement (sauf à l'avant où il peut être proche des fragments du proton). On définit ainsi un cône de 0.25 radians dans le plan (η, Φ) entourant l'amas candidat et on compare l'énergie à l'intérieur de ce cône à l'énergie de l'amas. Soit F_{ISO} le rapport entre ces deux quantités :

$$F_{ISO} = \frac{E_{\text{amas}}}{E_{\text{cône}}} \tag{2.4}$$

   La figure 2.14 représente la variable d'isolation F_{ISO} pour des amas d'électrons et des amas de hadrons, en fonction de l'angle polaire de l'amas.

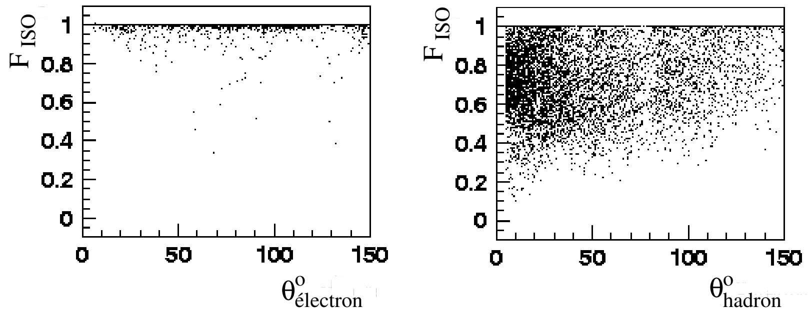


FIG. 2.14 – *Spectre de l'isolation F_{ISO} en fonction de l'angle polaire de l'amas, pour des amas d'électrons (figure de gauche) et des amas de hadrons (figure de droite).*

L'amas candidat est sélectionné si :

- $F_{ISO} > 0.98$
  ou
- $F_{ISO} > 0.95$ et $E^{had}_{ISO} < 300$ MeV (E^{had}_{ISO} est la composante hadronique de l'énergie dans le cône)

Cela permet de sélectionner l'électron même en présence de bruit électronique (qui n'engendre pas plus de quelques centaines de MeV d'énergie dans la partie hadronique) ou en cas d'émission d'un photon dont le dépôt d'énergie est à l'intérieur du cône d'isolation.

5. Critère de trace :
   Cette dernière contrainte sera basée sur l'information des détecteurs de traces. Il s'agit de différencier les électrons et les photons : si la particule est chargée, une trace pointera sur l'amas du calorimètre (cas des électrons). Dans le cas contraire, aucune trace ne sera associée à l'amas (cas des photons). On définit alors la distance minimale d'approche entre une trace et l'amas candidat comme étant la distance entre l'amas et la tangente à la trace passant par le point d'entrée de la trace dans le calorimètre.
   On considère que l'amas possède une trace associée si l'une des traces de l'événement est à une distance minimale d'approche de moins de 20 cm de l'amas candidat. Cette distance est grande afin de garder le maximum d'efficacité, notamment à l'avant du détecteur où la mesure des traces est difficile.

Les amas d'énergie vérifiant tous ces critères sont identifiés comme étant des électrons. L'énergie des électrons candidats sera mesurée à partir de ces amas. L'efficacité d'identification des électrons avec ces critères est d'environ 99% [42]. La discrimination électron-pion du LAr est de niveau 10^{-3}, grâce à sa fine granularité. Cela signifie qu'un pion a une probabilité de 10^{-3} d'être identifié comme un électron.

- **Le calorimètre hadronique :**
  Son absorbeur est consitué de couches d'acier inoxydable de 16 mm d'épaisseur. Le matériau de détection est également l'argon liquide. Il a une épaisseur d'environ 7 λ dans la région avant et 5 λ dans la région centrale. La résolution en énergie du calorimètre hadronique à argon liquide est de $\frac{50\%}{\sqrt{E}}$.

Identification des jets :
Un jet est défini comme étant le flux de particules émis lors de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon. Dans notre analyse, nous serons amenés à reconstruire les jets de l'événement. Plusieurs algorithmes d'identification existent. Ces algorithmes assurent la connexion entre le processus élémentaire initial et la topologie de l'événement observé. Ils assemblent des objets de façon à ce que les jets obtenus soient proches de l'état final partonique du processus de diffusion de base [43].
L'algorithme utilisé ici est l'algorithme K_T [44]. C'est un algorithme de dépôts d'énergie. Plus précisément, l'algorithme est appliqué pour un ensemble d'objets constituant l'état final hadronique. Ces objets peuvent être des partons ou des hadrons. Ils sont mesurés expérimentalement ou simulés par un générateur d'événements. Ils sont appelés "proto-jets" et vont être assemblés en un ou plusieurs jets selon leur énergie transverse $E_{t,i}$, leur angle azimutal Φ_i et leur pseudo-rapidité η_i. L'algorithme dépend de la distance relative maximale R dans le plan (η, Φ) entre les proto-jets en-dessous de laquelle ils sont assemblés dans le même objet. On choisit généralement $R = 1$ rad.

L'algorithme fonctionnne de la façon suivante :

* Pour un proto-jet i, on considère la quantité d_i égale au carré de son énergie transverse :

$$d_i = E_{t,i}^2 \tag{2.5}$$

* Pour une paire de proto-jets i et j, on définit la "distance" entre les deux proto-jets comme suit :

$$d_{ij} = min(E_{t,i}^2, E_{t,j}^2) \left[(\eta_i - \eta_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2\right] \frac{1}{R^2} \tag{2.6}$$

* On cherche ensuite la valeur minimum d_{min} de tous les d_i et d_{ij} de l'événement :

  – Si d_{min} est un d_{ij} : les proto-jets i et j sont assemblés dans un nouveau proto-jet k tel que :

$$E_{t,k} = E_{t,i} + E_{t,j} \tag{2.7}$$

$$\eta_k = \frac{1}{E_{t,k}} \left[E_{t,i} \cdot \eta_i + E_{t,j} \cdot \eta_j\right] \tag{2.8}$$

$$\Phi_k = \frac{1}{E_{t,k}} \left[E_{t,i} \cdot \Phi_i + E_{t,j} \cdot \Phi_j\right] \tag{2.9}$$

  Les proto-jets i et j sont alors éliminés de la liste des proto-jets, et le proto-jet k y est rajouté.

  – Si d_{min} est un d_i : le proto-jet i est éliminé de la liste et est ajouté à la liste de jets (initialement vide).

Cette démarche est réitérée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de proto-jet. On a alors une liste de jets d'énergie $E_{t,i}$ croissante.

Calibration en énergie du calorimètre :

Le LAr n'est pas un calorimètre compensé, c'est-à-dire que sa réponse sera différente pour des électrons et hadrons de même énergie : la réponse pour un dépôt hadronique est d'environ 30% moindre que pour un électron ou un photon [39].

Pour corriger la réponse aux hadrons du calorimètre à argon liquide, une technique de pondération hors-ligne est appliquée. Cette technique exploite le fait que les dépôts d'énergie concentrés sont principalement d'origine électromagnétique tandis que l'énergie de la composante hadronique est plus dispersée. Ainsi, dans un calorimètre bien segmenté, la concentration en énergie des cellules permet une bonne séparation des dépôts d'énergie électromagnétiques et hadroniques. Si E_{rec}^i est l'énergie corrigée d'une cellule i, calculée à partir de l'énergie mesurée E_0^i de la cellule :

$$E_{rec}^i = \left\{ a_0 + a_1 \cdot e^{\frac{-\alpha E_0^i}{V^i}} \right\} E_0^i \tag{2.10}$$

où a_0, a_1 et α sont les paramètres de la fonction de pondération (différents pour les composantes électromagnétique et hadronique), et V^i est le volume de la cellule i. Ces paramètres sont déterminés en fonction de l'énergie reconstruite du jet en utilisant une simulation Monte-Carlo de jets. Pour les hadrons d'énergie inférieure à 7 GeV, cette procédure est remplacée par de simples facteurs de multiplication correspondant au rapport des dépôts d'énergie électron/pion dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Pour les hadrons d'énergie comprise entre 7 et 10 GeV, les deux méthodes sont utilisées afin d'obtenir une transition progressive entre les deux types de correction.

La méthode de pondération est complétée par une calibration finale du calorimètre effectuée à partir d'un échantillon d'événements à courant neutre. En effet, pour ces événements, nous avons la possibilité de calculer l'impulsion transverse P_T^{DA} de l'électron et du système hadronique à l'aide de la méthode "double angle" décrite dans le paragraphe 1.4. Cette quantité est indépendante, par construction, de l'énergie mesurée par le calorimètre et sert de référence dans la procédure de calibration. En rapportant la mesure calorimétrique de l'impulsion transverse de l'électron ou des hadrons à la valeur de P_T^{DA}, nous pouvons calibrer le calorimètre.

Nous allons nous intéresser ici à la calibration hadronique. La valeur moyenne du rapport P_T^{had}/P_T^{DA} entre l'impulsion transverse des hadrons et l'impulsion transverse double angle, en fonction de P_T^{DA} est présentée sur la figure 2.15, avant et après calibration. Après calibration, la valeur moyenne de ce rapport est proche de l'unité, comme attendu, ce qui prouve la validité de la calibration absolue. Cette figure montre que la correction appliquée à l'énergie hadronique a le double effet de corriger l'échelle absolue, de façon à ramener la moyenne autour de l'unité, et d'obtenir un bon accord entre les données et le Monte-Carlo.

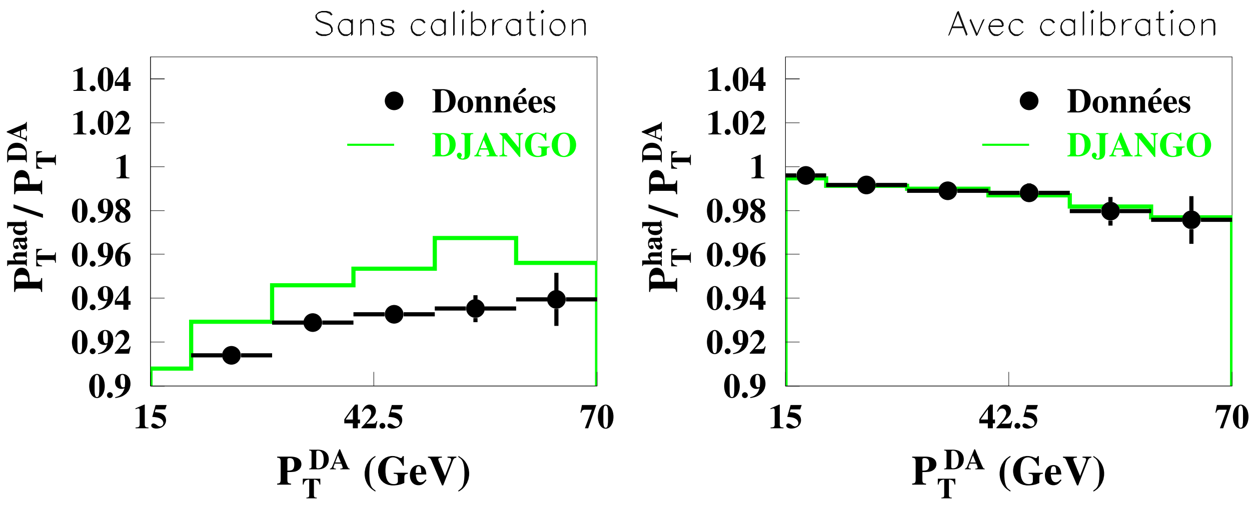


FIG. 2.15 – *Valeur centrale de la distribution de P_T^{had}/P_T^{DA} en fonction de l'impulsion transverse calculée par la méthode double angle P_T^{DA} pour les données 1996-1997 et le Monte-Carlo courant neutre DJANGO sur un lot de courants neutres. Figure de gauche : calorimètre non calibré ; figure de droite : calorimètre calibré.*

Cette étude de la balance en énergie pour des événements à courant neutre indique une incertitude d'environ 2% sur l'échelle d'énergie hadronique. L'incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique est d'environ 1.5%.

Le calorimètre arrière (SPACAL) :

Le SPACAL couvre la région angulaire de $153° < \theta < 177.5°$. Sa région active est constituée de fibres scintillantes insérées dans des couches d'absorption en plomb. Les particules créent des gerbes dans le plomb faisant scintiller les fibres. La lumière est collectée au bout des fibres par des photomultiplicateurs (PM).

De même que le calorimètre à argon liquide, il est constitué de deux parties, comme le montre la figure 2.16 :

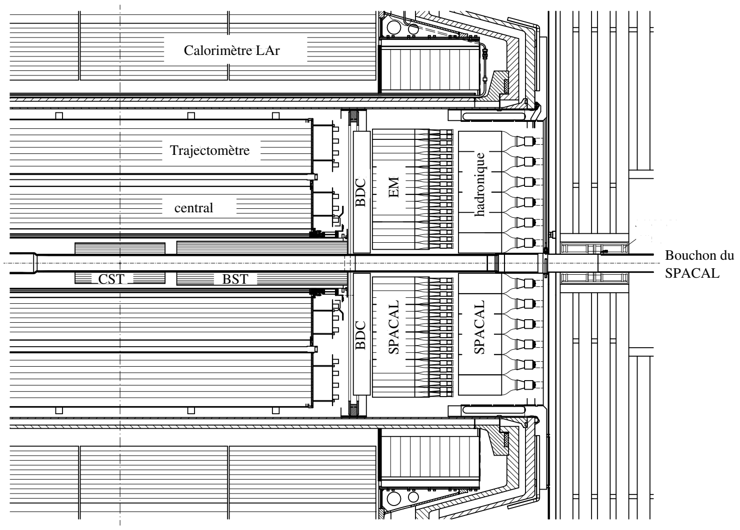


FIG. 2.16 – *Vue longitudinale du calorimètre arrière de H1 (SPACAL).*

- Calorimètre électromagnétique :
  Il contient 1192 cellules constituées de couches de plomb et de fibres scintillantes. Sa longueur de radiation est $X_0 = 0.91$ cm et sa profondeur totale est de 27.8 X_0. Sa résolution en énergie est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7.1\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.0\%$.
- Calorimètre hadronique :
  Il est similaire au calorimètre électromagnétique mais ses cellules sont plus grandes et moins nombreuses à cause de la grande extension des gerbes hadroniques : il possède 136 cellules. Sa longueur d'interaction est $\lambda = 20$ cm et sa profondeur totale est de 1.25 λ. Sa résolution en énergie est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$.

La résolution en temps du SPACAL est meilleure que 4 ns, ce qui permettra de rejeter les bruits non physiques pour lesquels le temps de détection ne coïncide pas avec le temps de croisement des faisceaux.

Le bouchon calorimétrique (PLUG) :

Il est situé à l'avant du détecteur, couvrant la région entre le LAr et le tube à vide ($0.3° < \theta < 4°$), permettant ainsi de réduire le nombre de particules perdues à proximité du tube à vide.

Le PLUG est un calorimètre de 4.25 λ (#44.6 X_0) de long, constitué de silicium (milieu détecteur) et de cuivre (matériau absorbeur). Il contient 9 couches de cuivre de 5 cm équipées de 8 plans comprenant chacun 42 détecteurs au silicium de 400 μm d'épaisseur. Le bouchon calorimétrique est schématisé sur la figure 2.17.

Sa résolution, limitée par la quantité importante de matériau mort entre le PLUG et le point d'interaction, est estimée à $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{150\%}{\sqrt{E}}$.

Le calorimètre de fin de gerbe (*Tail Catcher*) :

Il est destiné à détecter les fuites de gerbes hadroniques au-delà du calorimètre à argon liquide. Il fait partie intégrante du fer instrumenté et sera décrit dans le paragraphe suivant avec les systèmes de détection des muons.

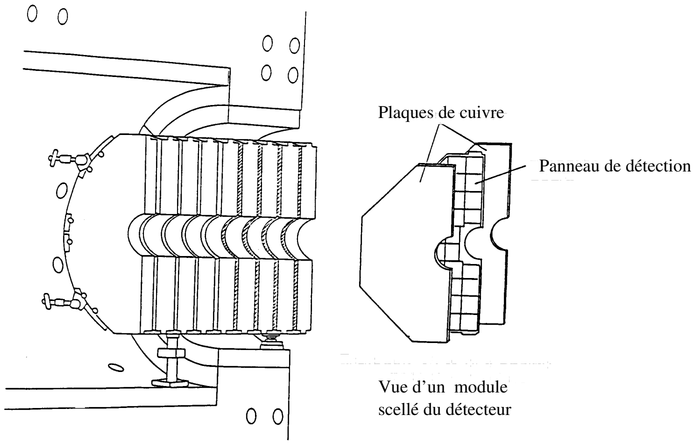


FIG. 2.17 – *Bouchon calorimètrique de H1 (PLUG).*

2.2.4 Les systèmes de détection des muons

Le fer instrumenté :

Le fer instrumenté permet de détecter les muons ainsi que les fins de gerbes hadroniques (*Tail Catcher*). Il sert également de retour de champ à la bobine.

Sa structure octogonale entoure le détecteur. Chaque octant est constitué de 10 plaques d'acier de 7.5 cm d'épaisseur équipées de 16 plans de "tubes à *streamer*" (chambres à fil) illustrés sur la figure 2.18.

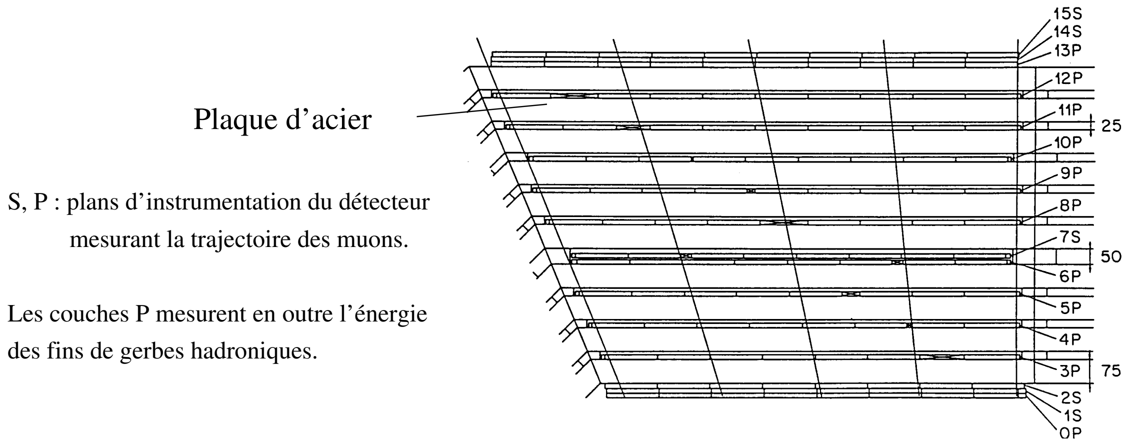


FIG. 2.18 – *Vue schématique d'un octant du fer instrumenté de H1.*

La précision sur la coordonnée perpendiculaire aux fils est de l'ordre de 3 à 4 mm. Dans la région centrale, les fils sont orientés le long de l'axe z afin d'obtenir une bonne mesure de l'angle Φ et une précision sur la mesure d'impulsion de l'ordre de 30%. A l'avant et à l'arrière, ils sont orientés tangentiellement au faisceau dans le plan transverse pour une bonne mesure de l'angle polaire.

Parmi les 16 plans, 6 sont positionnés de part et d'autre de l'ensemble des plaques d'acier, de façon à améliorer la mesure des traces et à couvrir les bords du fer instrumenté. Tous les plans sont équipés de plaques d'électrodes parallèles aux fils, ce qui permet la mesure de la coordonnée perpendiculaire aux fils. On peut distinguer :

- 5 plans (notés "S" sur la figure 2.18), placés à l'avant, au milieu et à l'arrière du fer instrumenté, équipés de plaques d'électrodes supplémentaires, perpendiculaires aux fils, permettant d'atteindre une précision sur la coordonnée parallèle aux tubes à *streamer* de 10 à 15 mm. Le déclencheur à muons central cherche des segments de traces dans le fer en utilisant la coïncidence entre ces 5 plans. Un signal est demandé dans au moins 3 des 5 plans pour toutes les régions, excepté le bouchon avant intérieur (*endcap*) dans lequel le flux de particules est très grand, en raison de la proximité du faisceau de protons sortant : dans cette région, 4 plans doivent être en coïncidence.
- 11 plans (notés "P" sur la figure 2.18) équipés de blocs d'électrodes supplémentaires permettant de détecter l'ionisation due aux fins de gerbes hadroniques ayant débordé du LAr. Cela permet une estimation des fuites hadroniques avec une résolution d'environ $100\%/\sqrt{E}$ et une incertitude sur l'échelle d'énergie d'approximativement 35%.

Le détecteur à muons avant :

Appelé aussi FMD (*Forward Muon Detector*), il est situé à l'extérieur du détecteur principal et couvre la région angulaire $3^\circ < \theta < 17^\circ$. C'est une région très active à cause des débris du proton. Sa position externe permet l'identification des traces de muon.

Le FMD est constitué de 6 plans doubles de chambres à dérive, positionnés de part et d'autre de l'aimant toroïdal qui leur fournit un champ magnétique de 1.15 Tesla. Le FMD est illustré sur la figure 2.19.

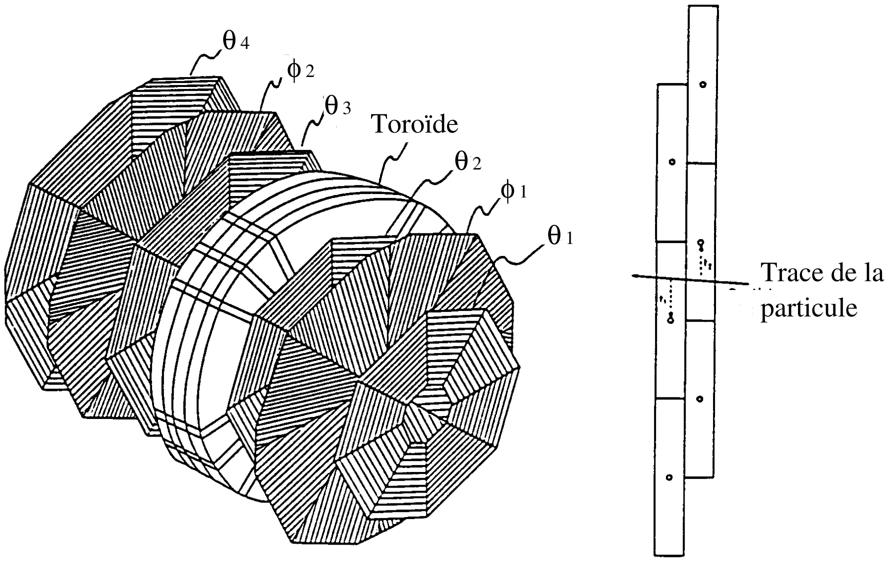


FIG. 2.19 – *Vue schématique du spectromètre à muons avant. Le schéma de droite illustre la levée de l'ambiguité de reconstruction des traces grâce au décalage des plans de fils.*

Le champ courbe la trace des muons de façon à permettre la mesure de leur impulsion, indépendamment des détecteurs de traces centraux. Cela n'est possible que pour des impulsions $5 < p < 100$ GeV. En effet, la limite inférieure est due à la diffusion multiple de Coulomb et la limite supérieure au fait que, à grande énergie, la courbure de la trace du muon n'est plus assez prononcée pour permettre une mesure précise de l'impulsion.

Parmi les 6 chambres à dérive, 4 chambres ont leurs fils orientés tangentiellement au tube à vide dans le plan transverse, de façon à mesurer l'angle polaire θ avec précision. Les 2 autres ont leurs fils positionnés radialement de façon à mesurer l'angle azimutal Φ avec précision. La précision spatiale de ces cellules dans la direction de dérive est d'environ 250 μm. Les chambres d'une même section sont décalées entre elles afin d'éliminer l'ambiguité gauche/droite du sens de parcours du muon par rapport au fil touché, comme le montre le schéma de la figure 2.19.

Les impulsions des particules sont mesurées dans le spectromètre à muons avant avec une résolution $0.25 < \Delta p/p < 0.32$.

Identification des muons :

Dans notre analyse, le fer instrumenté et le détecteur à muons avant seront utilisés pour identifier un candidat muon. Cette identifcation sera basée sur les principes suivants :

- Pour s'assurer de la qualité du candidat muon, une trace des trajectomètres (CTD et FTD) doit être associée à une trace ou un dépôt d'énergie dans les détecteurs à muons. Pour les muons situés dans la région avant, où la détection des traces par le FTD est difficile, le spectromètre à muons avant (FMD) est utilisé.
- L'énergie associée à la trace du muon, mesurée par le calorimètre, doit être faible (typiquement inférieure à 5-10 GeV). En effet, les muons ne déposent qu'un mimimum d'énergie, par ionisation, dans les milieux de détection (ce sont des MIPs ou *Minimum Ionizing Particles*).

Une description plus détaillée de l'identification du muon se trouve dans le paragraphe 4.1.

2.2.5 Le détecteur à temps de vol

Appelé aussi ToF (*Time of Flight detector*), il permet le rejet des interactions non *ep*. Ceci est indispensable car les collisions *ep* ont une fréquence bien plus faible que les autres processus, constitués essentiellement d'interactions faisceau-gaz.

Le ToF est composé de détecteurs à scintillation ayant une précision temporelle de 2 ns par plan de scintillateurs. Ceci lui permet de déterminer si une particule provient du point d'interaction ou d'une interaction faisceau-gaz. En effet, les signaux provenant d'interactions faisceau-gaz ont lieu au moment de passage du paquet de protons dans les scintillateurs alors que les signaux correspondant aux interactions *ep* sont décalés en temps. Ce temps est la durée nécessaire pour que les particules produites dans la collision voyagent depuis le point de collision jusqu'aux scintillateurs.

Les ToF sont situés dans plusieurs endroits du détecteur, comme indiqué sur la figure 2.20 :

- A l'arrière à proximité du tube à vide (BToF)
- A l'avant dans le PLUG (PToF)
- A l'avant à proximité du FMD (FToF)

De plus, une double rangée de scintillateurs arrière (appelée mur de veto ou *Veto Wall*) mesure le temps de vol des particules qui l'atteignent. Il envoie cette information au système de déclenchement central qui décide de conserver ou non l'événement. Cela permet de rejeter les halos de muons, interactions faisceau-gaz et interactions entre le faisceau et la paroi du tube à vide.

2.2.6 Le système de luminosité

La connaissance de la luminosité de HERA dans H1 est indispensable pour prédire les taux d'événements attendus dans les analyses physiques. En effet, aucune comparaison avec la prédiction du Modèle Standard ne serait possible sans une connaissance précise de la luminosité accumulée. Le luminomètre mesure la luminosité instantanée et intégrée fournie par

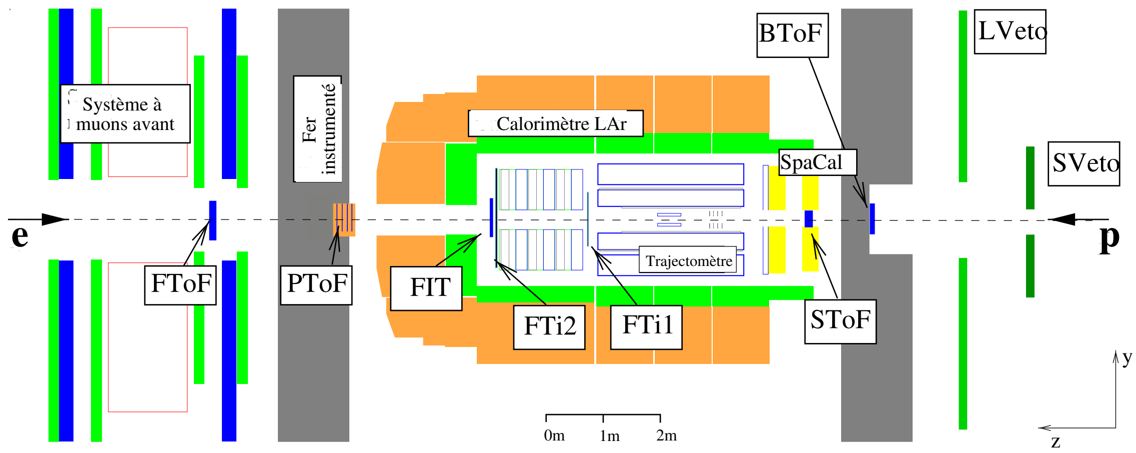


FIG. 2.20 – *Position des détecteurs à temps de vol sur le détecteur H1.*

HERA dans H1. Il est également utilisé pour les contrôles de faisceau, la détection du positron diffusé lorsqu'il est faiblement dévié de l'axe du faisceau, et enfin la détection des photons émis avant l'interaction ep afin de connaître l'énergie réelle lors de l'interaction. En effet, l'émission de photons réduit l'énergie des faisceaux et donc l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision.

La luminosité est calculée à partir de la mesure du taux du processus de Bethe-Heitler $ep \to ep\gamma$ dont la section efficace théorique est connue avec une précision de 0.5%.

Ce système est constitué de deux calorimètres Cerenkov à absorption totale :

- un détecteur à électron (*Electron Tagger* ou ET)
- un détecteur à photon (*Photon Detector* ou PD)

Ces systèmes sont situés à l'arrière du détecteur, à $z = -33.4$ cm et $z = -102.9$ cm respectivement pour les détecteurs à électron et à photon. Ils sont éloignés l'un de l'autre car l'ouverture angulaire entre l'électron et le photon dans le processus de Bethe-Heitler est très petite : environ 17 μrad. Deux méthodes différentes sont utilisées pour déterminer la luminosité [45] :

- Pour une mesure en ligne de la luminosité, le système compte les événements pour lesquels un électron et un photon ont été enregistrés en coïncidence. Le taux de ces événements, corrigé par l'acceptance des détecteurs et le taux de bruit de fond, fournit une première évaluation de la luminosité délivrée par HERA.
- La luminosité finale, utilisée dans les analyses de physique, est calculée hors ligne à partir du taux de photons diffusés. Des corrections sur la contribution des paquets de protons et des bruits de fond (principalement le *Brehmsstrahlung* des électrons dans le gaz résiduel du tube à vide) sont effectuées.

L'erreur totale sur la mesure de la luminosité, en tenant compte des incertitudes théoriques et expérimentales, est de 1.5%.

2.3 Le système de déclenchement de H1

Nous avons vu que la durée entre deux croisements de faisceaux était de 96 ns. L'électronique et la technologie actuelle ne sont pas assez rapides pour lire toute l'information de H1. Il y a en effet environ 270000 canaux de lecture au total.

Le système de déclenchement permet de sélectionner les événements de physique, c'est-à-dire ceux provenant d'interactions *ep*, et de rejeter les phénomènes de bruit de fond.

Le schéma de principe du système de déclenchement de H1 est présenté sur la figure 2.21. Ce système est séparé en 4 niveaux de sélection. Les trois premiers niveaux (L1, L2 et L3) sont en phase avec la fréquence du collisionneur (10.4 MHz) tandis que le dernier niveau (L4) est asynchrone avec HERA.

Les sous-systèmes de déclenchement provenant des différents sous-détecteurs fournissent des éléments de déclenchement (informations sur la validité de l'événement) au niveau de déclenchement de L1, en synchronisation avec la fréquence de collisions de HERA. Si L1 juge l'événement valide, il gèle les données en attendant la décision des autres niveaux. Le niveau L2 amorce la lecture complète des données. Celles-ci sont ensuite reconstruites au niveau L4 puis enregistrées sur bande.

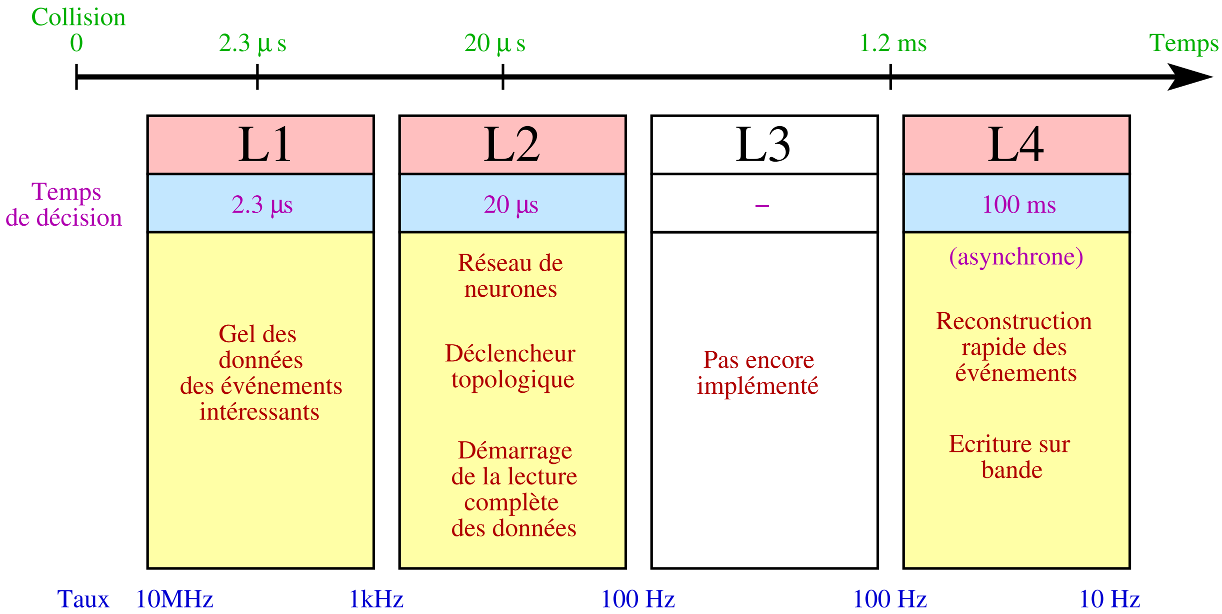


FIG. 2.21 – *Schéma des quatre niveaux du système de déclenchement de H1. Le niveau L3 n'était pas encore implémenté lors de l'acquisition des données analysées dans cette thèse.*

2.3.1 Sources de bruit de fond

La fonction principale du système de déclenchement de H1 est d'activer la lecture du détecteur lorsqu'a lieu un événement de physique intéressant, mais d'ignorer les événements de bruit de fond. Les différents bruits de fond que le système de déclenchement va devoir ignorer sont les suivants :

- Radiation synchrotron du faisceau d'électrons (ou *Brehmsstrahlung*)
- Interactions entre le faisceau de protons et le gaz résiduel du tube à vide
- Protons isolés interagissant avec le tube à vide ou le matériel autour du détecteur, créant ainsi des jets de particules
- Halos de muons (muons accompagnant le faisceau de protons)
- Rayonnement cosmique
- Bruit électronique (dans le LAr notamment)
- Physique à basse impulsion transverse (photoproduction)

2.3.2 Niveaux de déclenchement

Niveau L1 :

Le niveau L1 est synchrone avec l'horloge de HERA. La fréquence d'arrivée des événements à son entrée est de 10 MHz. Son rôle est tout d'abord de fournir une première estimation sur la validité des événements. S'il juge un événement intéressant, il gèle les données des détecteurs correspondant à cet événement, en attendant le verdict des niveaux suivants.

A chaque croisement de faisceaux, tous les sous-détecteurs de H1 envoient des informations codées sur 8 bits, appelées éléments de déclenchement, au déclencheur central. Celui-ci combine les 200 éléments de déclenchement en 128 sous-déclencheurs. Chaque sous-déclencheur décide de la sélection ou du rejet d'un événement. Le temps de décision du niveau L1 est de 2.3 μs. Il ne crée pas de temps mort car les données de l'ensemble du détecteur sont pipelinées dans une mémoire tampon jusqu'à ce que sa décision soit prise.

Les différents processus physiques apparaissent à des taux différents, ainsi des échelles de présélection sont introduites dans les différents sous-déclencheurs afin de ne sélectionner qu'une fraction des événements des processus fréquents. Par exemple, une échelle de N pour un sous-déclencheur donné signifie que le niveau L1 ne passe qu'un événement sur N au niveau suivant L2. Ceci est le cas, par exemple, pour les déclencheurs liés à la sélection d'événements de diffusion inélastique à bas Q^2.

Niveau L2 :

Ce niveau est également synchrone avec l'horloge de HERA. La fréquence des événements qu'il reçoit en entrée est de 1 kHz. Il est constitué de deux parties [46, 47] :

* *Un réseau de neurones :* il exploite les corrélations multi-dimensionnelles des quantités de déclenchement délivrées par les sous-détecteurs afin de rejeter le bruit avec plus d'efficacité que les analyses uni-dimensionnelles. Il a l'avantage d'être très rapide car il effectue les calculs en parallèle.
* *Un déclencheur topologique :* il analyse les événements en projetant les informations de déclenchement des sous-détecteurs dans une matrice 16×16 représentant l'espace dans le plan (η, Φ). Il dresse ainsi une "carte" des événements, indiquant la distribution des dépôts d'énergie calorimétriques, des positions des traces et des signaux provenant des détecteurs à muons. Il peut ainsi classer les événements en fonction de leur ressemblance aux bruits de fond, et les rejeter en conséquence.

Le rôle du niveau L2 est de confirmer ou infirmer la décision de déclenchement du niveau L1, et de déclencher la lecture complète des données par le système d'acquisition de données. Il nécessite une durée de 20 μs et crée environ 2% de temps mort.

Lorsque le niveau L2 confirme la sélection de l'événement, l'information totale de cet événement est lue et ensuite traitée par le niveau L4.

Niveau L4 :

Ce niveau est asynchrone avec l'horloge de HERA. Il reçoit des événements à une fréquence de 100 Hz. Une ferme de processeurs traite les événements en parallèle, procède à leur reconstruction et permet l'écriture des données sur bande. A ce niveau, de nouvelles coupures sont appliquées en fonction des sous-déclencheurs qui s'allument pour cet événement. C'est à ce niveau que les interactions faisceau-gaz, les cosmiques et différents bruits non physiques sont rejetés. L'écriture sur bande se fait à une fréquence de l'ordre de 10 Hz.

Au total, la lecture des sous-détecteurs demande 1 à 2 ms par événement. Pour un taux de lecture de 100 Hz, cela crée un temps mort d'environ 10% pour H1.

2.3.3 Eléments de déclenchement et sous-déclencheurs utilisés

Différents éléments de déclenchement, recueillis au niveau L1, sont utilisés dans les analyses présentées dans cette thèse :

- **LArEtmiss** : c'est l'impulsion transverse totale du calorimètre déterminée à partir de l'énergie et des angles mesurés par les grandes tours du calorimètre. On impose des seuils d'énergie en-dessous desquels l'information des grandes tours n'est pas prise en compte dans le déclenchement : le choix peut être fait entre un seuil bas (4.5 GeV), moyen (6 GeV) et élevé (7.5 GeV).
- **LArel** : cet élément s'active si l'énergie électromagnétique mesurée dans les tours de déclenchement dépasse un certain seuil et si l'énergie hadronique demeure en-dessous de ce même seuil. Celui-ci est de 6 GeV pour l'élément LArel1 et 7.5 GeV pour l'élément LArel2, dans la région arrière. Ces seuils sont plus élevés à l'avant à cause du bruit induit par le faisceau de protons. Depuis 1996, LArel2 est modifié : il demande deux électrons de basse énergie dans la région avant.
- **LArT0** : cet élément de déclenchement fournit un signal en temps provenant des tours de déclenchement : il s'assure que l'énergie mesurée dans le LAr provient bien du croisement de faisceau considéré en effectuant une analyse en temps du signal détecté.
- **zvtxT0** : chaque particule provenant d'une interaction au vertex de collision traverse au moins 4 plans de MWPC (CIP ou COP) : si 4 plans de MWPC indiquent un signal permettant de reconstruire une trace, celle-ci est alors appelée "raie" et l'élément de déclenchement est activé.
- **RayT0** : on peut définir l'élément FwdRayT0 similaire à zvtxT0, à la différence que la raie est reconstruite à partir des FWPC. L'élément RayT0 demande la validation de zvtxT0 ou FwdRayT0.
- **LArBigRay** : cet élément s'active si l'énergie dans une tour de déclenchement est supérieure à 1 GeV et si elle correspond dans le plan (η, Φ) à une raie validée par les MWPC (zvtxT0).
- **zvtxsig1** : l'activation de cet élément a lieu lorsque le rapport entre le nombre de traces pointant sur un vertex commun et le nombre total de traces est supérieur à une certaine valeur.
- **zvtxsmall** : il équivaut à zvtxsig1 mais pour un nombre très faible de traces pointant vers un vertex commun.
- **zvtxCls** : il compte le nombre total de traces de l'événement et s'active à partir d'un certain seuil.
- **DCrϕTa,b,c** : chaque particule provenant d'une interaction au vertex de collision traverse 7 plans de CJC1 et 3 plans de CJC2. A cause du temps de dérive dans les CJC (de l'ordre de 1 μs), les signaux atteignent l'électronique du système de déclenchement à des temps différents. Leur combinaison est néanmoins possible en les incluant dans un registre et en appliquant des masques (1 seul pour DCrϕTa, 2 pour DCrϕTb et 3 pour DCrϕTc) imposant une coïncidence des signaux à différentes étapes du registre. L'élément de déclenchement s'active si au moins une trace de $P_T > 420$ MeV est reconstruite.
- **DCrϕT0** : comme chaque particule d'impulsion transverse $P_T > 400$ MeV traverse au moins une fois le plan de fils sensibles des CJC, les masques décrits ci-dessus peuvent être combinés avec la condition en temps s'assurant que l'énergie mesurée par les CJC provient bien du croisement de faisceau considéré. L'élément de déclenchement DCrϕT0 s'active si au moins une trace de $P_T > 420$ MeV est reconstruite et satisfait cette condition.
- **DCrϕTneg** : cet élément de déclenchement équivaut à l'élément DCrϕTa présenté ci-dessus à la différence près qu'il ne tient compte que des traces de charge négative.

* **DCrϕTHig** : cet élément équivaut également à DCrϕTa à la différence que les traces considérées ont une impulsion transverse $P_T > 800$ GeV.
* **DCrϕCNH** : cet élément est une combinaison des éléments de déclenchement DCRϕTc, DCRϕTNeg et DCRϕTHig (les trois doivent être satisfaits en même temps).
* **MuBAR** : la présence d'un muon doit être détectée dans le tonneau (région centrale) du fer instrumenté.
* **MuECQ** : cet élément de déclenchement est la combinaison de plusieurs éléments : il demande un muon dans la région arrière externe du fer instrumenté (MuBOEC) ou deux muons dans la région arrière externe ou interne du fer (Mu2BOEC) ou un muon dans la région avant externe du fer (MuFOEC).
* **MuANY** : c'est également une combinaison de plusieurs éléments : il demande un muon dans la région arrière interne (MuBIEC) ou externe (MuBOEC) du fer, ou dans le tonneau central (MuBAR) ou dans la région avant interne (MuFIEC) ou externe (MuFOEC) du fer.
* **SPCLeIET** : l'énergie déposée dans la région externe du SpaCal ($R > 16$ cm) doit être supérieure à 2 GeV.
* **SPCLeIETCen2** : l'énergie déposée dans la région interne du SpaCal ($R < 16$ cm) du SpaCal doit être supérieure à 2 GeV.

Les études effectuées dans cette thèse utilisent les 5 sous-déclencheurs appliqués dans les analyses de courants chargés [48]. En effet, le signal recherché possède une topologie avec de l'impulsion transverse manquante comme pour les courants chargés. Les sous-déclencheurs utilisés sont les suivants :

- Deux sous-déclencheurs demandent la détection d'un dépôt de grande énergie dans le calorimètre : ils combinent ainsi les éléments de déclenchement LArel1 et LArel2 avec la restriction temporelle provenant du calorimètre (LArT0) et des chambres proportionnelles (RayT0).
- Deux sous-déclencheurs demandent que l'élément LArEtmiss du calorimètre indique la présence d'énergie transverse manquante en coïncidence avec les restrictions temporelles des chambres proportionnelles (RayT0) ou du calorimètre (LArT0).
- Un sous-déclencheur supplémentaire, basé sur les éléments DCrϕT0, LArBigRay et zvtxsig1 permet d'augmenter l'efficacité de déclenchement des courants chargés à basse impulsion transverse manquante P_T^{miss} et grande inélasticité y.

D'autres sous-déclencheurs, destinés à sélectionner les événements contenant un muon, sont également utilisés [49] :

- Un sous-déclencheur s'active lorsqu'un signal est perçu dans le tonneau central du fer instrumenté (MuBAR) pour une grande multiplicité de traces centrales (DCrϕCNH et zvtxsig1).
- Comme ci-dessus, un autre sous-déclencheur s'active pour une grande multiplicité de traces (DCrϕCNH et zvtxsig1), mais cette fois-ci en combinaison avec un signal dans la région avant ou arrière du fer instrumenté (MuECQ).
- Un sous-déclencheur supplémentaire demande un signal dans le tonneau central du fer instrumenté (MuBAR), pour une faible multiplicité de traces (DCRϕTa et DCRϕTNeg et DCRϕTHig et (zvtxsmall ou zvtxCls)).
- Enfin, un dernier sous-déclencheur s'active lorsque le signal de l'un des détecteurs de muons (MuAny) est associé à un signal dans le SpaCal (DCRϕTa et (SPCLeIET ou SPCLeIETCen2)).

2.3.4 Efficacité de déclenchement

Le système de déclenchement décrit précédemment sélectionne les événements intéressants de physique avec une efficacité spécifique qu'il est nécessaire de déterminer afin de corriger les taux des simulations Monte-Carlo. Il demande un état final contenant un électron, un muon ou de l'impulsion transverse manquante. L'efficacité de déclenchement est différente selon la nature du lepton final :

- Elle est de l'ordre de 100% pour les événements contenant un électron d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Elle est déterminée à partir d'un échantillon de courants neutres [48, 50] : l'électron de l'état final est détecté par une tour de déclenchement du LAr qui identifie un grand dépôt d'énergie électromagnétique. Plusieurs éléments de déclenchement sont ainsi activés. L'efficacité de chaque élément est déterminée de façon indépendante en utilisant un moniteur de déclenchement : lorsque tous les autres éléments de déclenchement sont activés, le moniteur compte le nombre de fois que l'élément à étudier est activé et en déduit ainsi l'efficacité de cet élément. Il procède ainsi pour chaque élément et combine les efficacités de chacun pour en déduire l'efficacité de déclenchement totale sur les processus contenant un électron.
- Dans le cas de production de W suivie de sa désintégration dans le canal muon ($W \to \mu\nu$), le déclenchement est activé si les déclencheurs à muons reconnaissent la présence d'un muon ou si le déclenchement basé sur la sélection de courants chargés est activé. En effet, les déclencheurs à muons sont peu efficaces pour nos événements (9% pour les muons d'angle polaire inférieur à 35°), c'est pourquoi ils doivent être associés à d'autres déclencheurs pour la sélection d'un échantillon conséquent d'événements $W \to \mu\nu$. Ces déclencheurs, basés sur la présence d'impulsion transverse manquante dans l'événement, sont décrits dans le point suivant.
- Pour les événements contenant de l'impulsion transverse manquante, l'efficacité de déclenchement devrait être déterminée à partir d'un grand lot de courants chargés. Or, ce processus est trop rare pour acquérir une précision statistique suffisante. C'est pourquoi l'étude de l'efficacité de déclenchement est effectuée sur un échantillon de pseudo-courants chargés (ou pseudo CC) : cet échantillon est créé à partir d'un lot de données de courants neutres dans lequel l'électron final est artificiellement éliminé de l'information des sous-détecteurs afin de créer une énergie manquante et de simuler ainsi la présence d'un neutrino. La décision de déclenchement de H1 est reproduite sur cet échantillon d'événements tronqués. Un poids est ensuite affecté aux événements ainsi sélectionnés de façon à reproduire la section efficace des courants chargés. Cette méthode suppose que l'état final hadronique est similaire pour les courants neutres et les courants chargés, ce qui a été démontré dans de précédentes études [51]. L'efficacité de déclenchement est ensuite déterminée de la façon suivante :

$$\varepsilon_d = \frac{\text{Somme des poids des événements pseudo-CC activant au moins un sous-déclencheur}}{\text{Somme des poids des événements pseudo-CC de tout l'échantillon}} \tag{2.11}$$

  Cette efficacité est calculée différentiellement en fonction de l'impulsion transverse du système hadronique P_T^X et de son angle polaire γ. L'efficacité est ensuite modelisée par une fonction de la forme $f(x) = A - Be^{Cx}$ où $x = P_T^X$ et A, B et C sont des paramètres libres de l'ajustement. La fonction obtenue permet de pondérer les événements de simulation Monte-Carlo afin de corriger la perte due à l'inefficacité du système de déclenchement.
  Sur un échantillon de courants chargés, la fonction obtenue indique une efficacité de déclenchement de 98% pour une impulsion transverse calorimétrique supérieure à 25 GeV, et de 50% pour une impulsion transverse calorimétrique égale à de 12 GeV [48].

L'efficacité de déclenchement ainsi réalisée est présentée sur la figure 2.22 pour le processus $W \to \mu\nu$ en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle polaire du système hadronique. Cette figure montre qu'à basse impulsion transverse du système hadronique, l'efficacité de déclenchement chute drastiquement. C'est une des raisons pour lesquelles une coupure $P_T^X > 12$ GeV sera appliquée dans ce canal de recherche.

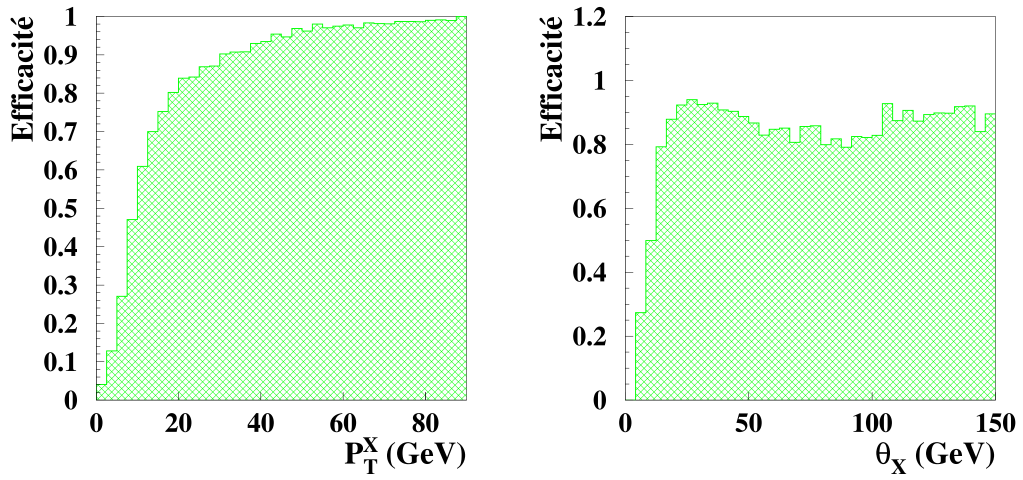


FIG. 2.22 – *Efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse P_T^X, et de l'angle polaire θ_X du système hadronique pour $P_T^X > 12$ GeV, dans le cas de production de W suivie de sa désintégration $W \to \mu\nu$ avec le Monte-Carlo EPVEC.*

2.4 Analyse des données

2.4.1 Reconstruction des événements

Une fois sélectionnés par le système de déclenchement et écrits de manière permanente, les événements sont reconstruits et analysés. Nous avons vu que les données de événements sélectionnés par le système de déclenchement sont partiellement reconstruites au niveau L4 dans le but d'affiner la réjection des événements non physiques. A ce niveau, les événements sont classés en fonction de leurs caractéristiques générales. Cette classification est exploitée plus tard pour une sélection rapide des événements en fonction des requêtes de l'analyse. Une reconstruction complète est ensuite effectuée de façon à réduire la taille des données et de produire un format directement exploitable pour les analyses de physique.

A l'intérieur de la chaîne de reconstruction, on peut citer par exemple la reconstruction des traces de particules et des amas électromagnétiques et hadroniques :

- **Reconstruction des traces :**
  Les charges collectées par les électrodes des chambres à fils et la mesure de leur temps de dérive permet de reconstruire les traces de l'événement.
- **Reconstruction des amas :**
  Les dépôts d'énergie collectés par le calorimètre passent d'abord une première chaîne de reconstruction destinée à reconnaître les dépôts électromagnétiques et à les regrouper en amas. Après une suppression topologique du bruit et une correction en énergie des dépôts situés à proximité de matériaux morts, l'identification des amas hadroniques et la correc-

tion sur l'échelle hadronique sont appliquées. Cette correction est détaillée dans le paragraphe 2.2.3.

Les données brutes copiées sur bande ou POTs (*Production Output Tapes*) occupent une place d'environ 100 kB par événement, ce qui est difficilement utilisable pour les analyses de physique. Les données compressées après reconstruction ou DSTs (*Data Summary Tapes*) occupent suffisamment peu de place (10 kB par événement) pour être accédées facilement : c'est à partir de ces DSTs que les n-tuples d'analyses sont créés. Ils constituent un format de données ne gardant que l'information nécessaire à l'analyse en cours.

2.4.2 Simulation Monte-Carlo des processus

Il s'agit de simuler les processus physiques intervenant dans les collisions *ep* de manière à pouvoir comparer les données observées avec une prédiction théorique. Nous allons simuler les processus de signal (qui seront la production des bosons W et Z) et les processus de bruit de fond (tous les autres processus du Modèle Standard), ce qui nous permettra de déterminer le rapport *signal/bruit* pour une sélection donnée, ainsi que l'efficacité de cette sélection sur le signal.

Un processus est simulé par un générateur Monte-Carlo, dont la prédiction est basée sur un modèle particulier. Ce générateur simule un processus en trois étapes différentes :

- Génération des événements
- Simulation du passage dans le détecteur
- Reconstruction des événements par les mêmes algorithmes que les données réelles

Génération des événements :

Un générateur Monte-Carlo simule un événement en différentes étapes illustrées sur la figure 2.23 et résumées ci-dessous [52] :

- Calcul des amplitudes des éléments de matrice des diagrammes de Feynman du processus concerné lors de la rencontre des deux partons initiaux [3] (ici le proton et l'électron). Ce calcul fait intervenir les fonctions de densité partoniques (PDFs) du proton et éventuellement du photon.
- Génération des gerbes partoniques (c'est-à-dire l'émission de gluons par les quarks ou celle de photons par les électrons) des états partoniques initial et final. Cette étape est aussi appelée “correction perturbative”.
  Cette méthode est basée sur l'approximation de la cinématique, des phénomènes d'interférence et de la structure d'hélicité des événements [53]. L'émission de gluons ou de photons ne peut en effet pas être prise en compte par le calcul exact des éléments de matrices des diagrammes de Feynman, car ils deviennent trop compliqués lorsque des boucles ou émissions de particules secondaires interviennent dans le diagramme.
- Modélisation de la fragmentation en hadrons due au confinement QCD (un quark ne peut être observé à l'état libre) : les quarks colorés de l'état final sont convertis en hadrons non colorés qui conduisent à la formation de particules observables.
  La QCD perturbative énoncée ci-dessus, formulée en terme de quarks et gluons, n'est valable qu'à courtes distances ($<$ 1 Fermi). En effet, à grande distance, la QCD interagit trop fortement et on passe en régime de confinement : les partons sont alors transformés en hadron (paires quark-antiquark), c'est la fragmentation (ou hadronisation).

3. Ici sont appelés partons les quarks et gluons, mais également les leptons et photons, afin de simplifier les explications.

La méthode de fragmentation utilisée dans la majorité des cas est la fragmentation par cordes, ou méthode de Lund [54] : il considère que dans les dipôles de paires $q\overline{q}$ (hadrons), les quarks sont liés par une corde. Lorsque les deux charges s'éloignent, l'énergie du dipôle augmente, ce qui augmente l'énergie potentielle de la corde qui se casse à partir d'une certaine énergie. Lorsqu'une corde se casse, elle crée une nouvelle paire de quarks $q'\overline{q}'$, liée également par une corde qui peut également se casser si sa masse invariante est suffisamment grande, etc... Dans le modèle de Lund, il peut y avoir cassure jusqu'à production de paires de quarks sur leur échelle de masse.

- Simulation des désintégrations des particules instables de l'état final et des particules résultantes qui seront observées dans le détecteur.
  Le Monte-Carlo utilise ici les masses, largeurs de désintégration, rapports de branchement et nombres quantiques des particules pour simuler leurs éventuelles désintégrations.

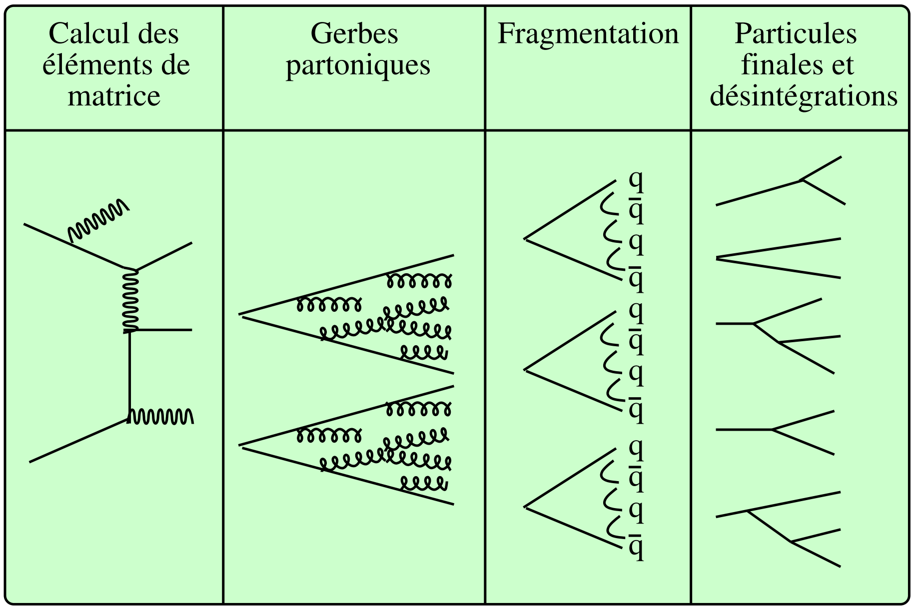


FIG. 2.23 – *Les différentes étapes de génération d'un événement Monte-Carlo.*

Simulation du détecteur :

Les particules observables générées sont associées à la simulation du détecteur H1, basée sur le programme GEANT [55]. Le passage des particules dans les différents milieux de détection et les signaux électriques engendrés dans les sous-détecteurs sont simulés en prenant en compte une modélisation détaillée de chaque composant (actif ou passif) du détecteur. A ce stade, le format des événements Monte-Carlo générés est le même que celui des données (POTs).

Ces événements sont ensuite soumis aux mêmes algorithmes de reconstruction et chaînes d'analyse que les données réelles. C'est notamment à ce stade que les constantes de calibration du calorimètre sont appliquées à la simulation.

De même que pour les données expérimentales, des DSTs sont créées à partir des POTs des simulations Monte-Carlo. Enfin, des n-tuples d'analyses sont constitués. Tous les ingrédients sont désormais présents pour procéder à l'analyse.

Chapitre 3

Production de leptons à HERA

3.1 Introduction

Des événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante ont été observés dans les données e^+p de H1 de 1994 à 1997. Un de ces événements est présenté sur la figure 3.1.

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

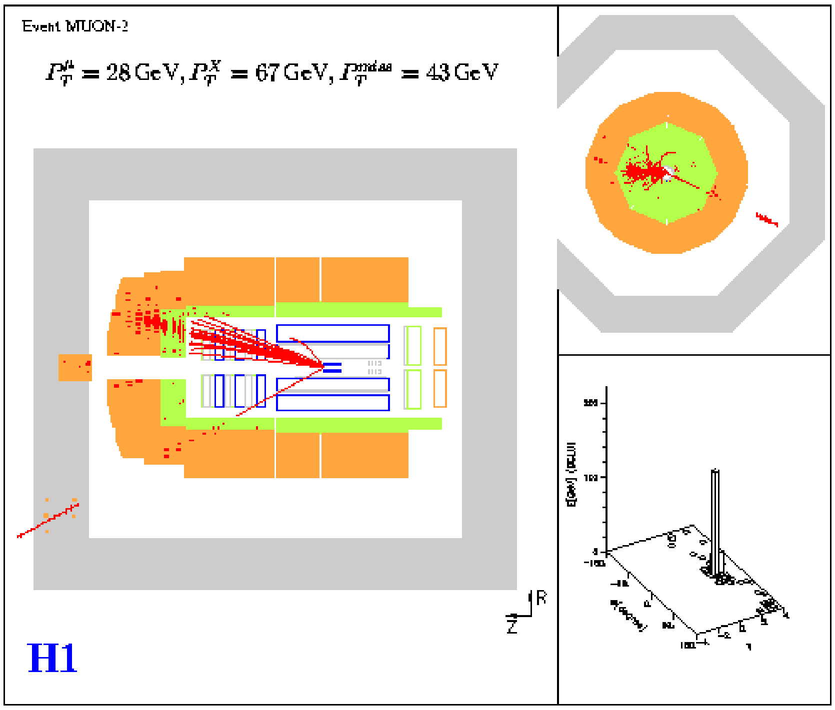


FIG. 3.1 – *Exemple de candidat à muon isolé et impulsion transverse manquante (extrait des données 1997 e^+p).*

Les processus physiques pouvant produire des événements présentant cette topologie sont classés en deux catégories : le signal et le bruit. Ces catégories sont définies de la façon suivante :

- **Le signal :**
  Il comprend tous les événements contenant un vrai lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante due à des particules de haute énergie non détectées.

- **Le bruit de fond :**
  Il comprend tous les autres processus du Modèle Standard. Ceux-ci ont soit un faux lepton dû à une mauvaise identification, soit une impulsion transverse manquante artificielle due aux erreurs de mesure dans le détecteur.

Ce chapitre présente les processus de signal et de bruit dans le cadre du Modèle Standard. Une attention particulière est apportée à la production du boson électro-faible $W^{\pm}$ qui constitue la majorité du signal recherché.

Les processus physiques présentés ci-dessous sont générés par la méthode de Monte-Carlo décrite à la fin du chapitre précédent.

3.2 Production du boson W

Le boson W est produit à HERA par les processus $e^{\pm}p \to eW^{\pm} + X$ (dominant) et $e^{\pm}p \to \nu\ W^{\pm} + X$ (minoritaire : moins de 7% de la production de W) où X représente le système hadronique engendré dans la réaction. Le boson W peut ensuite se désintégrer en un lepton et un neutrino.

La production du boson électro-faible W constitue principalement le signal recherché. En effet, sa désintégration leptonique $W \to \ell\nu$ conduit à des événements contenant un lepton isolé de grande impulsion transverse associé à de l'impulsion transverse manquante due au neutrino non détecté [1].

Les paragraphes suivants décrivent les calculs de production de W à HERA, selon deux méthodes différentes au premier ordre, et en tenant compte des corrections QCD d'ordre supérieur (NLO).

3.2.1 Calcul au premier ordre de la production du W (première méthode)

Les diagrammes de Feynman des différents processus pris en compte dans ces calculs sont représentés sur la figure 3.2 [56].

Les processus dominants sont ceux impliquant l'interaction entre un quark du proton et un photon émis par l'électron incident, dans la voie u des variables de Mandelstam (décrites dans l'annexe E).

Si le photon est quasi-réel, le calcul de section efficace diverge et l'interaction directe $\gamma q \to W$ ne peut alors plus être considérée. Elle est alors remplacée par l'interaction $q\overline{q}' \to W$ qui tient compte de la fonction de structure du photon ($\gamma \to q\overline{q}'$). La section efficace de ce processus comporte donc deux parties : une partie de diffusion profondément inélastique (DIS) simple, lorsque le photon est hors de sa couche de masse, et une partie de photoproduction, lorsque le photon est quasi-réel :

$$\underbrace{\sigma = \sigma(|u| > u_{cut})}_{\text{(DIS)}} + \underbrace{\int_0^{u_{cut}} d|u| \frac{d\sigma}{d|u|}}_{\text{(Photoproduction)}} \tag{3.1}$$

Avec :
- $u = (k_2 - p_1)^2$: moment transféré dans le canal u
- k_2 : quadrivecteur du quark du proton
- p_1 : quadrivecteur du boson W final

1. Dans cette thèse, le terme "neutrino" pourra être indifféremment utilisé pour les neutrinos et anti-neutrinos. La distinction sera effectuée lorsque cela sera nécessaire.

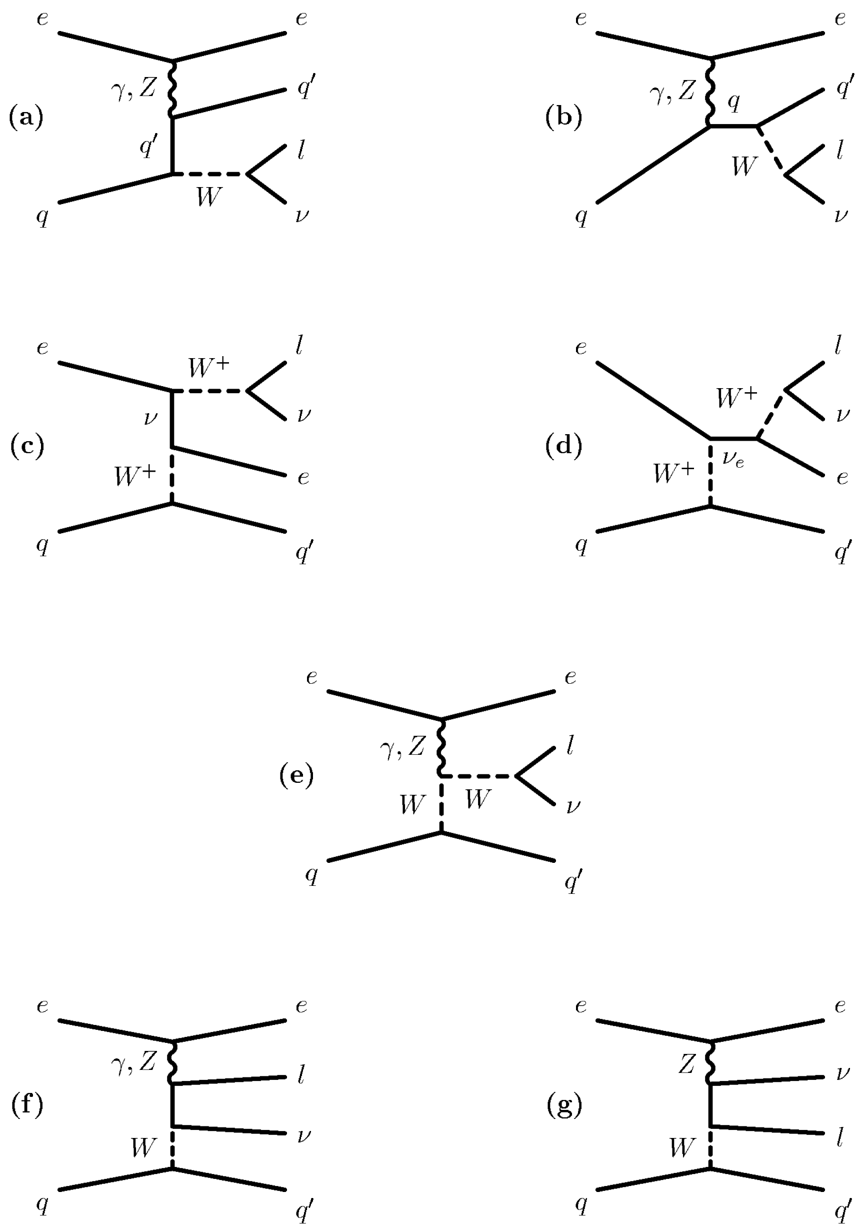


FIG. 3.2 – *Diagrammes de premier ordre de production du boson W par les interactions $ep \to eWX$: rayonnement du W à partir de la diffusion d'un quark du proton (a et b) ; production impliquant l'échange d'un deuxième boson W (c et d) ; W produit depuis un vertex $WW\gamma$ (e) ; diagrammes de production non résonante de W (f et g).*

La partie DIS ($|u| > u_{cut}$) de l'équation 3.1 est calculée en utilisant les amplitudes d'hélicité [57] alors que la partie photoproduction ($|u| < u_{cut}$) utilise l'approximation de Weizsäcker-Williams [58, 59] pour calculer le flux de photons et tenir compte ensuite de la structure du photon. La fonction de structure du proton est paramétrisée par CTEQ4L [60]. Celle du photon est paramétrisée par ACFGP [61]. Les fonctions de structure sont décrites dans PDFLIB [62]. L'échelle de factorisation utilisée pour ces calculs est M_W^2.

Ce calcul est implémenté dans le programme de simulation Monte-Carlo EPVEC [56] et sera appelé par la suite calcul de "Baur *et al.*". Les gerbes de partons de l'état final y sont simulées par PYTHIA [53].

La topologie des événements W est la suivante :

- la présence d'un lepton isolé de grande impulsion transverse (provenant de la désintégration du W).
- une grande impulsion transverse manquante, témoignant de la présence d'un neutrino.
- pour le processus $e^{\pm}p \to eW^{\pm} + X$, dans 25% des cas l'électron initial (celui du faisceau d'électrons) est diffusé à un angle suffisamment grand pour être visible dans le détecteur.
- si le processus de production de W 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.

La section efficace de production de W est de l'ordre de 1.1 pb à $\sqrt{s} = 300$ GeV et 1.3 pb à $\sqrt{s} = 318$ GeV. Elle sera détaillée dans le paragraphe 3.2.3 pour chacun des trois calculs exposés ici. La distribution de masse invariante du système lepton-neutrino est illustrée sur la figure 3.3. Elle est centrée sur $M_W = 80.4$ GeV comme attendu pour la désintégration $W \to \ell\nu$. La queue à basse masse provient de la production de W hors de sa couche de masse due aux diagrammes non résonants.

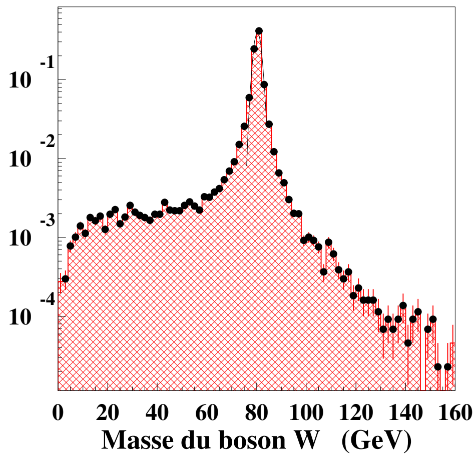


FIG. 3.3 – *Masse du boson W, simulée par le générateur EPVEC pour le processus $e^{\pm}p \to eW^{\pm} + X$ (échelle verticale arbitraire).*

Les distributions de l'angle polaire et de l'impulsion transverse du lepton, du neutrino et du système hadronique émis lors de la production d'un W sont représentées sur la figure 3.4.

Le processus décrit ci-dessus est une production de W à courant neutre $ep \to eW^{\pm}X$. La contribution du processus de production de W à courant chargé $ep \to \nu W^{\pm}X$ est également prise

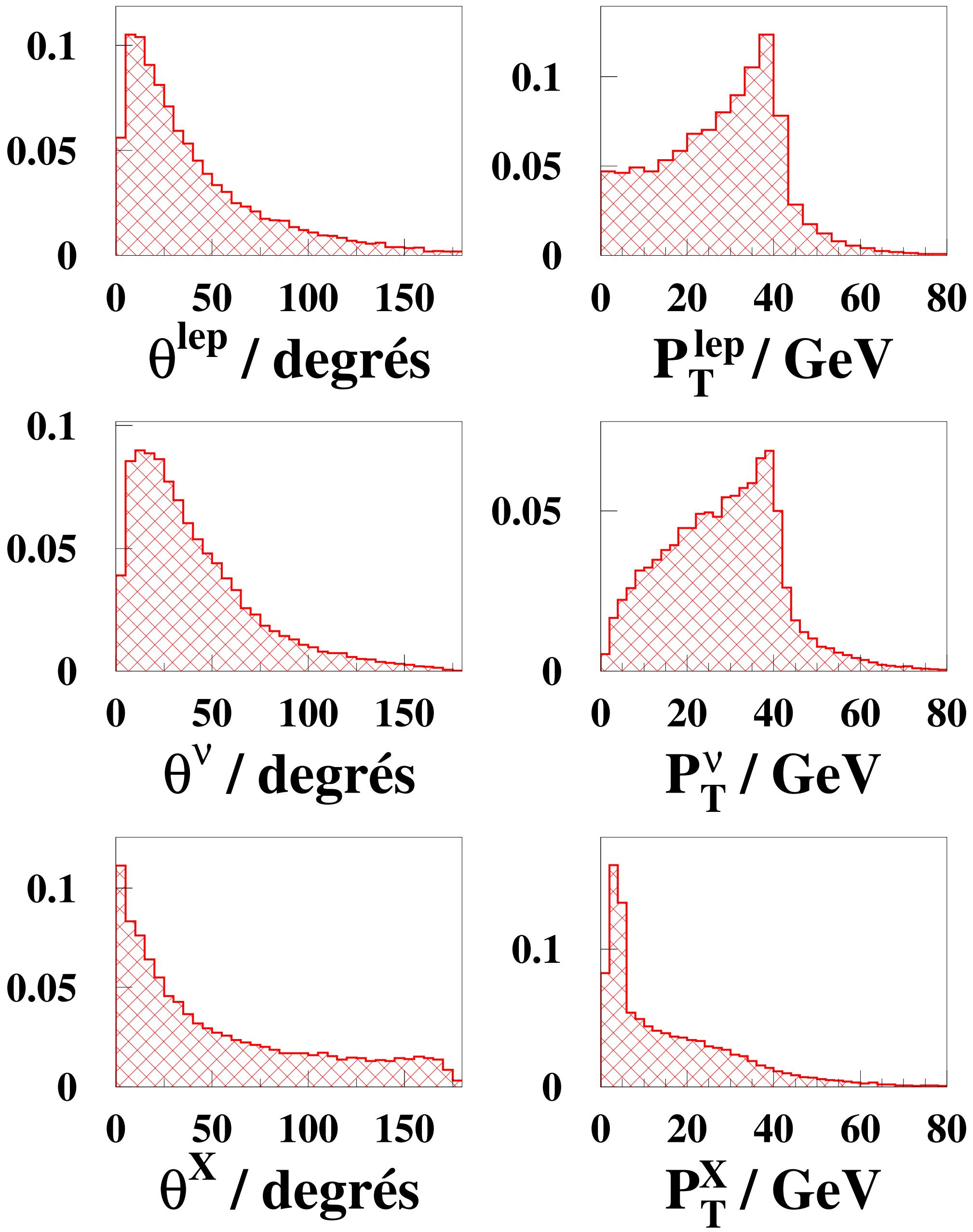


Fig. 3.4 – *Distributions de l'angle polaire (colonne de gauche) et de l'impulsion transverse (colonne de droite) du lepton, du neutrino et du jet issus du boson W, simulés par le générateur EPVEC pour le processus* $e^{\pm}p \rightarrow eW^{\pm} + X$ *(échelle verticale arbitraire).*

en compte et calculée à partir de EPVEC. Un de ses diagrammes est présenté sur la figure 3.5. Sa contribution sur la section efficace de production du W est inférieure à 7%. Les corrections NLO présentées par la suite ne lui seront pas appliquées.

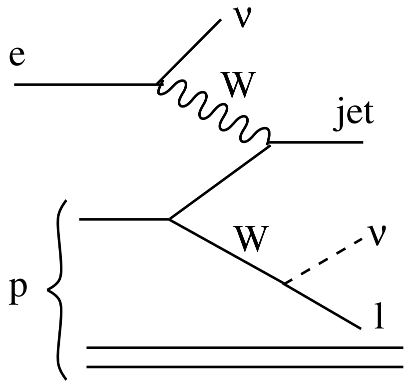


FIG. 3.5 – *Production et désintégration du boson W dans les collisions ep pour le processus* $e^{\pm}p \to \nu\ W^{\pm} + X$ *suivi de la désintégration* $W \to \ell\nu$.

Les différentes contributions sur l'incertitude de la section efficace prédite de production de W sont les suivantes : 10% selon l'erreur sur la structure du photon, 5% selon l'erreur sur la structure du proton, 5% selon le choix de u_{cut}, et enfin 10% selon l'échelle de factorisation en Q^2 des fonctions de structure utilisées [63]. Une erreur supplémentaire due à l'absence de corrections QCD est également considérée. L'incertitude totale est ainsi estimée à 30% pour ce calcul de section efficace.

3.2.2 Calcul au premier ordre de la production du W (seconde méthode)

Un second calcul de production de W dans les collisions *ep* a été effectué dans la référence [64] et sera appelé calcul de "Diener *et al.*" par la suite.

Ici, le processus de photoproduction présenté dans le calcul de "Baur *et al.*" est séparé en deux sous-processus selon l'impulsion transférée Q^2 : une partie "photon résolu", où le photon se convertit en une paire $q\overline{q}$, et une partie directe où le photon interagit directement. Les trois modes de production du W se résument ainsi :

- Processus résolu (domine à bas Q^2 et bas P_T^W) :
  $\gamma \to q'\overline{q}'$ puis $q\overline{q}' \to W$
- Processus direct (domine à bas Q^2 et grand P_T^W) :
  $\gamma q \to q'W$
- Processus DIS (contribue surtout à grand Q^2 et grand P_T^W) :
  $eq \to eq'W$

Ces différents processus sont illustrés sur la figure 3.6.

Les densités de partons du proton et du photon sont les mêmes que dans le calcul de Baur *et al.* : respectivement CTEQ4L et ACFGP. L'échelle de factorisation utilisée pour ces calculs est M_W^2, comme pour les calculs de Baur *et al.*

Le calcul des sections efficaces de chacun de ces processus indique qu'à grande impulsion transverse du W ($P_T^W > 15$ GeV), le processus direct domine tandis que le processus DIS a une contribution moindre ($\simeq 25\%$) et que le processus résolu est négligeable. Par contre, à bas P_T^W, là où se situe le maximum de la section efficace de production du W, c'est le processus résolu qui domine.

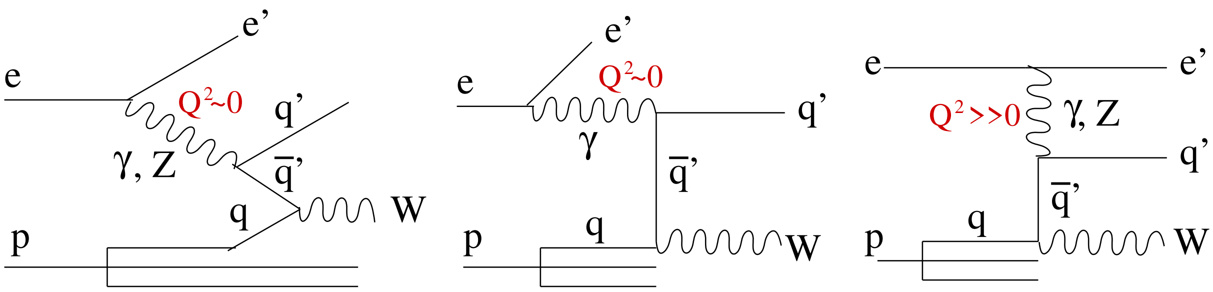


Fig. 3.6 – *Processus de production du boson W: de gauche à droite, régimes résolu, direct et DIS.*

Les principales différences entre les calculs au premier ordre de section efficace selon Baur *et al.* et selon Diener *et al.* sont les suivantes [65] :

* La séparation des processus DIS et de photoproduction est fonction du transfert d'impulsion u pour le calcul de Baur *et al.*, alors qu'il dépend de la virtualité du photon Q^2 dans le calcul de Diener *et al.*
* Le schéma de renormalisation est celui de DIS pour le calcul de Baur *et al.* alors que le calcul de Diener *et al.* se base sur le schéma conventionnel $\overline{MS}$.
* Le calcul de Baur *et al.* tient compte de plus de termes significatifs dans l'expression du spectre du photon, lors de l'approximation de Weizsäcker-Williams. De plus, les limites sur la virtualité Q^2 du photon sont différentes dans les deux calculs.
* Le calcul de Baur *et al.* inclut les diagrammes de production de W hors de sa couche de masse, alors que le calcul de Diener *et al.* ne considère que les diagrammes de production sur la couche de masse du W.

3.2.3 Calcul à l'ordre supérieur de la production de W

Le calcul NLO décrit ici est basé sur la même décomposition que la méthode de Diener *et al.* présentée ci-dessus. Dans ce calcul d'ordre supérieur, les différentes composantes ont été prises en compte de la façon suivante :

- La section efficace totale du processus résolu a été calculée à l'ordre supérieur dans la région $P_T^W < 5$ GeV où elle domine, ce qui a permis de corriger cette composante par un facteur constant [65]. En effet, dans la région $P_T^W < 5$ GeV, le calcul de section efficace implique une sommation des gluons mous, c'est pourquoi seulement les sections efficaces totales ont été calculées.
- La section efficace différentielle du processus direct, dominant à grand P_T^W, a été entièrement recalculée à l'ordre supérieur [64].
- La section efficace du processus DIS a été calculée au premier ordre seulement (sa contribution est de l'ordre de 25% sur la section efficace à grand P_T^W).

Les corrections d'ordre supérieur sont constituées de deux parties :

- **Corrections virtuelles :**
  Ces corrections comprennent tous les diagrammes à une boucle générés par l'échange d'un gluon virtuel. Des exemples de tels diagrammes sont représentés sur la figure 3.7.

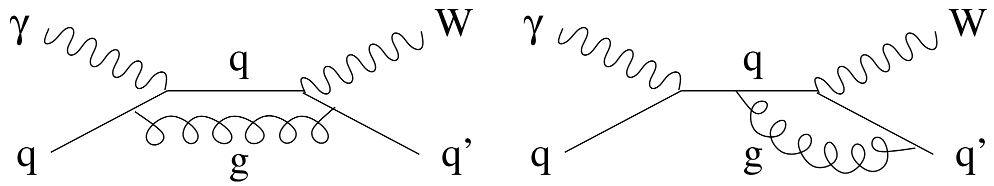


FIG. 3.7 – *Diagrammes typiques de corrections virtuelles sur la production de W.*

- **Corrections réelles :**
  Ces corrections sont produites par radiation de gluons à partir des lignes de quarks, comme illustré sur la figure 3.8.

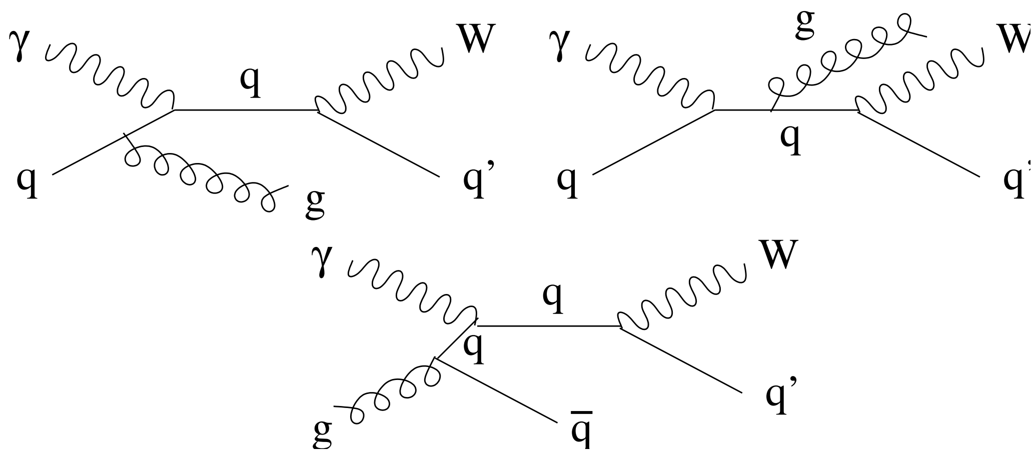


FIG. 3.8 – *Diagrammes typiques de corrections réelles sur la production de W.*

Les densités de partons du proton et du photon résolu sont respectivement CTEQ4L et ACFGP. L'échelle de factorisation utilisée pour ces calculs est M_W^2 comme pour les calculs effectués au premier ordre.

Les sections efficaces différentielles calculées dans [64, 65] sont présentées sur la figure 3.9 en fonction de l'impulsion transverse du W. La partie directe y est présentée à l'ordre supérieur tandis que les processus DIS et résolu y sont présentés au premier ordre.

Les sections efficaces tenant compte des corrections NLO appliquées aux processus direct et résolu, sont résumées dans le tableau 3.1 pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV. Elles y sont comparées aux sections efficaces calculées au premier ordre.

	Sections efficaces (pb)		
$\sqrt{s} = 318$ GeV	LO Baur *et al.*	LO Diener *et al.*	NLO Diener *et al.*
$P_T^W < 25$ GeV	1.112 ± 0.33	0.749 ± 0.22	1.000 ± 0.15
$P_T^W > 25$ GeV	0.312 ± 0.09	0.267 ± 0.08	0.279 ± 0.04
Total	1.424 ± 0.43	1.016 ± 0.30	1.279 ± 0.19

TAB. 3.1 – *Sections efficaces de production de W déterminée au premier ordre (LO) selon le calcul de Baur et al. et celui de Diener et al., et à l'ordre supérieur (NLO) selon le calcul de Diener et al., pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV ($E_p = 920$ GeV).*

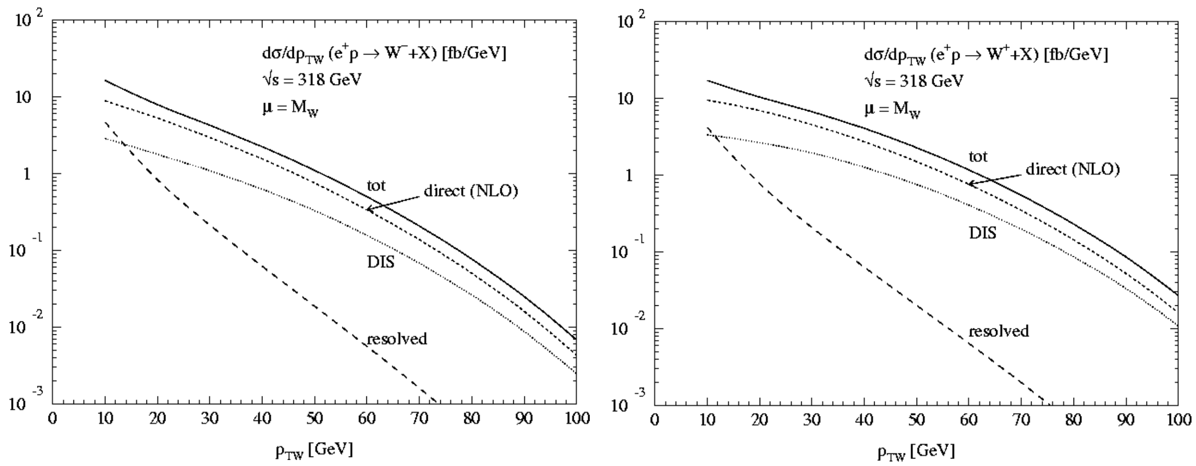


FIG. 3.9 – *Sections efficaces différentielles $d\sigma/dP_{TW}$ pour les processus direct, DIS et résolu dans le cas d'une production de W^- (à gauche) et de W^+ (à droite) pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV.*

La section efficace totale à $\sqrt{s} = 318$ GeV est de 1.42 ± 0.43 pb dans le calcul LO de Baur *et al.*, alors qu'elle est de 1.02 ± 0.30 pb dans le calcul LO de Diener *et al.* Ces résultats sont compatibles dans les limites des erreurs théoriques de 30%.

Les corrections NLO sont de l'ordre de 40% à bas P_T^W, où le processus à photon résolu domine, et 10% à grand P_T^W, où le processus direct domine. La dépendance d'échelle a été réduite à 5% dans le calcul de la composante directe, en tenant compte de l'incertitude due à la structure du proton. L'incertitude théorique sur la section efficace NLO pour le processus direct est alors estimée être inférieure à 10%. Cela entraine une incertitude théorique totale de 15%.

3.2.4 Implémentation des corrections NLO dans le générateur

En pratique, les corrections NLO sur la section efficace de production de W pourront être prises en compte dans le générateur EPVEC (basé sur le calcul de Baur *et al.*) car la fonction de correction ne modifie pas drastiquement la forme des distributions. Cette correction est effectuée en calculant un poids pour chaque événement en fonction de l'impulsion transverse P_T^W du boson W et de sa rapidité définie par $y_W = \frac{1}{2} \cdot \log \frac{E^w - P_z^w}{E^w + P_z^w}$ où E^w et P_z^w sont l'énergie et l'impulsion longitudinale du boson W.

En effet, les calculs NLO donnent accès à la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma_{dir,NLO}}{dP_T^W\,dy_W}$ de production directe de W [66]. Le rapport entre cette section efficace et celle provenant du générateur $\frac{d^2\sigma_{dir,EPVEC}}{dP_T^W\,dy_W}$ permet de définir un facteur par lequel les événements du générateur doivent être pondérés pour obtenir une section efficace NLO de production du W. Néanmoins ce facteur doit tenir compte des trois processus de production du W (direct, DIS et résolu). Soit ω ce facteur. On a alors :

$$\omega(P_T^W,\ y_W) = \frac{\frac{d^2\sigma_{dir,NLO}}{dP_T^W\,dy_W} + F \cdot \frac{d^2\sigma_{res,LO}}{dP_T^W\,dy_W} + \frac{d^2\sigma_{dis,LO}}{dP_T^W\,dy_W}}{\frac{d^2\sigma_{TOT,EPVEC}}{dP_T^W\,dy_W}} \tag{3.2}$$

où $\frac{d^2\sigma_{res,LO}}{dP_T^W\,dy_W}$ et $\frac{d^2\sigma_{dis,LO}}{dP_T^W\,dy_W}$ sont les sections efficaces doublement différentielles calculées au premier ordre selon Diener *et al.*, et $\frac{d^2\sigma_{TOT,EPVEC}}{dP_T^W dy_W}$ est la section efficace doublement différentielle calculée pour l'ensemble des processus du générateur EPVEC, selon Baur *et al.* Enfin, F est un facteur constant tel que :

$$F = \frac{\sigma_{NLO}^{TOT}(P_T^W < 5)}{\sigma_{EPVEC}^{TOT}(P_T^W < 5)} \tag{3.3}$$

Le facteur ω peut ainsi être déterminé pour chaque événement en fonction de l'impulsion transverse P_T^W et de la rapidité y_W du boson W produit :

- La région $P_T^W < 5$ GeV contient seulement les corrections NLO du processus résolu.
- Les corrections NLO du processus direct ont été calculées dans le domaine cinématique $5 < P_T^W < 105$ GeV et $-1.375 < y_W < 1.375$ (dans le centre de masse du W), pour des intervalles dP_T^W et dy_W de largeur 10 GeV et 0.25 respectivement. La fluctuation due à la taille finie des intervalles, évaluée à 2%, est considérée comme négligeable.

Les distributions de sections efficaces obtenues après pondération sont représentées sur la figure 3.10 (figure de gauche) pour chacun des trois calculs en fonction de l'impulsion transverse P_T^W. On constate que la plus grande différence intervient à bas P_T^W, là ou domine le processus résolu. Le facteur ω de corrections NLO est également présenté sur la figure 3.10 (figure de droite). Sa forme reflète non seulement la différence entre les calculs LO et NLO de Diener *et al.*, mais aussi celles entre les calculs effectués par Baur *et al.* et Diener *et al.*, puisqu'il permet de passer d'un calcul LO effectué par Baur *et al.* (utilisé dans le générateur EPVEC) à un calcul NLO effectué par Diener *et al.*

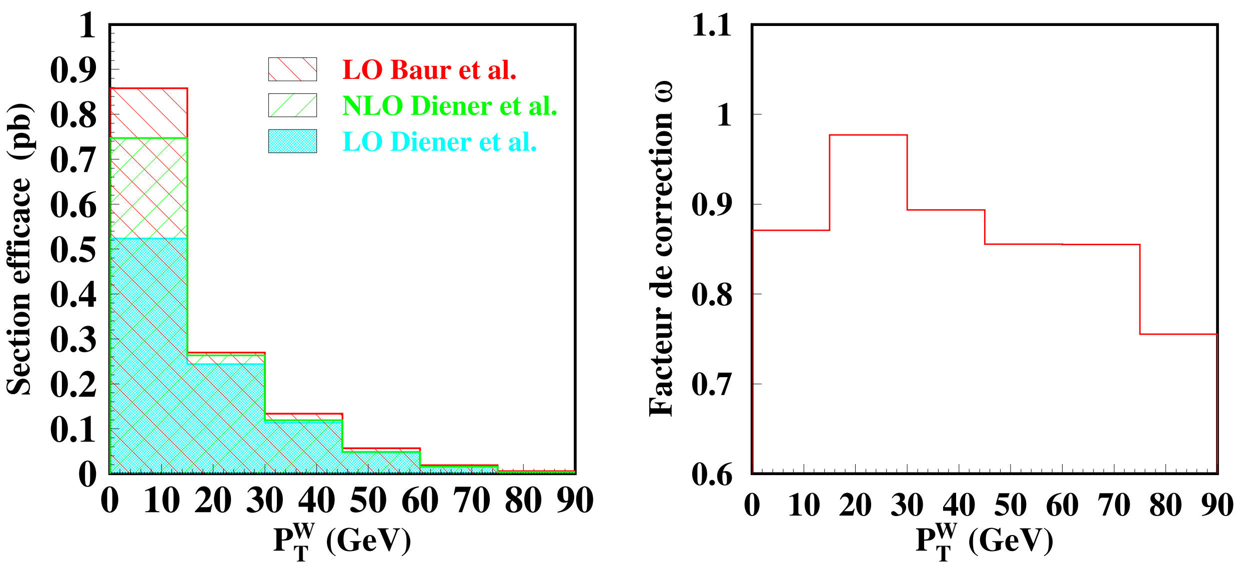


FIG. 3.10 – *Figure de gauche : sections efficaces en fonction de l'impulsion transverse P_T^W du boson W pour les calculs LO selon Baur et al. et selon Diener et al., et le calcul NLO de Diener et al. Figure de droite : facteur ω de correction NLO appliqué sur le générateur EPVEC en fonction de l'impulsion transverse P_T^W du boson W. Ces résultats sont obtenus pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV.*

3.2.5 Nombre d'événements W produits

L'énergie disponible dans le centre de masse étant de 318 GeV (pour $E_p = 920$ GeV) ou 300 GeV (pour $E_p = 820$ GeV), le domaine cinématique est favorable à la production du W, de masse $m_W = 80.423\ GeV$, mais celle-ci reste néanmoins faible, la section efficace totale de production prédite par le modèle standard étant $\sigma_{920} = 1.28$ pb à $\sqrt{s} = 318$ GeV et $\sigma_{820} = 1.05$ pb à $\sqrt{s} = 300$ GeV.

La désintégration $W \to \tau\ \nu_\tau$ ne sera pas complétement reconstruite dans cette analyse, seulement les cascades $W \to \tau \to e(\mu)$ pourront être sélectionnées. Elles seront implicitement contenues dans les deux canaux de désintégration du W recherchés ici :

$$\begin{cases} W \to e\ \nu_e & (+\ W \to \tau \to e) \\ W \to \mu\ \nu_\mu & (+\ W \to \tau \to \mu) \end{cases}$$

Le nombre total N_{prod} d'événements W produits dans les données e^+p (les données e^-p ont également été analysées mais seront moins discutées car leur luminosité est faible : 13.6 pb^{-1}) analysées ici ($\mathcal{L}_{820} = 37.0$ pb^{-1} à $\sqrt{s} = 300\ GeV$ et $\mathcal{L}_{920} = 67.7$ pb^{-1} à $\sqrt{s} = 318\ GeV$) est donc :

$$\begin{aligned} N_{prod} &= \sigma_{820} \times \mathcal{L}_{820} + \sigma_{920} \times \mathcal{L}_{920} \\ &= 1.05 \times 37.0 + 1.28 \times 67.7 \\ &= 126 \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} N_{decay} &= N_{prod} \times (BR_{W \to e\ \nu_e} + BR_{W \to \mu\ \nu_\mu} + BR_{W \to \tau\ \nu_\tau} \times (BR_{\tau \to e \overline{\nu}_e \nu_\tau} + BR_{\tau \to \mu \overline{\nu}_\mu \nu_\tau}) \\ &= 126 \times (0.106 + 0.106 + 0.106 \times 2 \times 0.176) \\ &= 31 \end{aligned}$$

Ce nombre met en évidence le fait que la production de W à HERA est un phénomène rare. C'est la raison pour laquelle l'optimisation des efficacités de sélection du signal et de rejection du bruit de fond sera essentielle.

3.3 Production de Z

Ici, l'anti-quark du photon interagit avec un quark du proton pour former cette fois-ci un boson Z comme illustré sur la figure 3.11.

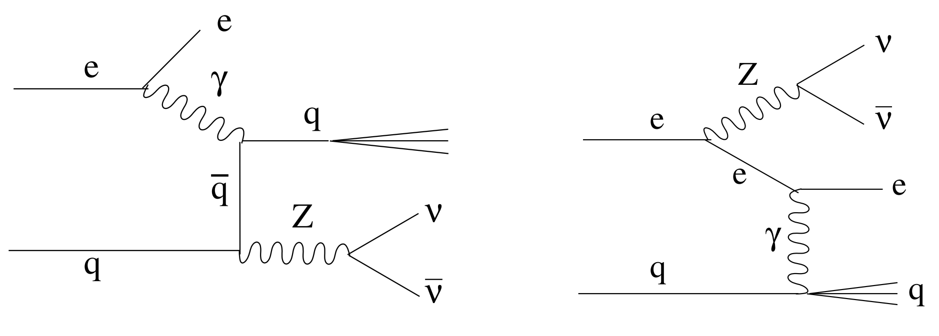


Fig. 3.11 – *Diagrammes de production du boson Z dans les collisions ep avec désintégration en deux neutrinos.*

Le canal qui conduit à un état final correspondant au signal est la désintégration du boson Z en une paire de neutrinos : $Z \to \nu\overline{\nu}$. L'état final est alors composé de l'électron diffusé et de deux neutrinos, ce qui engendre de l'impulsion transverse manquante. Ce processus est également simulé par le générateur EPVEC. Sa contribution au signal total est inférieure à 3%.

La production de boson Z avec désintégration en deux leptons chargés ($Z \to \ell^+\ell^-$) est également possible. Dans ce cas, l'état final ne contient pas d'impulsion transverse manquante intrinsèque. Cette contribution sera donc incluse dans la production de paires de leptons, processus de bruit de fond qui sera décrit dans le paragraphe 3.4.3.

3.4 Les bruits de fond

La recherche du signal est affectée par la présence des processus du Modèle Standard qui contribuent lorsqu'un objet de l'état final est faussement identifié en lepton ou lorsque les erreurs sur la mesure d'énergie engendrent de l'impulsion transverse manquante artificielle (non due à la présence d'un neutrino). Ce paragraphe est destiné à présenter les différents processus contribuant dans le bruit de fond de l'analyse.

3.4.1 Interaction inélastique à courant neutre (CN)

L'électron interagit avec un quark du proton par l'intermédiaire d'un boson neutre (γ ou Z). Le quark diffusé produit alors un jet hadronique et l'électron est diffusé à grand angle dans la direction opposée au jet dans le plan transverse. Ce processus est représenté sur la figure 3.12.

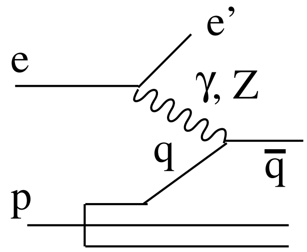


FIG. 3.12 – *Diffusion profondément inélastique à courant neutre.*

Ces événements comportent un électron isolé dans l'état final. Toutes les particules de l'état final étant détectées, ces événements possèdent intrinsèquement une impulsion transverse manquante nulle. Néanmoins une fluctuation dans la mesure de l'énergie hadronique ou sa perte partielle le long du tube à vide peut engendrer de l'impulsion transverse manquante, c'est pourquoi ce processus perturbera l'analyse.

Ce processus a été généré à l'aide du générateur RAPGAP [67]. Un exemple d'événement à courant neutre est présenté sur la figure 3.13.

3.4.2 Interaction inélastique à courant chargé (CC)

Ici, l'interaction entre l'électron et le proton se fait par l'intermédiaire d'un boson chargé ($W^{\pm}$). L'état final est alors constitué d'un jet hadronique et d'un neutrino, comme le montre la figure 3.14.

Ces événements ayant un neutrino dans l'état final, ils ont une impulsion transverse manquante intrinsèque. L'état final hadronique peut fluctuer en candidat lepton : il peut engendrer des photons ou des π^+ (provenant par exemple de $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$) identifiés commes des électrons, ce qui crée du bruit dans la recherche du signal. De vrais électrons provenant de désintégrations de particules lourdes (contenant des quarks b ou c) peuvent être produits dans le jet, mais ils sont rarement isolés et leur contribution est négligeable (inférieure à 1%).

Le générateur DJANGO [68] a été utilisé pour simuler la contribution des courants chargés. Un exemple d'événement à courant chargé est présenté sur la figure 3.15.

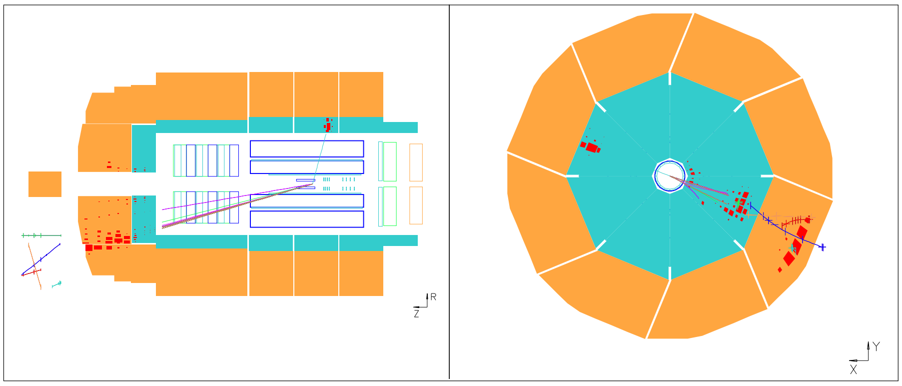


FIG. 3.13 – *Exemple d'événement à courant neutre (Monte-Carlo RAPGAP) extrait d'une sélection d'événements de grande impulsion transverse manquante (>25 GeV). Dans cet événement, une fluctuation dans la mesure du jet hadronique engendre de l'impulsion transverse manquante alors que l'électron et le jet sont dos-à-dos dans le plan transverse.*

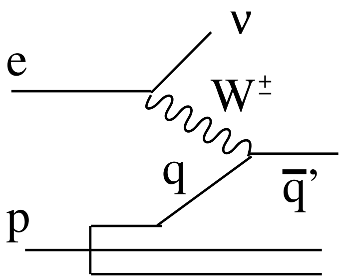


FIG. 3.14 – *Interaction profondément inélastique à courant chargé.*

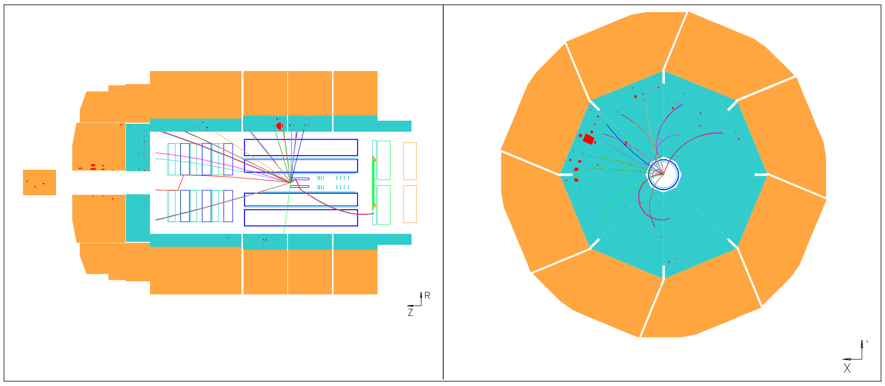


FIG. 3.15 – *Exemple d'événement à courant chargé (Monte-Carlo DJANGO) extrait d'une sélection de jets étroits (<0.1 rad) de grande fraction électromagnétique d'énergie (>0.9) dans le calorimètre. Un dépôt compact et électromagnétique est présent dans l'événement, il est néanmoins entouré d'autres dépôts calorimétriques et donc non-isolé.*

3.4.3 Production de paires de leptons ($\ell^+\ell^-$)

Deux photons émis par l'électron et le proton interagissent pour donner une paire lepton-antilepton, comme le montre la figure 3.16.

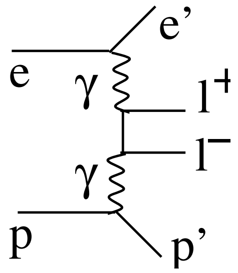


FIG. 3.16 – *Production de paires de leptons.*

La production de paires e^+e^- ne conduit pas à une impulsion transverse manquante significative et perturbe donc peu notre analyse. Par contre, la production de paires $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ contribue, lorsqu'un seul lepton de l'état final est détecté, car l'énergie des muons de l'état final n'est pas déposée dans le calorimètre. En effet, si l'événement contient un jet hadronique significatif d'inélasticité ou si l'électron diffusé est visible, l'absence de dépôt d'énergie des muons ou des neutrinos produits par la désintégration de taus crée de l'impulsion transverse manquante.

Le générateur GRAPE [69, 70] a été utilisé pour générer la production de paires de leptons par interaction photon-photon. La contribution de ce processus a également été estimée à l'aide du générateur LPAIR [71, 72] qui donne des résultats similaires. La production de Z avec désintégration en deux leptons chargés est également incluse dans GRAPE (mais elle est négligeable : contribution inférieure à 1%). Un exemple de production de paires de muons est représenté sur la figure 3.17.

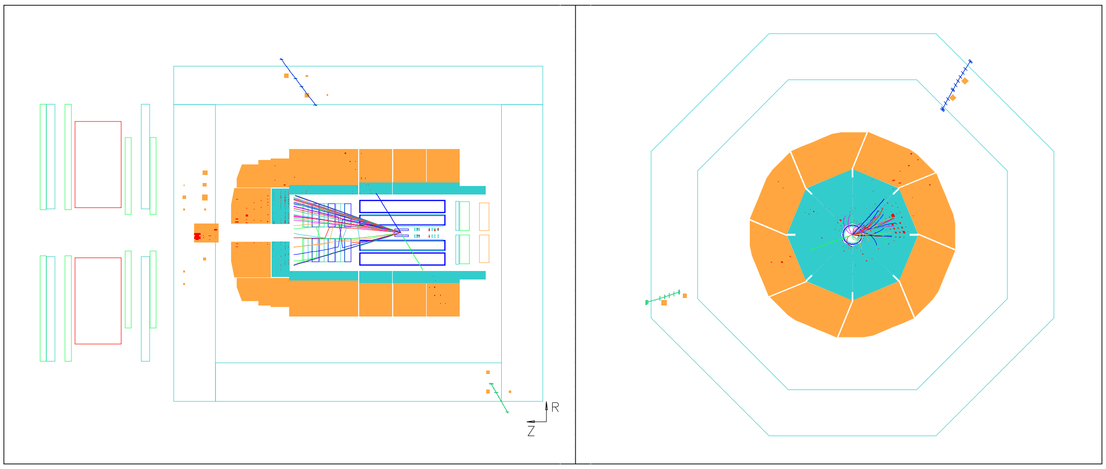


FIG. 3.17 – *Exemple de production de paire de muons (extrait des données 2000 e^+p).*

3.4.4 Photoproduction (γp)

Dans les calculs de premier ordre, on distingue deux processus de photoproduction :

- **la photoproduction directe :** c'est l'interaction entre un photon émis par l'électron incident et un quark du proton, comme illustré sur la figure 3.18 (figure de gauche). 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 (ou méson vecteur), ce qui entraine une interaction entre un quark provenant du photon et un gluon du proton, comme le montre la figure 3.18 (figure de droite).

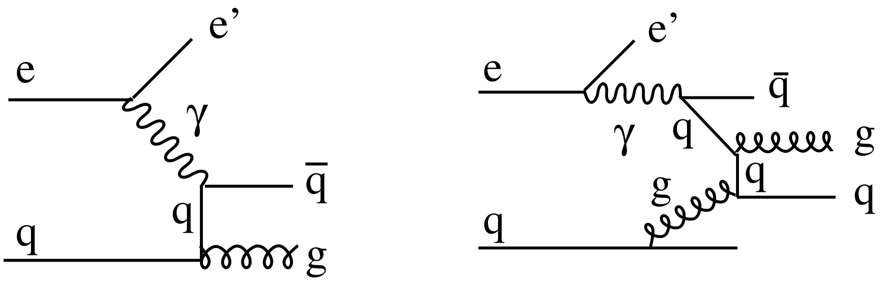


FIG. 3.18 – *Processus de photoproduction : photoproduction directe (figure de gauche) et résolue (figure de droite)*

L'état final des événements de photoproduction est ainsi constitué de deux ou trois jets de grande impulsion transverse. Il ne possède donc ni lepton isolé, ni impulsion transverse manquante intrinsèque.

Un lepton peut y être identifié si un des jets fluctue en hadron isolé et si celui-ci est faussement identifié comme un lepton, ou si des quarks lourds (b ou c) dont la désintégration semi-leptonique peut engendrer des leptons secondaires, sont produits. Une impulsion transverse manquante artificielle peut être engendrée lorsqu'une partie de l'énergie du système hadronique échappe à la détection.

Le générateur PYTHIA a été utilisé pour générer le processus de photoproduction. La production de saveurs lourdes (notamment des paires de $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) est également incluse dans les contributions. Un exemple d'événement de photoproduction à deux jets est présenté sur la figure 3.19.

Bien que la section efficace de production des jets soit très importante ($\simeq 10\ \mu$b pour $P_T^{jets} > 10$ GeV), l'absence de signature leptonique (e, μ, ν) conduira à une contribution négligeable dans la sélection finale.

3.4.5 Evénements non physiques

Ce sont des bruits qu'il sera essentiel de rejeter pour ne pas fausser la comparaison entre les données expérimentales et la prédiction du Modèle Standard. On distingue les bruits suivants :

- **Les rayons cosmiques :** ce sont majoritairement des muons cosmiques qui traversent le détecteur.
- **Les halos de muons** : le faisceau de protons peut comporter des muons qui traversent le détecteur en même temps que les protons. Ces muons proviennent de collisions inélastiques entre les protons et le gaz résiduel en amont du détecteur.

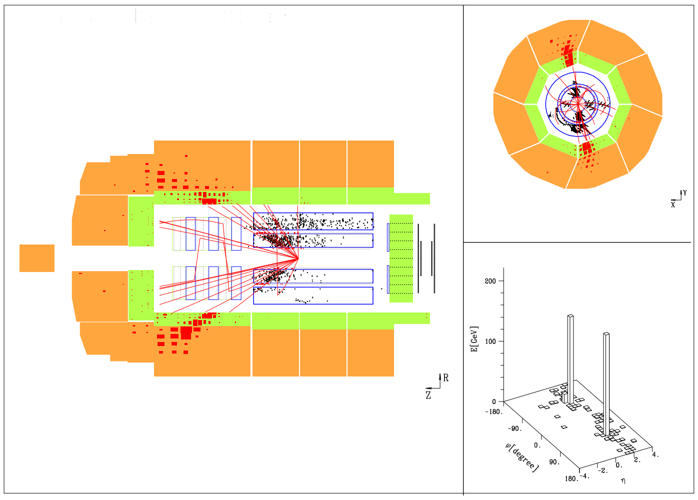


FIG. 3.19 – *Exemple d'événement de photoproduction (extrait des données 1994 e^+p).*

- **Interaction faisceau-gaz** : le vide n'étant pas parfait dans le tube, certaines molécules du gaz résiduel peuvent interagir avec le faisceau.

Des exemples d'événements de bruits non physiques sont présentés sur la figure 3.20.

3.5 Conclusion du chapitre

Les sections efficaces des différents processus rencontrés dans cette analyse sont présentées dans le tableau 3.2.

Les sections efficaces de la production de paires de leptons, des courants chargés, des courants neutres et de la photoproduction ont été indiquées avec une pré-coupure sur l'impulsion transverse de l'objet principal de l'état final telle que $P_T^{objet} > 10$ GeV, afin d'être en situation proche de l'espace de phase des événements recherchés. Les sections efficaces de chaque processus sont à peu de choses près équivalentes pour les données e^+p et e^-p, à l'exception des courants chargés, pour lesquels un facteur important existe entre les deux modes.

Ces sections efficaces mettent en évidence la rareté des processus de signal ($W \to \ell\nu$ et $Z \to \nu\overline{\nu}$) comparés aux autres processus du Modèle Standard. Néanmoins ces bruits de fond ont, pour la majorité, une topologie très différente de celle du signal recherché, ils pourront donc être rejetés par des coupures topologiques appropriées. La rareté du signal recherché va impliquer une sélection fine présentant des coupures de réjection de bruit complexes, visant à optimiser le rapport *signal/bruit*. Cette sélection est présentée dans le chapitre suivant.

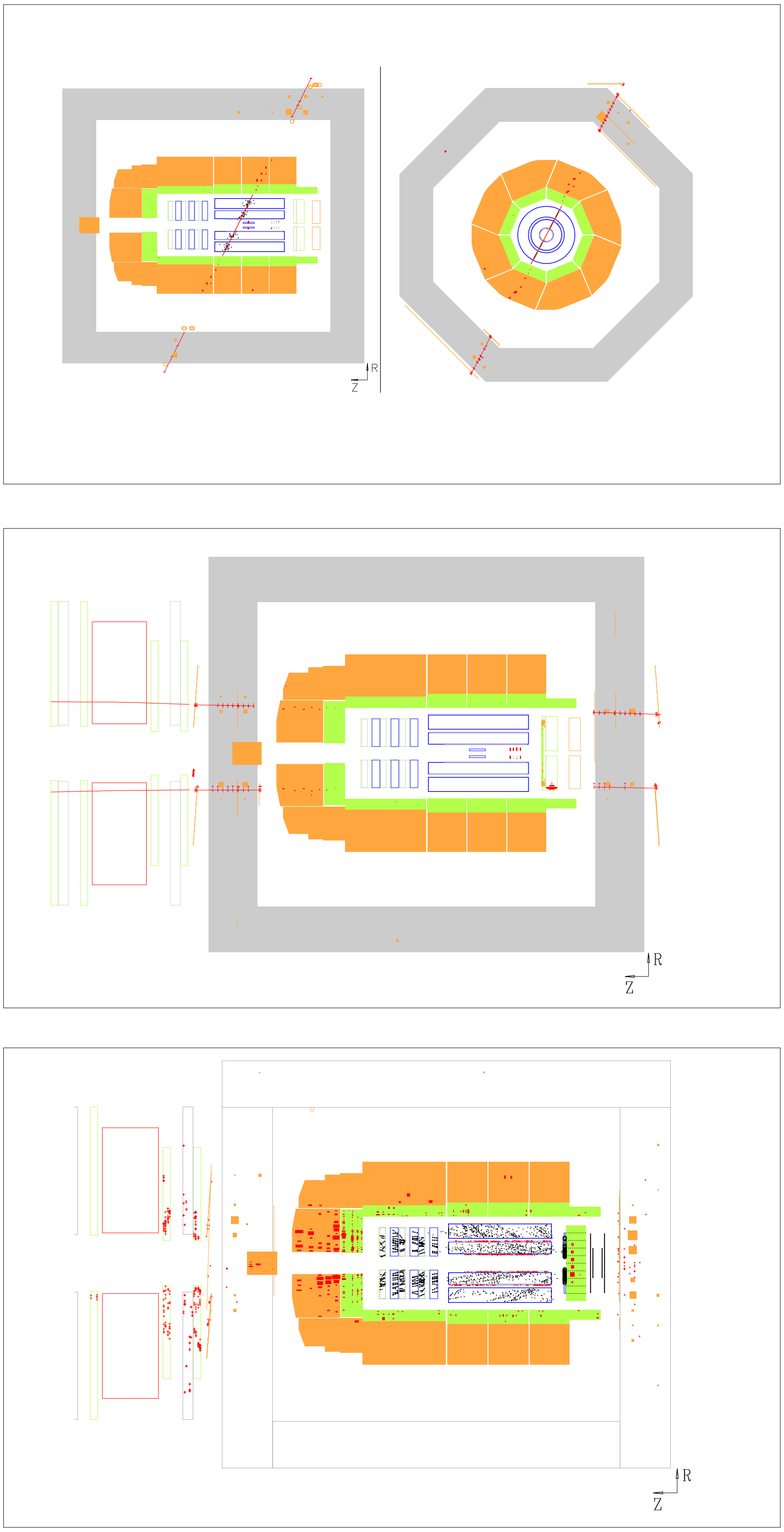


FIG. 3.20 – *Exemples de rayonnement cosmique (figure du haut), de halo de muons (figure du milieu) et d'interaction faisceau-gaz (figure du bas).*

	Processus	Restriction	Section efficace (pb)	Observation
SIGNAL	Production de W suivie de $W \to \ell\nu$ **(W)**	-	0.44	vrai lepton, vrai $P_T^{miss\ a}$
	Production de Z suivie de $Z \to \nu\overline{\nu}$ **(Z)**	-	0.03	vrai lepton, vrai P_T^{miss}
BRUIT	Production de Z suivie de $Z \to \ell^+\ell^-$ **($\boldsymbol{\ell^+\ell^-}$)**	-	0.01	vrai lepton, faux P_T^{miss}
	Production de paires de leptons **($\boldsymbol{\ell^+\ell^-}$)**	$P_T^{\ell} > 10$ GeV	4	vrai lepton, faux P_T^{miss}
	Courant chargé (interactions e^+p) **(CC)**	$P_T^{\nu} > 10$ GeV	34	faux lepton vrai P_T^{miss}
	Courant chargé (interactions e^-p) **(CC)**	$P_T^{\nu} > 10$ GeV	67	faux lepton, vrai P_T^{miss}
	Courant neutre **(CN)**	$P_T^{el} > 10$ GeV	4940	vrai lepton, faux P_T^{miss}
	Photoproduction **($\boldsymbol{\gamma p}$)**	$\hat{p_T} > 10$ GeV [b]	10800	faux lepton, faux P_T^{miss}

TAB. 3.2 – *Section efficace des différents processus observés à HERA pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV, lors d'interactions e^+p (sauf si précisé).*

[a] P_T^{miss} : impulsion transverse manquante de l'événement.
[b] $\hat{p_T}$: impulsion transverse des partons lors de la génération de l'événement.

Chapitre 4

Recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante

L'observation et l'étude d'événements rares à HERA est une opportunité pour tester le Modèle Standard dans des régions à faible section efficace. Comme montré dans le chapitre précédent, la production d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante est faible à HERA. En effet, le signal, correspondant à la production des bosons W et Z dans le Modèle Standard, représente une trentaine d'événements produits pendant la prise de données de HERA-1 (118.3 pb^{-1}). Les bruits de fond sont beaucoup plus importants aux mêmes échelles d'impulsion transverse, c'est pourquoi la recherche du signal s'appuie sur une analyse optimisée.

Ce chapitre décrit la sélection conduisant à l'extraction du signal par rapport au bruit de fond. Après l'identification des électrons et des muons, sont présentées les variables discriminantes destinées à réduire la contribution des bruits de fond, exposés dans le chapitre précédent. Les différentes étapes de sélection sont ensuite décrites. Elles sont suivies de la présentation d'échantillons de contrôle des bruits de fond et d'études visant à tester la qualité d'identification des leptons. Enfin, l'analyse du canal hadronique de production du W est brièvement décrite.

4.1 Identification des électrons et des muons

Ce paragraphe présente les critères imposés pour identifier l'ensemble des électrons et muons d'un événement. Ces critères sont optimisés de façon à obtenir une efficacité d'identification maximale avec une forte réjection du bruit de fond.

4.1.1 Identification de l'électron

Un électron sera identifié selon les critères suivants :

- Les dépôts calorimétriques d'énergie supérieure à 2 GeV, compris dans le domaine angulaire $5° < \theta_{lep} < 175°$, doivent satisfaire les critères de l'algorithme d'identification présenté dans le paragraphe 2.2.3.

- Pour renforcer la qualité de l'électron sélectionné, on demande qu'il soit associé à une trace dont le point d'impact à la surface du calorimètre se situe à moins de 12 cm de l'amas.

- Afin d'éviter d'identifier comme électrons des hadrons provenant de processus à courant chargé ou de photoproduction, on impose que l'électron soit isolé :

  * Isolation par rapport aux jets hadroniques :
  On définit la distance D_{jet} entre le lepton et le jet [1] hadronique le plus proche (de $P_T > 4$ GeV), de la façon suivante :

  $$D_{jet} = \sqrt{(\Delta\eta_{lepton-jet})^2 + (\Delta\phi_{lepton-jet})^2} \tag{4.1}$$

  où $\Delta\eta$ représente la distance en pseudo-rapidité entre les deux objets considérés, et $\Delta\Phi$ la distance entre leurs deux angles azimutaux. La figure 4.1 illustre le pouvoir séparateur de cette variable entre la production de W et les processus à courant chargé. Les électrons sont sélectionnés si $D_{jet} > 1$ rad.

  * Isolation par rapport aux traces chargées :
  Elle est caractérisée par la distance D_{track} entre le lepton et la trace la plus proche, en excluant la trace associée à l'électron :

  $$D_{track} = \sqrt{(\Delta\eta_{lepton-trace})^2 + (\Delta\phi_{lepton-trace})^2} \tag{4.2}$$

  Cette variable permettra également de réduire la contribution des événements à courant chargé, comme illustré sur la figure 4.1.

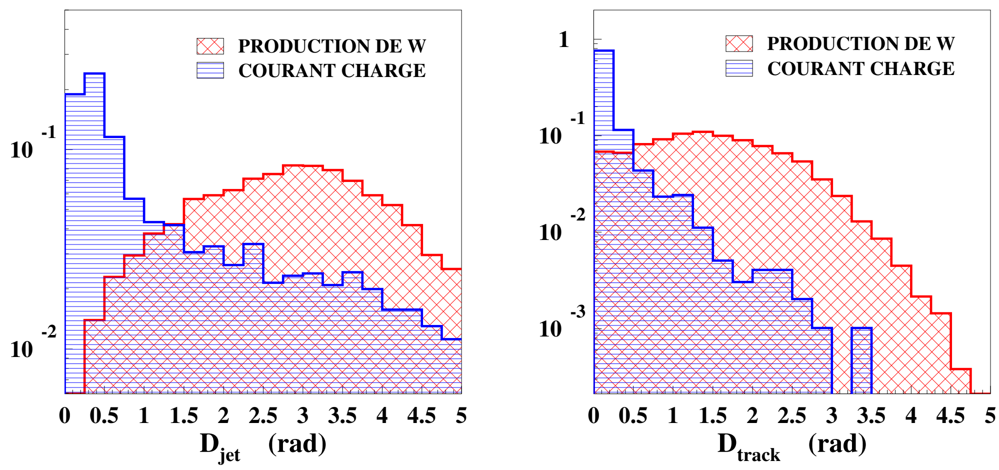


FIG. 4.1 – *Distribution de la distance D_{jet} entre l'électron et le jet (figure de gauche) et de la distance D_{track} entre l'électron et la trace la plus proche (figure de droite) pour la production de W et les processus à courant chargé (échelle verticale arbitraire).*

L'isolation de l'électron par rapport aux traces ne sera pas appliquée à l'avant. En effet, le matériau y est dense, de sorte que même un vrai électron peut y produire des particules par radiation. Dans ce cas, plusieurs traces chargées se trouvent associées à l'électron, ce qui rend la coupure sur l'isolation inefficace dans la région avant. Les électrons sont donc sélectionnés si $D_{track} > 0.5$ radian pour $\theta_{el} > 45°$.

L'efficacité d'identification des électrons avec ces critères, calculée à partir d'un échantillon de courants neutres, a été estimée supérieure à 98 %. Dans la présente analyse, un événement

1. Les jets sont identifiés à l'aide de l'algorithme K_T décrit dans le paragraphe 2.2.3.

sera sélectionné s'il contient un électron d'impulsion transverse $P_T^{lep} > 10$ GeV dans le domaine angulaire $5° < \theta_{lep} < 145°$.

4.1.2 Identification du muon

Les muons, dont l'impulsion transverse doit être supérieure à 1 GeV, sont sélectionnés de deux façons différentes, suivant leur angle polaire :

- Les muons compris dans la région angulaire $12.5° < \theta < 140°$, appelés "muons centraux", sont détectés à partir des traces centrales et des signaux dans le fer instrumenté.
  Dans ce domaine angulaire, une trace centrale est considérée comme muon si, dans un cône de 0.5 radian dans le plan (η, Φ) autour de sa direction, il existe soit un segment de trace, soit un dépôt d'énergie dans le fer instrumenté.
  Les amas calorimétriques mesurés par le LAr et situés à l'intérieur d'un cône de 0.5 radian autour de la trace sont attribués au candidat muon. On demande que l'énergie de ces amas soit inférieure à 8 GeV, afin de rejeter les fins de gerbes hadroniques.
  L'impulsion des muons centraux est mesurée à partir de la courbure de la trace centrale dans le champ magnétique du solénoïde.

- Les muons compris dans la région angulaire $5° < \theta < 12.5°$, appelés "muons avant", sont mesurés par le spectromètre à muons (FMD).
  Un muon avant est sélectionné si l'ajustement entre les segments de trace mesurés par le FMD présente une qualité suffisante. Aucune correspondance entre cette trace et celle mesurée par le trajectomètre avant (FTD) n'est requise, afin de conserver une efficacité d'identification élevée.
  L'impulsion des muons avant est mesurée à partir de la courbure de la trace dans le champ magnétique de l'aimant toroïdal propre au FMD, comme expliqué dans le paragraphe 2.2.4.

Dans les deux cas, il est demandé que la trace associée au muon candidat soit isolée par rapport aux autres traces et aux jets de l'événement afin d'éviter une mauvaise identification d'un hadron en muon. On impose pour cela $D_{track} > 0.5$ radian et $D_{jet} > 1$ radian à chaque muon candidat, où D_{jet} et D_{track} sont définis par les équations 4.1 et 4.2 respectivement.

L'efficacité d'identification des muons est déterminée à partir d'un échantillon enrichi en paires de muons [49, 73]: on sélectionne des événements contenant exactement deux traces centrales dont au moins une est identifiée comme un muon. Cette topologie n'existant que pour des événements de production de paires de muon, l'efficacité d'identification est la fraction d'événements dont la deuxième trace est identifiée comme un muon.

L'efficacité d'identification pour les muons centraux est d'environ 90%, comme le montre la figure 4.2.a. Dans la région avant, où l'identification est effectuée à partir des traces reconstruites dans le FTD, l'efficacité sur la mesure des traces est faible. Ceci est illustré sur la figure 4.2.b. De plus, à $\theta < 12.5°$, les particules traversent le FTD dans une région proche de ses limites d'acceptance, ce qui affecte la mesure de l'impulsion transverse. C'est pourquoi l'identification des muons est réalisée en utilisant le spectromètre FMD pour $\theta_\mu < 12.5°$. Le rapport données/prédiction pour ce dernier présente néanmoins un facteur 0.84, comme le montre la figure 4.2.c. Ce facteur sera appliqué au Monte-Carlo dans cette région de façon à corriger cet effet.

Dans la présente analyse, un événement sera sélectionné s'il contient un muon d'impulsion transverse $P_T^{lep} > 10$ GeV dans le domaine angulaire $5° < \theta_{lep} < 145°$.

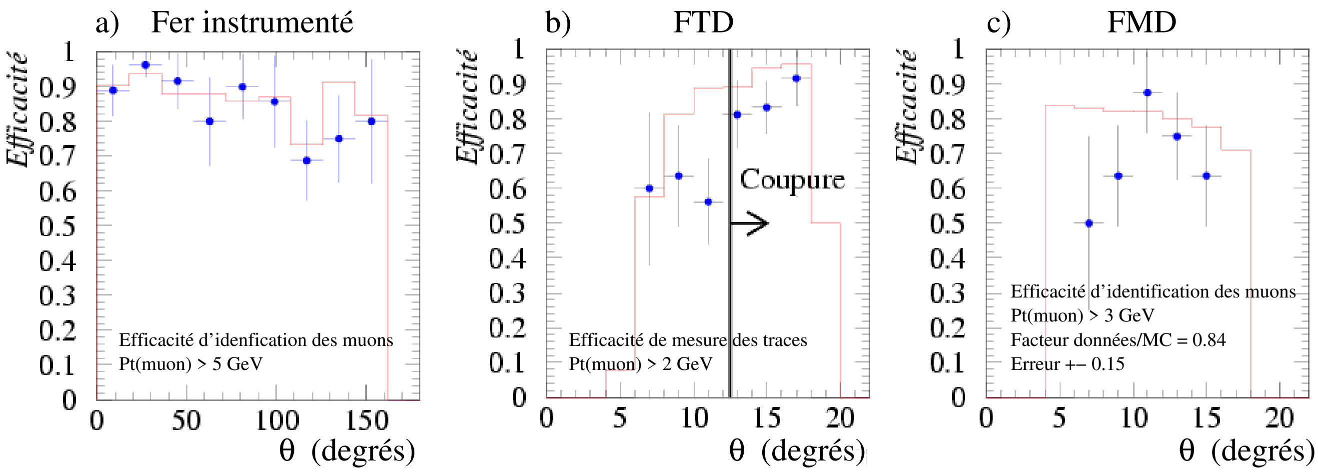


FIG. 4.2 – *Efficacité d'identification des muons dans le fer instrumenté (figure a), efficacité de mesure des traces dans le FTD (figure b) et efficacité d'identification des muons dans le FMD (figure c). Les données sont représentées par des points et le Monte-Carlo LPAIR de production de paires de muons est représenté sous forme d'histogramme.*

4.2 Impulsions transverses inclusives de l'événement

- P_T^{cal} : impulsion transverse calorimétrique.
  Elle est calculée à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide, le SPACAL et le fer instrumenté :

$$P_T^{cal} = \sqrt{(\sum_{dépôts} P_x)^2 + (\sum_{dépôts} P_y)^2} \tag{4.3}$$

  où (P_x, P_y, P_z, E) représente le quadrivecteur de chaque dépôt calorimétrique. Cette variable permettra de sélectionner les événements contenant un neutrino ou un muon de grande impulsion transverse. En effet, le muon et le neutrino interagissent peu avec la matière, ce qui engendre une impulsion transverse calorimétrique non nulle due aux autres particules de l'événement (électrons ou hadrons).
  Cette variable rejettera les événements pour lesquels toutes les particules de l'état final sont absorbées par le calorimètre comme illustré sur la figure 4.3 présentant la distribution de P_T^{cal} pour le signal W et pour les processus à courant neutre.
  Dans le cas d'événements contenant des muons, une coupure inférieure sur cette variable définit aussi un espace de phase ou l'efficacité de déclenchement est sous contrôle, comme expliqué dans le paragraphe 2.3.

- P_T^X : impulsion transverse du système hadronique X de l'événement.
  Les amas calorimétriques qui ne sont pas associés aux électrons et aux muons sont attribués au système hadronique, noté X. L'impulsion transverse hadronique P_T^X est alors calculée à partir de ces dépôts calorimétriques :

$$P_T^X = \sqrt{(\sum_{hadrons} P_x)^2 + (\sum_{hadrons} P_y)^2} \tag{4.4}$$

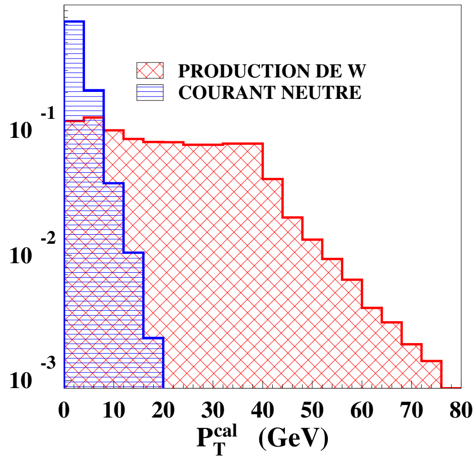


FIG. 4.3 – *Distribution de l'impulsion transverse calorimétrique P_T^{cal} pour la production de $W \rightarrow e\nu$ et le bruit de fond à courant neutre (échelle verticale arbitraire).*

Cette variable permet notamment la réjection des événements élastiques, pour lesquels il n'y a pas de jet dans l'état final.

- P_T^{miss} : impulsion transverse manquante.
  L'impulsion transverse manquante P_T^{miss} est calculée à partir des mesures d'impulsion de toutes les particules visibles de l'événement, à savoir les électrons (e), muons (μ) et hadrons (h) :

$$P_T^{miss} = \sqrt{(\sum_{e,\mu,h} P_x)^2 + (\sum_{e,\mu,h} P_y)^2} \tag{4.5}$$

  Cette variable est assimilée à l'impulsion transverse du neutrino de l'état final lorsque celui-ci existe. C'est donc à partir de cette variable que les événements contenant un neutrino sont sélectionnés. Une coupure sur P_T^{cal} sera néanmoins nécessaire car le système de déclenchement de H1 est basé sur le calorimètre et son efficacité est déterminée en fonction de P_T^{cal}.

Comparaison entre P_T^{cal}, P_T^X et P_T^{miss} :

* L'impulsion transverse manquante P_T^{miss} est égale à l'impulsion transverse calorimétrique P_T^{cal} de l'événement dans le cas où le lepton final est un électron.
* Dans le cas où le lepton final est un muon, comme celui-ci ne dépose pas son énergie dans le calorimètre, l'impulsion transverse P_T^X du système hadronique sera équivalente à l'impulsion transverse calorimétrique P_T^{cal} : $P_T^X \simeq P_T^{cal}$. Cette égalité n'est plus vérifiée si l'électron diffusé est visible dans le calorimètre.

La figure 4.4 illustre les relations et différences entre ces trois variables, liées au fait que le muon dépose très peu d'énergie dans le calorimètre.

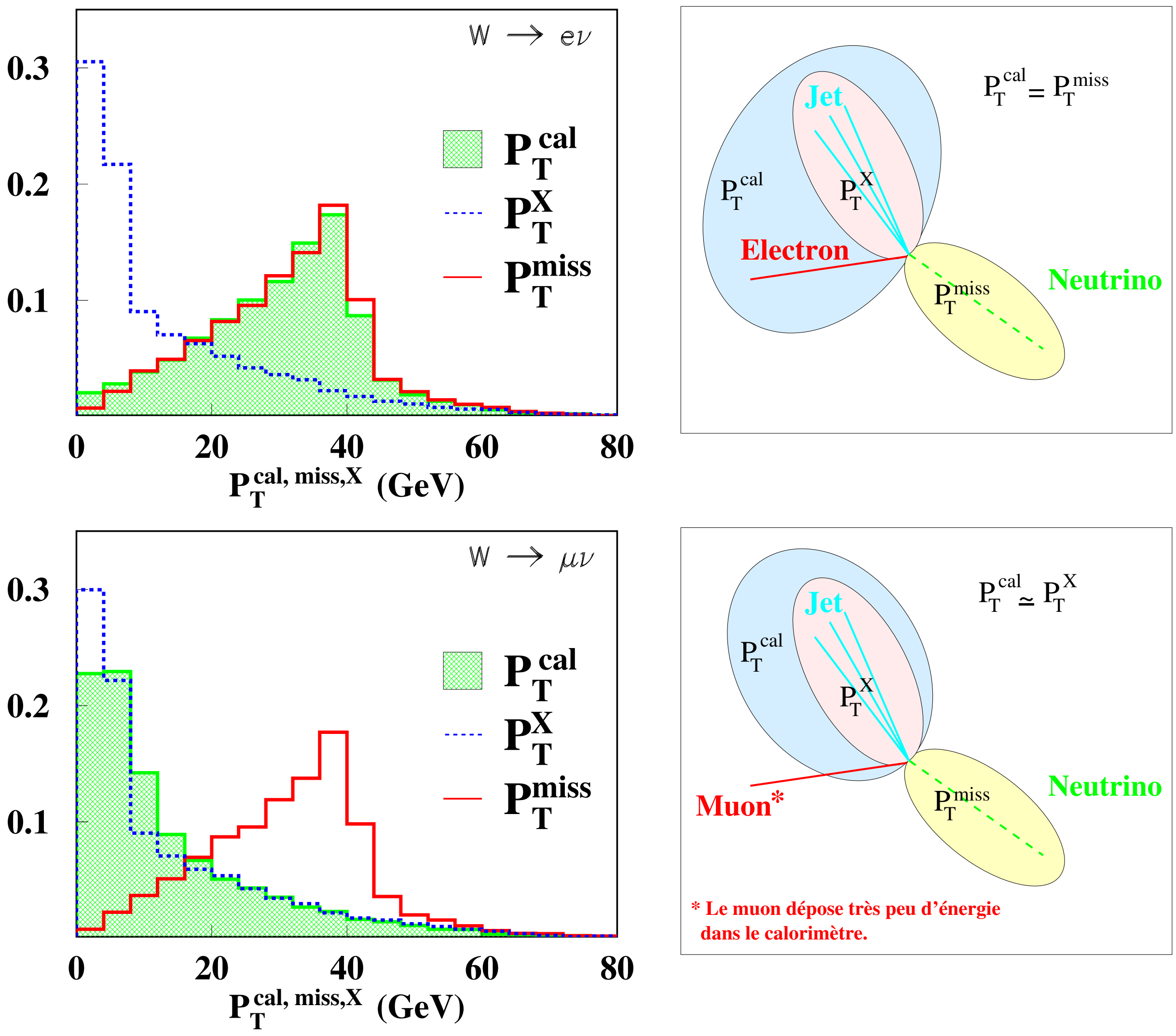


FIG. 4.4 – *Figures de gauche : distributions des impulsions transverses P_T^{cal}, P_T^X et P_T^{miss} pour la prédiction de production de W pour les canaux électron ($W \to e\nu$) et muon ($W \to \mu\nu$) (échelle verticale arbitraire). Figure de droite : Vue transverse des objets considérés dans le calcul de chacune de ces variables, pour chacun des deux canaux (ces figures supposent que l'électron diffusé n'est pas détecté).*

4.3 Autres variables de l'analyse

Plus d'information sur les événements est nécessaire pour réduire la contribution du bruit de fond. Cette information nécessite l'utilisation des variables discriminantes présentées ici.

- $E - P_z$: différence entre l'énergie totale de l'événement et son impulsion longitudinale. Cette quantité est conservée lors de l'interaction. Dans l'état initial électron-proton, la variable $E - P_z$ vaut 55 GeV. En effet :
$$\begin{aligned} E - P_z &= E_e + E_p - P_{z_e} - P_{z_p} \\ &= E_e + E_p + E_e + (-E_p) \\ &= 2E_e \\ &= 2 \times 27.5 \\ &= 55 \text{ GeV} \end{aligned}$$
Si toutes les particules de l'état final sont détectées, l'événement vérifie $E - P_z = 55$ GeV. La présence d'un neutrino dans l'état final conduit à des valeurs de $E - P_z$ inférieures à 55 GeV.

  Cette variable sera alors très utile pour rejeter les processus ne contenant pas de neutrino, notamment les courants neutres, comme illustré sur la figure 4.5 (figure de gauche).

- $\Delta\Phi_{\ell-X}$: acoplanarité du lepton par rapport au système hadronique.
Cette variable est définie par l'angle, dans le plan transverse, entre la direction du lepton et celle du système hadronique :
$$\Delta\Phi_{\ell-X} = |\Phi_{lep} - \Phi_X| \tag{4.6}$$
Dans le cas des courants neutres, étant donné qu'aucune particule n'échappe à la détection, l'électron et le jet sont émis dos-à-dos. Au contraire, dans le cas de production de W, la présence du neutrino entraine la non-coplanarité de l'événement comme le montre la figure 4.5 (figure de droite).

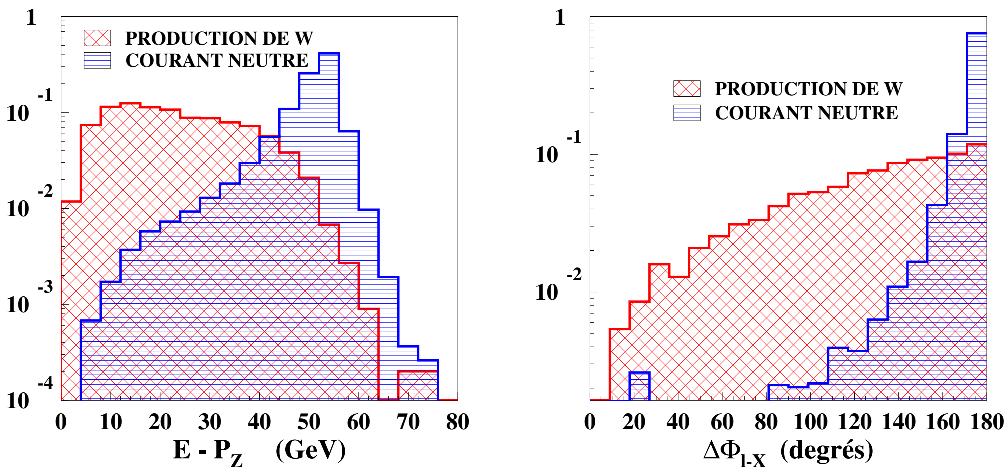


FIG. 4.5 – *Distribution de $E-P_z$ (figure de gauche) et de l'acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-X}$ (figure de droite) pour la production de $W \to e\nu$ et le bruit de fond à courant neutre (échelle verticale arbitraire).*

- V_p/V_{ap} : balance azimutale.
  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'impulsion transverse manquante. Une illustration de cette variable est présentée sur la figure 4.6 :

  * Si l'événement contient un neutrino, l'impulsion transverse manquante pointe dans sa direction : l'ensemble des particules est concentré dans l'hémisphère opposé au neutrino et le rapport V_p/V_{ap} tend vers 0.
  * Si l'événement ne contient pas de neutrino, l'impulsion transverse manquante est alignée avec l'un des objets de l'événement (électron ou jet pour les courants neutres) car elle est due à une mauvaise mesure de l'impulsion transverse de l'objet concerné : le rapport V_p/V_{ap} tend alors vers 1.

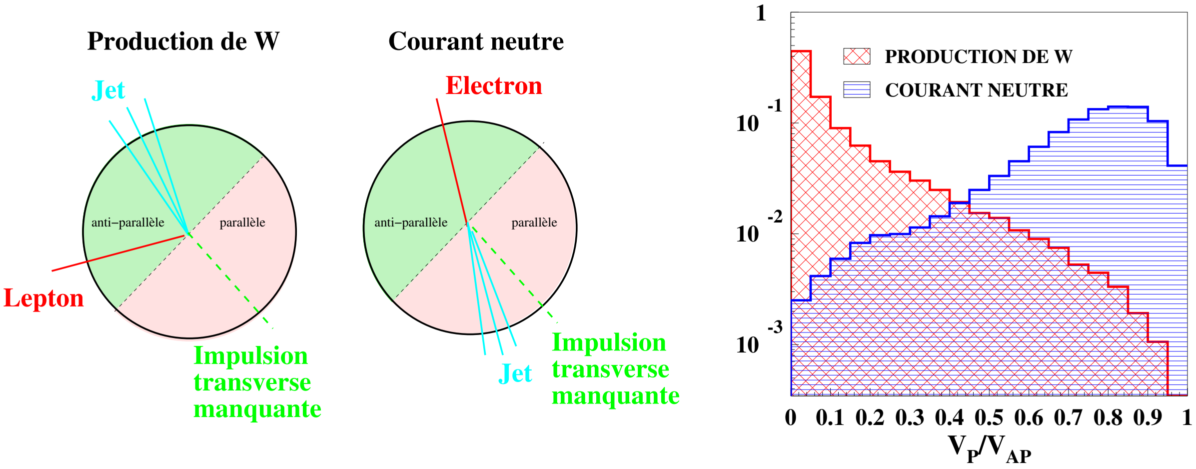


FIG. 4.6 – *Figure de gauche: dans le plan transverse, topologie d'un événement de production de W (cercle de gauche), et topologie d'un événement à courant neutre (cercle de droite). Figure de droite: distribution de la balance azimutale V_p/V_{ap} pour la production de W $\to e\nu$ et le bruit de fond à courant neutre (échelle verticale arbitraire).*

Cette variable permettra donc de différencier les événements contenant un neutrino des autres processus.

- $\zeta^2 = 2E_eE'_e(1 + \cos\theta_{e'})$:

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

  Cette variable n'est définie que pour les événements contenant un électron. Dans le cas des courants neutres, pour lesquels l'interaction se fait par l'intermédiaire d'un photon virtuel, ζ^2 est égal au carré de la quadri-impulsion transférée Q^2. Cette variable permet de rejeter les courants neutres, qui sont concentrés à bas ζ^2, comme le montre la figure 4.7 (figure de gauche).
- $E_{cône}/E_e$: isolation calorimétrique de l'électron.
  Elle est définie par le rapport entre l'énergie $E_{cône}$ de l'électron mesurée dans un cône de 1 radian et l'énergie E_e mesurée par les amas calorimétriques.

Le rapport $E_{cône}/E_e$ tend vers 1 si le candidat électron est isolé. Dans le cas contraire où le candidat électron est proche d'un jet hadronique, l'énergie $E_{cône}$ est plus élevée. Le rapport $E_{cône}/E_e$ permettra par conséquent de caractériser l'isolation de l'électron et de réduire ainsi la contribution des faux électrons issus du système hadronique, par exemple dans les courants chargés. La distribution de cette variable pour le signal et pour les courants chargés est représentée sur la figure 4.7 (figure de droite).

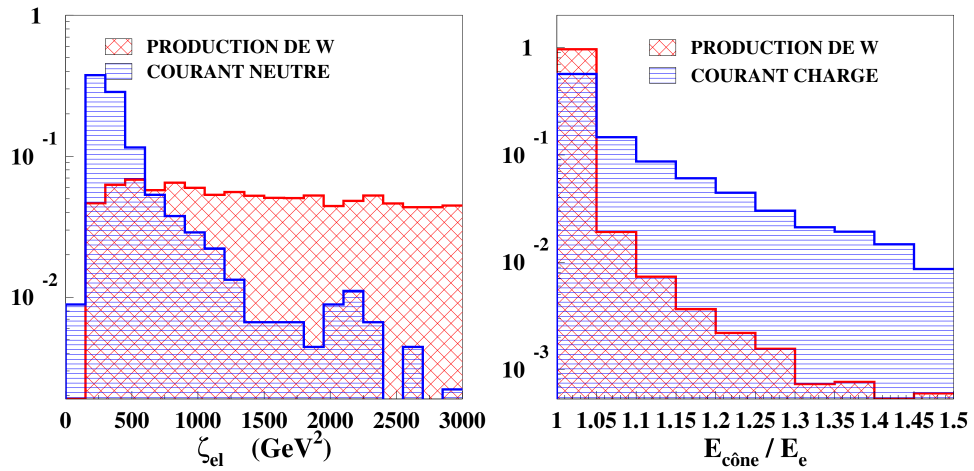


FIG. 4.7 – *Distribution de ζ^2 (figure de gauche) et de $E_{cône}/E_e$ (figure de droite) pour la production de $W \to e\nu$ et le bruit de fond à courant neutre (échelle verticale arbitraire).*

Les variables présentées jusqu'ici sont utilisées dans la sélection d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante, afin de rejeter les bruits physiques.

En plus de ces variables, les grandeurs suivantes seront considérées pour vérifier si les candidats sélectionnés sont compatibles avec l'interprétation de la production de W.

- $M_{\ell\nu}$ et $M_T^{\ell\nu}$: masse invariante et masse transverse du système lepton-neutrino.
  Ces masses sont calculées à partir des quadrivecteurs du lepton et du neutrino de l'état final :

$$M_{\ell\nu} = \sqrt{(|E^{lep}| + |E^{\nu}|)^2 \,| - \left(p_x^{lep} + p_x^{\nu}\right)^2 - \left(p_y^{lep} + p_y^{\nu}\right)^2 - \left(p_z^{lep} + p_z^{\nu}\right)^2} \tag{4.7}$$

$$M_T^{\ell\nu} = \sqrt{\left(|P_T^{lep}| + |P_T^{\nu}|\right)^2 \,| - \left(p_x^{lep} + p_x^{\nu}\right)^2 - \left(p_y^{lep} + p_y^{\nu}\right)^2} \tag{4.8}$$

$M_{\ell\nu}$ est la masse du candidat W de l'état final. Lorsque l'électron diffusé n'est pas détecté (ce qui arrive dans environ 75% des cas), le quadrivecteur du neutrino ne peut pas être reconstruit et le calcul de $M_{\ell\nu}$ est impossible. Pour le boson W, produit à faible impulsion transverse, la masse transverse $M_T^{\ell\nu}$ reste proche de la masse du W et peut donc lui être substituée.

4.4 Réjection des bruits non physiques

La contribution des rayons cosmiques, halos de muons et interactions faisceau-gaz décrits dans le chapitre 3 est considérablement réduite par le système de déclenchement, mais des contraintes supplémentaires hors ligne sont indispensables pour que les analyses ne soient pas contaminées par ces processus :

- **Discrimination temporelle :**
  L'instant de collision est connu avec précision grâce à l'horloge interne de HERA. L'instant de détection des particules peut également être déterminé à partir des systèmes de détection rapide des détecteurs de traces (CJC) et du calorimètre (grandes tours). Alors que les événements issus des collisions sont synchrones avec le temps indiqué par l'horloge interne de HERA, les événements de bruit (cosmiques, bruit électronique) sont uniformément distribués dans le temps. L'écart entre l'instant de collision et l'instant de détection par les CJC doit être inférieur à 20% du temps entre deux croisements de faisceaux. Celui entre l'instant de collision et l'instant de détection par les grandes tours du calorimètre doit être inférieur à 50% du temps entre deux croisements [74]. Ces contraintes permettent de s'assurer que le signal mesuré par les détecteurs provient d'une collision *ep*.

- **Discrimination topologique :**
  Les rayons cosmiques et halos de muons possèdent une topologie particulière. Par exemple, deux muons alignés dans le plan (η, Φ) sont caractéristiques d'un rayonnement cosmique, et la présence d'un muon parallèle au tube à vide est l'évidence d'un halo. Ces événements peuvent être identifiés et rejetés par des algorithmes spécifiques basés sur la reconnaissance de ces topologies [75, 76].

- **Discrimination spatiale :**
  Les rayons cosmiques, halos de muons et interactions faisceau-gaz pourront être rejetés en demandant la reconstruction d'un vertex de collision au centre du détecteur.
  La position du vertex de collision suit une distribution gaussienne centrée sur l'origine des coordonnées, d'une largeur d'environ 12 cm. Le point d'interaction est reconstruit à partir des traces mesurées dans les trajectomètres CTD et FTD. Dans le cas des événements de faible multiplicité (cas de la plupart des événements W), la position du vertex est déplacée vers les grands z_{vertex} et n'est donc plus centrée sur 0, comme le montre la figure 4.8. C'est pourquoi la coupure sur la coordonnée longitudinale du vertex est asymétrique : on impose -40 cm $< z_{vertex} <$ 100 cm.

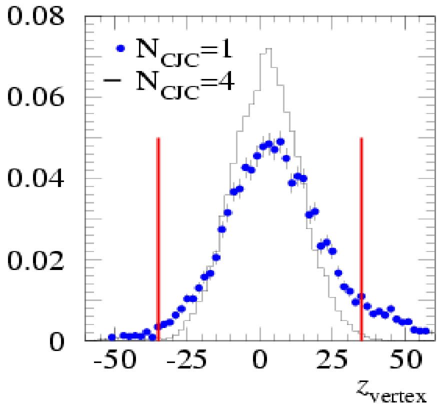


FIG. 4.8 – *Coordonnée longitudinale du vertex reconstruit pour un échantillon de pseudo CC, pour un nombre de traces CJC égale à 1 (faible multiplicité) et à 4 (grande multiplicité).*

La recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante a été déjà été entreprise en 1998 [1]. Cette analyse était alors basée sur la sélection d'événements d'impulsion transverse calorimétrique $P_T^{cal} > 25$ GeV contenant une trace isolée d'impulsion transverse $P_T^{track} > 10$ GeV. Elle a été répétée sur l'ensemble de la luminosité de HERA-1. Cette étude est présentée dans l'annexe A.

4.5 Sélection

Depuis 1998, des améliorations sur la compréhension de l'efficacité de déclenchement ont permis l'extension de l'espace de phase aux régions de plus basse impulsion transverse calorimétrique de l'événement : $P_T^{cal} > 12$ GeV. Ceci permet la comparaison différentielle en intervalles de P_T^X entre les données expérimentales et la prédiction du Modèle Standard. De plus, l'identification du muon a pu être étendue à la région avant. Enfin, la réjection du bruit de fond a été affinée.

4.5.1 Coupures topologiques principales

L'espace de phase général sera défini comme celui sélectionné après l'application des coupures présentées dans le tableau 4.1.

Critère de déclenchement	$P_T^{cal} > 12$ GeV
Etat final contenant un neutrino	$P_T^{miss} > 12$ GeV
Lepton de grande impulsion transverse	$P_T^{lep} > 10$ GeV
Région angulaire	$5° < \theta_{lep} < 140°$

TAB. 4.1 – *Coupures générales de la sélection.*

Les distributions de l'impulsion transverse manquante, de l'impulsion transverse leptonique et de l'angle polaire du lepton final après ces coupures générales sont présentées sur la figure 4.9 dans les cas où le lepton final est un électron ou un muon. On constate que les distributions des données expérimentales et de la prédiction du Modèle Standard sont en accord dans la limite des erreurs expérimentales. Les chiffres correspondants sont présentés dans le tableau 4.2. Dans le cas des électrons, un déficit dans les données par rapport à la simulation apparait à $\theta_{el} \simeq 90°$, en raison de la pénétration d'électrons dans une zone morte du calorimètre. Un excès de données dans le canal muon laisse entrevoir la présence des candidats atypiques déjà observés dans l'analyse publiée en 1998.

Canal	**Données H1**	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
Electron	1062	1278 ± 369	10.81 ± 1.69	21.60	3.58	1228.3	13.76
Muon	17	7.34 ± 1.07	2.81 ± 0.44	3.12	0.07	0.61	0.73

TAB. 4.2 – *Nombres d'événements observés et prédits pour chaque canal dans l'espace de phase $P_T^{cal} > 12$ GeV, $P_T^{miss} > 12$ GeV, $P_T^{lep} > 10$ GeV et $5° < \theta_{lep} < 145°$ (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

4.5.2 Sélection du canal électron

Ce canal est défini par la présence d'un électron et de l'impulsion transverse manquante. Le bruit de fond dominant est la production de courants neutres. Les variables du paragraphe 4.3 peuvent être conjointement utilisées pour la réjection des bruits de fond. Les nombres

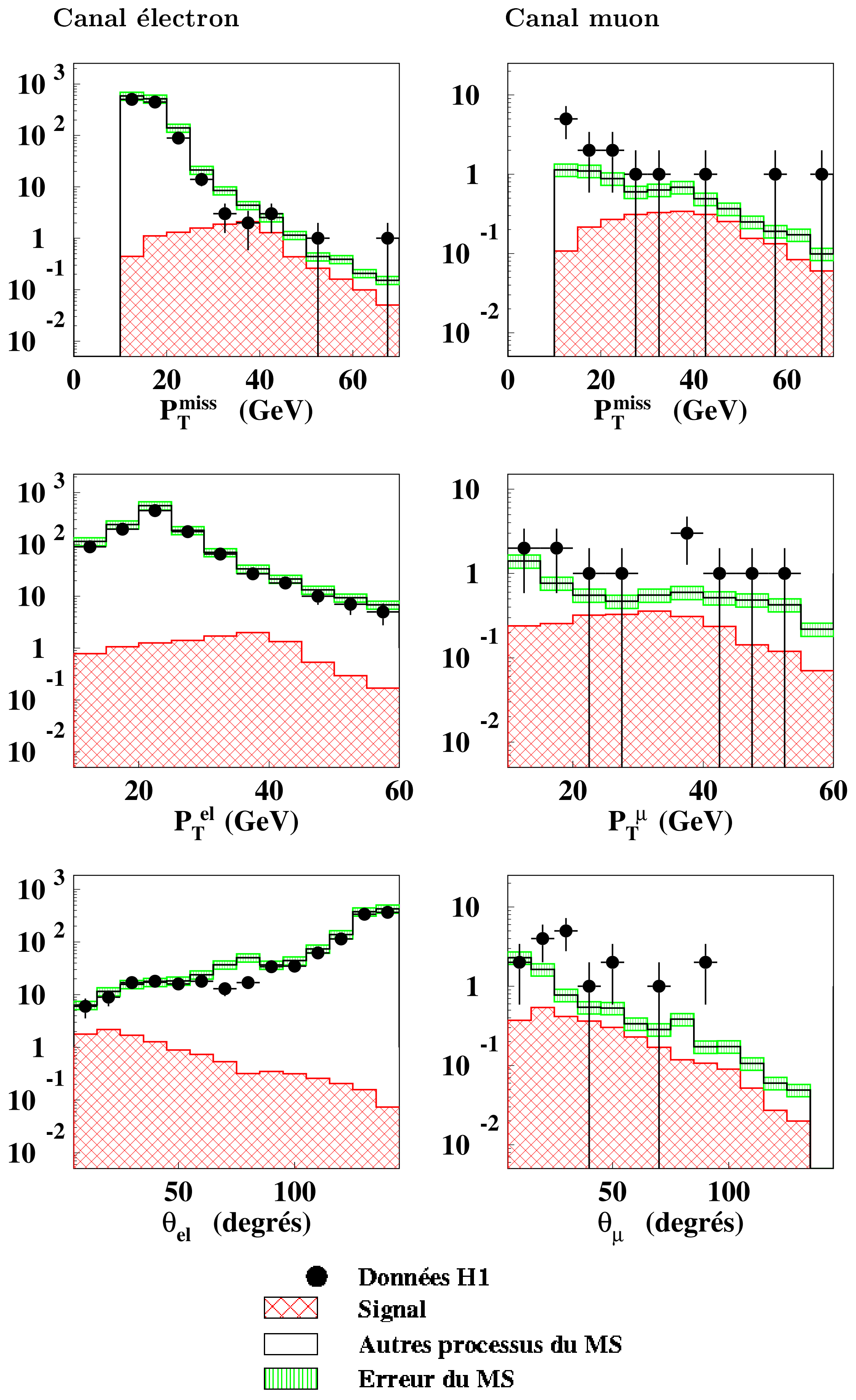


FIG. 4.9 – *Impulsion transverse calorimétrique de l'événement, impulsion transverse et angle polaire du lepton final pour le canal électron (figures de gauche) et le canal muon (figure de droite), pour l'ensemble des données e^+p (104.7 pb^{-1}) dans l'espace de phase $P_T^{cal} > 12$ GeV, $P_T^{miss} > 12$ GeV, $P_T^{lep} > 10$ GeV et $5° < \theta_{lep} < 140°$.*

d'événements obtenus après chaque coupure présentée ci-dessous sont présentés dans le tableau 4.3. Pour les premières étapes de la sélection (A, B et C), la prédiction Monte-Carlo surestime les données expérimentales d'un montant de l'ordre de 1.5 déviation standard. L'étude des bruits de fond effectuée par la suite quantifiera les différences entre la simulation et les données, et les incluera dans les erreurs systématiques.

- **Réjection des courants neutres :**

  A) $E - P_z$:
  Si toutes les particules de l'état final sont détectées, cette quantité vaut 55 GeV. Sa distribution après les coupures générales est présentée sur la figure 4.10. Pour les courants neutres, la charge de l'électron final est toujours identique à celle de l'état initial, il n'est donc pas nécessaire d'appliquer cette coupure aux candidats pour lesquels la charge est différente. De plus, si l'événement contient deux électrons (ce qui est le cas pour les processus $W \to e\nu$ lorsque l'électron diffusé est détecté), il a peu de chance d'être un courant neutre. La coupure en $E - Pz$ est donc appliquée de la façon suivante :
  $E - P_z < 50$ GeV ou Signe ($el.\ final$) $\neq$ Signe ($el.\ du\ faisceau$) ou $N(el) > 1$.

  B) Angle $\Delta\Phi_{\ell-X}$ entre l'électron et le jet :
  La distribution de cette quantité après l'étape A est présentée sur la figure 4.10. En raison de la conservation de l'impulsion transverse, l'électron et le jet d'un courant neutre sont émis dos-à-dos : l'angle $\Delta\Phi_{\ell-X}$ entre l'électron et le jet est centré sur 180°. Seuls les événements vérifiant $\Delta\Phi_{\ell-X} < 160°$ sont conservés.

  C) Balance azimutale de l'événement :
  Cette variable permet de sélectionner les événements contenant un neutrino. En effet, $V_p/V_{ap} \to 0$ si l'événement contient un neutrino et $V_p/V_{ap} \to 1$ dans le cas contraire. Cette variable est présentée sur la figure 4.10 après les coupures de l'étape B. On impose : $V_p/V_{ap} < 0.5$.

  D) Carré de l'impulsion transférée :
  La variable ζ^2 est égale au carré de l'impulsion transférée Q^2 dans le cas des courants neutres, pour lesquels l'électron final est le même que l'électron initial. La majorité des courants neutres est la plupart du temps concentrée à bas ζ^2 contrairement à la production de W. La distribution de ζ^2 après les coupures de l'étape C est représentée sur la figure 4.10. Les courant neutres possédent rarement une grande impulsion transverse calorimétrique : la coupure en ζ^2 est donc combinée avec une coupure en P_T^{cal} de la façon suivante : $\zeta^2 > 5000$ GeV^2 ou $P_T^{cal} > 25$ GeV.

- **Réjection des courants chargés :**

  E) Les courants chargés peuvent être sélectionnés lorsqu'un faux lepton provient de la fluctuation d'un jet. Pour rejeter ce type d'événements, il est nécessaire de renforcer les critères d'isolation du candidat par rapport aux hadrons de l'événement.
  La variable $E_{cône}/E_e$ est utilisée dans ce but : si l'électron n'est pas isolé, d'autres particules déposent de l'énergie à proximité de l'électron, auquel cas le rapport $E_{cône}/E_e$ est supérieur à 1. Cette variable est représentée sur la figure 4.10 après les coupures de l'étape D. Seuls sont sélectionnés les événements vérifiant : $E_{cône}/E_e < 1.03$.

- **Réjection de la photoproduction :**

  F) Le rapport V_p/V_{ap} est représenté sur la figure 4.10 après les coupures de l'étape E. Le bruit de photoproduction possède des valeurs importantes du rapport V_p/V_{ap} car il ne produit pas de neutrino. En même temps, les hadrons faussement identifiés en électron sont de faible impulsion transverse. La combinaison de ces deux informations permet de rejeter efficacement le processus de photoproduction, et ce qu'il reste de courants neutres. On impose ainsi : $V_p/V_{ap} < 0.15$ ou $P_T^{el} > 25$ GeV.

- **Réjection de la production de paires de muons :**

  G) Enfin, on demande qu'il n'y ait aucun muon identifié dans l'événement de façon à réduire le taux de production élastique de paires de muons, pour laquelle l'électron diffusé est identifié comme candidat électron isolé.

Les nombres d'événement obtenus après ces coupures sont présentés dans le tableau 4.3. Ils seront discutés dans le paragraphe 4.5.6.

Coupure	**Données H1**	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
Lot de départ	1062	1278 ± 369	10.81 ± 1.69	21.60	3.58	1228.3	13.76
A.	214	337.6 ± 89.3	10.4 ± 1.62	17.0	3.55	296.9	9.76
B.	54	82.6 ± 17.4	9.00 ± 1.41	7.16	3.42	56.92	6.12
C.	47	75.1 ± 15.9	8.93 ± 1.40	6.93	3.41	52.14	3.64
D.	14	14.7 ± 1.7	7.72 ± 1.21	0.99	2.38	2.76	0.82
E.	12	12.1 ± 1.4	7.53 ± 1.18	0.92	1.10	2.25	0.27
F.	10	10.3 ± 1.3	7.29 ± 1.17	0.62	1.03	1.12	0.18
G.	10	9.85 ± 1.27	7.17 ± 1.17	0.48	1.02	0.99	0.18

A.	$E - P_z < 50$ GeV ou signe(e) $\neq$ signe($faisceau$) ou $N(el) > 1$	Anti-CN
B.	$\Delta\Phi_{\ell-X} < 160°$	Anti-CN
C.	$V_p/V_{ap} < 0.5$	Anti-CN
D.	$\zeta^2 > 5000$ GeV^2 ou $P_T^{cal} > 25$ GeV	Anti-CN
E.	$E_{cône}/E_e < 1.03$	Anti-CC
F.	$V_p/V_{ap} < 0.15$ ou $P_T^{el} > 25$ GeV	Anti-γp
G.	$N(\mu) = 0$	Anti-$\mu^+\mu^-$

TAB. 4.3 – *Nombres d'événements observés et prédits à chaque étape des coupures appliquées dans le canal électron (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

4.5.3 Sélection du canal muon

Ce canal est défini par la présence d'un muon et d'impulsion transverse manquante. Le bruit de fond dominant est la production de paires de muons. Les nombres d'événements obtenus à chaque étape de la sélection du canal muon sont présentés dans le tableau 4.4.

A) **Réjection des processus élastiques :**
L'impulsion transverse P_T^X du système hadronique est nulle pour les événements élastiques. Une coupure en P_T^X permettra ainsi de rejeter la partie élastique de production de paires

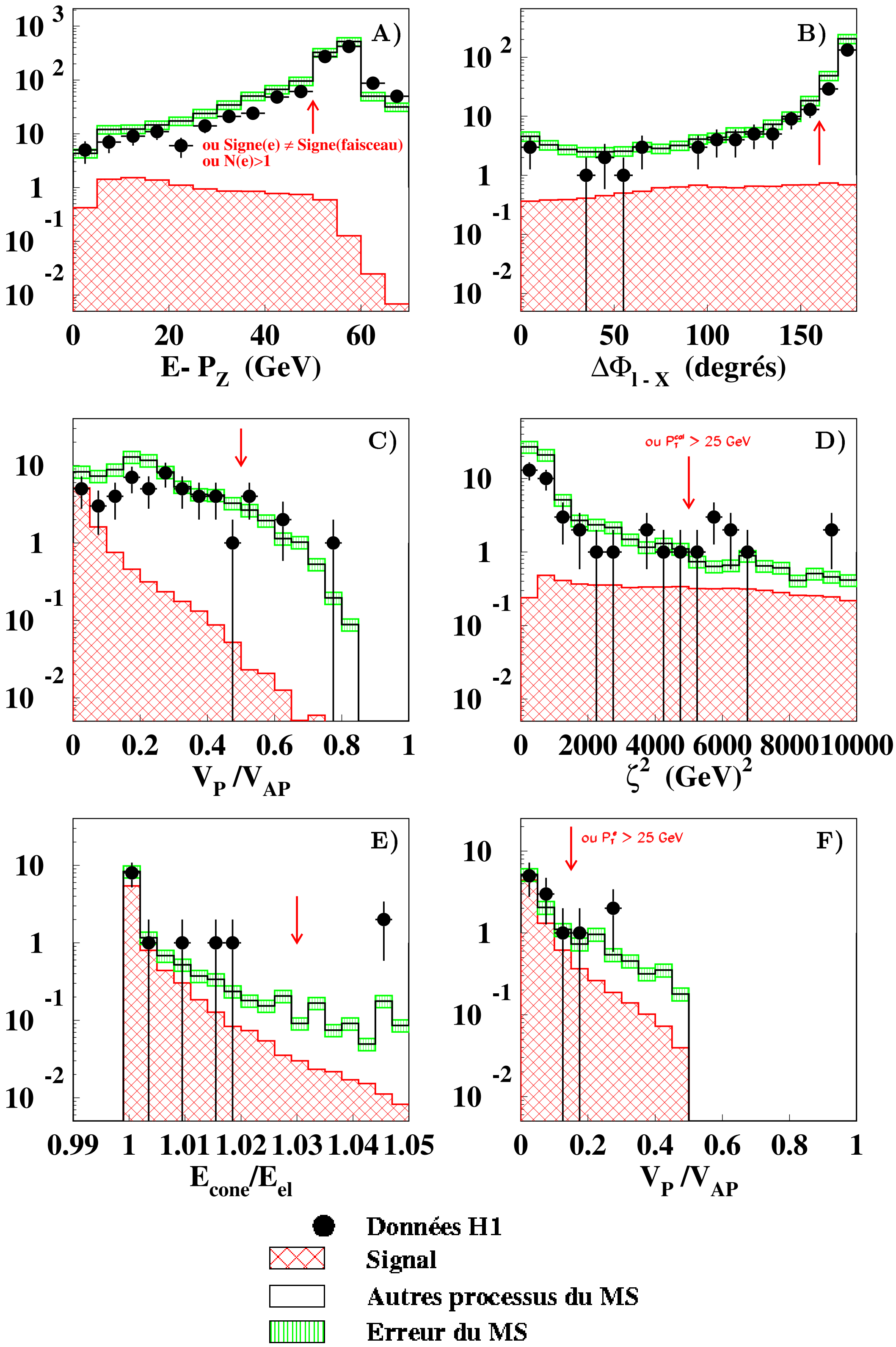


FIG. 4.10 – *Distributions dans le canal électron à différentes étapes de sélection : $E - P_z$ avant l'étape A, acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-X}$ avant l'étape B, balance azimutale V_p/V_{ap} avant l'étape C, ζ^2 avant l'étape D, $E_{cône}/E_e$ avant l'étape E et balance azimutale V_p/V_{ap} avant l'étape F. Les flèches verticales indiquent les valeurs des coupures de sélection sur chaque variable (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

de muons. La distribution de l'impulsion transverse hadronique après l'application des coupures générales est présentée sur la figure 4.11. On impose donc une impulsion transverse du système hadronique[2] $P_T^X > 12$ GeV.

B) **Réjection de la photoproduction et des courants neutres :**
Une coupure sur la balance azimutale V_p/V_{ap} peut être appliquée afin de rejeter la photoproduction et les courants neutres. Comme ces processus sont dominants à basse impulsion calorimétrique de l'événement, on peut être plus restrictif à bas P_T^{cal}. Cette variable est représentée sur la figure 4.11 après les coupures de l'étape A. On impose ainsi :
- $V_p/V_{ap} < 0.5$
- $V_p/V_{ap} < 0.15$ ou $P_T^{cal} > 25$ GeV

C) **Réjection de la production de paires de muons :**
On demande qu'il n'y ait pas plus d'un muon identifié dans le détecteur.
De plus, une coupure sur l'acoplanarité entre le muon candidat et le système hadronique de l'événement permet d'éliminer les événements pour lesquels un muon échappe à la détection, auquel cas le second muon est aligné avec le système hadronique dans le plan transverse. La distribution de l'acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-X}$ est présentée sur la figure 4.11 après les coupures de l'étape B. On demande $\Delta\Phi_{\ell-X} < 170°$.

Les nombres d'événements obtenus après la sélection du canal muon sont présentés dans le tableau 4.4. On constate un excès de données à chaque étape de la sélection, mais dans des échantillons de faible précision statistique. Des sélections de contrôle présentant une plus grande statistique seront effectuées par la suite afin d'étudier la description des différents bruits de fond physiques par la simulation Monte-Carlo. Les chiffres de la sélection finale seront discutés dans le paragraphe 4.5.6.

Coupure	Données H1	MS	Signal	$\ell^+\ell^-$	CC	CN	γp
Lot de départ	17	7.34 ± 1.07	2.81 ± 0.44	3.12	0.07	0.61	0.73
A.	16	5.21 ± 0.70	2.56 ± 0.40	1.81	0.06	0.12	0.66
B.	13	4.03 ± 0.58	2.42 ± 0.38	1.46	0.05	0.03	0.07
C.	8	2.55 ± 0.44	2.23 ± 0.43	0.24	0.05	0.03	0.00

A.	$P_T^X > 12$ GeV	Anti-processus inélastiques
B.	$V_p/V_{ap} < 0.5$, $V_p/V_{ap} < 0.15$ ou $P_T^{cal} > 25$ GeV	Anti-γp et CN
C.	$\Delta\Phi_{\ell-X} < 170°$	Anti-$\mu^+\mu^-$

TAB. 4.4 – *Nombres d'événements observés et prédits à chaque étape des coupures appliquées dans le canal muon (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

4.5.4 Efficacité de sélection

L'efficacité de sélection des événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante a été étudiée à partir de la simulation de la production du boson W, qui constitue la majorité du signal recherché dans le cadre du Modèle Standard. L'efficacité est définie de la façon suivante :

2. A cause de la similitude entre P_T^X et P_T^{cal}, le nombre d'évéments de signal dont $P_T^X < 12$ GeV est faible, puisqu'une coupure $P_T^{cal} > 12$ GeV est déjà appliquée.

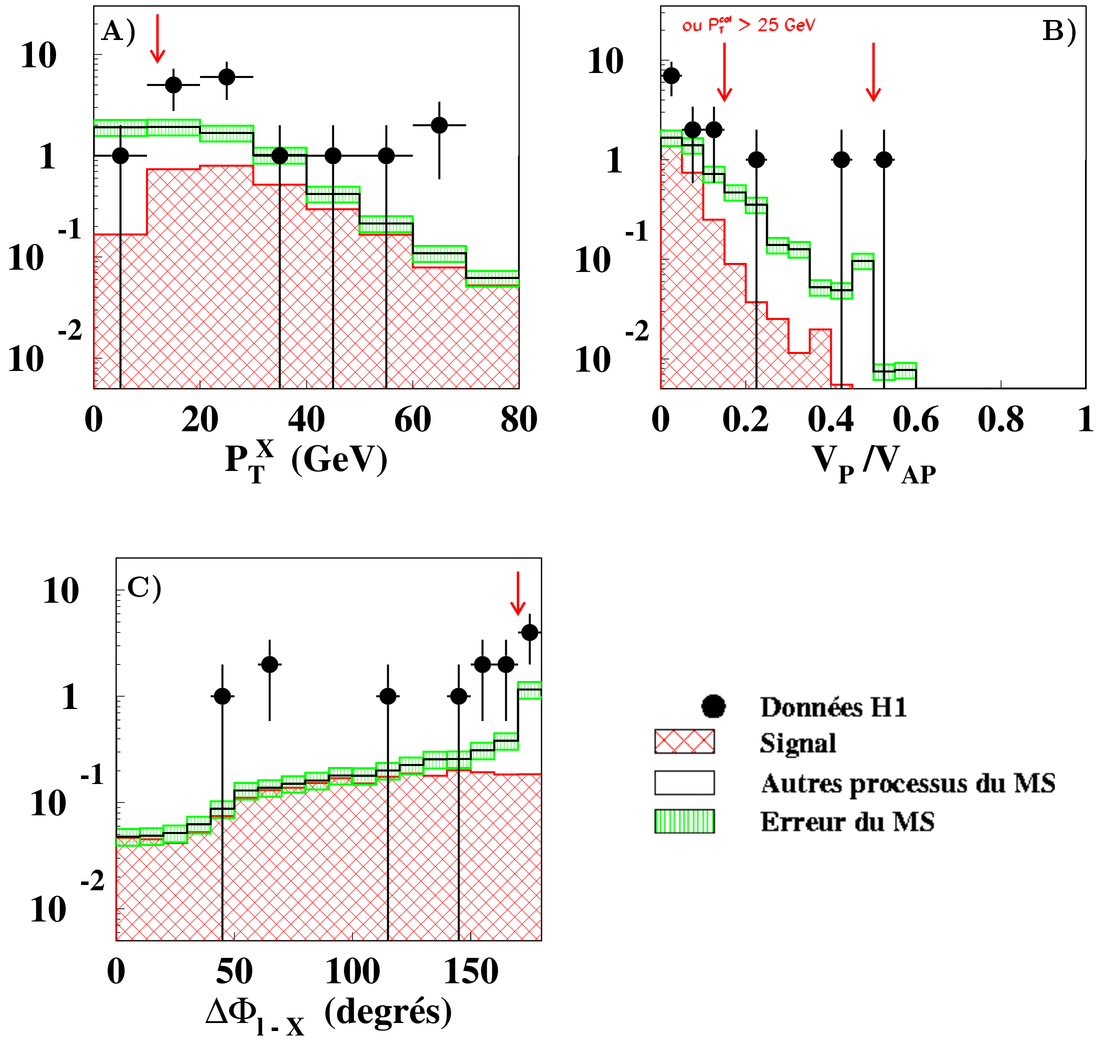


FIG. 4.11 – *Distributions dans le canal muon à différentes étapes de sélection : impulsion transverse P_T^X du système hadronique avant l'étape A, balance azimutale V_p/V_{ap} après l'étape B, acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-X}$ après l'étape C. Les flèches verticales indiquent les valeurs des coupures de sélection sur chaque variable (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

$$\varepsilon = \frac{N_{MC}^{sel}}{N_{MC}^{tot}} \tag{4.9}$$

N_{MC}^{sel} et N_{MC}^{tot} représentent respectivement le nombre d'événements sélectionnés et le nombre d'événements total générés.

L'efficacité est présentée dans le tableau 4.5 en fonction de l'impulsion transverse du système hadronique. A bas P_T^X, l'efficacité dans le canal muon est inférieure à celle du canal électron. Ceci est dû à la coupure sur P_T^{cal}. En effet, P_T^{cal} et P_T^X sont équivalents dans ce canal, la coupure en P_T^{cal} agit donc comme une coupure en P_T^X. A grand P_T^X, l'efficacité est comparable dans les deux canaux.

	Efficacité	
Intervalle en P_T^X	$\boldsymbol{e}$	$\boldsymbol{\mu}$
$P_T^X < 12$ GeV	0.41	0.00
$12 < P_T^X < 25$ GeV	0.39	0.26
$25 < P_T^X < 40$ GeV	0.40	0.41
$P_T^X > 40$ GeV	0.36	0.45

TAB. 4.5 – *Efficacité de la sélection finale au signal, pour les canaux électron et muon, en fonction de* P_T^X.

4.5.5 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont celles intervenant au niveau de la mesure du détecteur. Elles auront plusieurs origines :

- **Quantités leptoniques :**
  Les incertitudes sur la mesure de l'angle polaire θ_{lep} et l'angle azimutal Φ_{lep} du lepton sont respectivement de 3 mrad et 1 mrad.
  Les erreurs sur l'échelle d'énergie du lepton sont respectivement de 3% et 5% pour l'électron et le muon.
- **Quantités hadroniques :**
  L'incertitude sur les angles polaire et azimutal de l'état final hadronique est de 20 mrad pour chacun.
  L'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique est de 4%. On considère également une erreur sur la balance azimutale de l'événement, V_p/V_{ap} de ± 0.02, assimilée à une quantité hadronique.
- **Déclenchement et identification :**
  L'incertitude sur l'efficacité d'identification de l'électron est estimée à 2%. Celle sur l'efficacité d'identification du muon est de 5% dans la région centrale et 15% dans la région avant. L'incertitude sur l'efficacité de reconstruction de la trace est de 3%. Enfin, l'incertitude sur l'efficacité de déclenchement dans le canal muon varie de 16% pour $P_T^X = 12$ GeV à 2% pour $P_T^X > 40$ GeV.
- **Luminosité :**
  L'incertitude sur la mesure de la luminosité a été estimée à 1.5%.

- **Incertitude sur le modèle :**
  Une incertitude de 10% est considérée sur l'acceptance. Cette erreur a été déterminée en comparant le Monte-Carlo de signal EPVEC (le générateur utilisé dans la présente analyse) avec deux autres générateurs simulant également la production de W : PYTHIA [53] et ANOTOP. Ce dernier est un générateur simulant la production anormale de top et sa désintégration $t \to bW$, en utilisant des éléments de matrice du programme CompHEP [77].
- **Incertitude sur les autres processus :**
  Une erreur de 30% est attribuée aux générateurs Monte-Carlo des processus de bruit de fond. Cette erreur est déterminée à partir des distributions de contrôle (qui seront présentées ultérieurement) sélectionnant un processus de bruit de fond particulier de façon à contrôler sa bonne description par son générateur Monte-Carlo et sa simulation dans l'espace de phase correspondant à cette analyse.
- **Incertitude théorique :**
  Celle-ci est estimée à 15% (voir chapitre 3). Elle est principalement due aux fonctions de densité photonique et partonique et à l'échelle à laquelle sont effectués les calculs.

Pour calculer l'erreur sur le résultat final due aux incertitudes systématiques, les quantités citées ci-dessus sont variées de plus ou moins leurs incertitudes respectives. L'analyse est répétée dans chacun des cas. La variation du nombre d'événements prédits correspondant à la variation de chaque quantité constitue l'erreur systématique sur la section efficace finale. Les erreurs systématiques exprérimentales ainsi obtenues sont résumées dans le tableau 4.6.

Sources d'erreurs Systématiques	**Erreurs sur la section efficace mesurée**	
	$P_T^X < 25$ **GeV**	$P_T^X > 25$ **GeV**
Quantités leptoniques	$\pm0.6\%$	$\pm0.6\%$
Quantités hadroniques	$\pm3.3\%$	$\pm8.3\%$
Déclenchement/identification	$\pm3.7\%$	$\pm4.7\%$
Luminosité	$\pm1.5\%$	$\pm1.5\%$
Incertitude sur le modèle	$\pm10\%$	$\pm10\%$

TAB. 4.6 – *Résumé des erreurs expérimentales en %. L'effet de ces erreurs sur la mesure est présenté dans deux domaines de* P_T^X.

L'erreur totale sur les nombres d'événements obtenus est la somme quadratique de l'erreur statistique de l'échantillon (simulation Monte-Carlo ou données expérimentales) et des erreurs systématiques présentées ci-dessus.

4.5.6 Nombres d'événements observés et prédits

Après la sélection décrite ci-dessus, 10 événements sont observés dans le canal électron pour 9.85 ± 1.27 prédits. Dans le canal muon, 8 événements sont observés pour une prédiction de 2.56 ± 0.44. Les nombres d'événements obtenus pour chacun des deux canaux électron et muon sont donnés dans les tableaux 4.7 et 4.8 respectivement, en intervalles de P_T^X. La combinaison des deux canaux est présentée dans le tableau 4.9 [78].

Les résultats montrent que la prédiction est dominée par le signal, quel que soit P_T^X, pour chacun des deux canaux. On constate un excès d'événements observés par rapport à la prédiction

Electron	**Données H1**	**Prédiction MS**	**Signal**	**Bruits MS**
$P_T^X < 12$ GeV	5	6.40 ± 0.79	4.45 ± 0.70	1.95 ± 0.36
$12 < P_T^X < 25$ GeV	1	1.96 ± 0.27	1.45 ± 0.24	0.51 ± 0.12
$25 < P_T^X < 40$ GeV	1	0.95 ± 0.14	0.82 ± 0.13	0.13 ± 0.04
$P_T^X > 40$ GeV	3	0.54 ± 0.11	0.45 ± 0.11	0.09 ± 0.04

TAB. 4.7 – *Nombres d'événements observés et prédits dans le canal électron pour l'ensemble des données e^+p de HERA-1 correspondant à une luminosité intégrée de 104.7 pb^{-1}.*

Muon	**Données H1**	**Prédiction MS**	**Signal**	**Bruits MS**
$12 < P_T^X < 25$ GeV	2	1.11 ± 0.19	0.94 ± 0.18	0.17 ± 0.05
$25 < P_T^X < 40$ GeV	3	0.89 ± 0.14	0.77 ± 0.14	0.12 ± 0.03
$P_T^X > 40$ GeV	3	0.55 ± 0.12	0.51 ± 0.12	0.04 ± 0.01

TAB. 4.8 – *Nombres d'événements observés et prédits dans le canal muon pour l'ensemble des données e^+p de HERA-1 correspondant à une luminosité intégrée de 104.7 pb^{-1}.*

Electron et Muon	**Données H1**	**Prédiction MS**	**Signal**	**Bruits MS**
$P_T^X < 12$ GeV	5	6.40 ± 0.79	4.45 ± 0.70	1.95 ± 0.36
$12 < P_T^X < 25$ GeV	3	3.08 ± 0.43	2.40 ± 0.40	0.68 ± 0.14
$25 < P_T^X < 40$ GeV	4	1.83 ± 0.27	1.59 ± 0.26	0.24 ± 0.06
$P_T^X > 40$ GeV	6	1.08 ± 0.22	0.96 ± 0.22	0.12 ± 0.04

TAB. 4.9 – *Nombres d'événements observés et prédits dans les canaux électron et muon combinés pour l'ensemble des données e^+p de HERA-1 correspondant à une luminosité intégrée de 104.7 pb^{-1}.*

du Modèle Standard, visible surtout à grand P_T^X : pour $P_T^X > 25$ GeV, 10 évenements sont observés dans les deux canaux pour 2.92±0.49 attendu. La probabilité que 2.92±0.49 événements fluctuent à l'observation de 10 événements du Modèle Standard a été évaluée à 1.5%.

Dans les données e^-p (totalisant une luminosité de 14 pb^{-1}), 1 candidat électron est sélectionné pour 1.69 ± 0.22 prédit, et aucun candidat muon n'est observé pour 0.39 ± 0.06 prédit.

Les distributions correspondantes de l'angle polaire du lepton, de l'acoplanarité, de la masse transverse du système lepton-neutrino et de l'impulsion transverse hadronique sont représentées sur la figure 4.12.

La cinématique des événements observés est présentée dans le tableau 4.10. Les variables présentées sont l'impulsion transverse du lepton candidat P_T^{lep}, l'impulsion transverse du système hadronique P_T^X, la masse transverse du système lepton-neutrino $M_T^{\ell\nu}$, la masse invariante du système lepton-neutrino $M_{\ell\nu}$ (elle peut être mesurée lorsque l'électron diffusé est détecté, ce qui est le cas pour trois des candidats) et la charge du lepton candidat (cette charge est indiquée si elle est mesurée avec une certitude de plus de deux déviations standards).

Deux candidats (électron et muon) à grand P_T^X et un candidat dont l'électron diffusé est détecté, sont présentés sur les figures 4.13, 4.14 et 4.15. L'ensemble des candidats de données sélectionnés sont présentés dans l'annexe C.

La distribution de l'impulsion transverse du système hadronique des événements en fonction de la masse transverse $M_T^{\ell\nu}$ est présentée sur la figure 4.16 pour les candidats sélectionnés et la prédiction de signal, pour chacun des deux canaux. La masse de la plupart des candidats est compatible avec la production de W, mais une partie de ces candidats apparait à grande impulsion transverse du système hadronique, domaine où la prédiction du Modèle Standard est faible.

4.5.7 Mesure de la section efficace

La section efficace de production d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante est déduite de ces observations. Elle est calculée dans l'espace de phase suivant :

- $5° < \theta_{lep} < 140°$
- $P_T^{lep} > 10$ GeV
- $P_T^{\text{miss}} > 12$ GeV

Elle est définie de la façon suivante :

$$\sigma = \frac{\left(N_{obs} - N_{bruit}^{SM}\right)}{\mathcal{L} \times A} \tag{4.10}$$

- N_{obs} : nombre d'événements observés
- N_{bruit}^{SM} : bruit attendu du Modèle Standard
- $\mathcal{L}$: luminosité intégrée des données
- A : acceptance du détecteur

L'acceptance du détecteur est définie par :

$$A = \frac{signal\ reconstruit,\ s\acute{e}lection finale}{signal\ s\acute{e}lectionn\acute{e}\ au\ niveau\ g\acute{e}n\acute{e}rateur} \tag{4.11}$$

Elle est déterminée à partir des variables générées du Monte-Carlo de production de W.

Les sections efficaces mesurées et prédites sont présentées dans le tableau 4.11. Les prédictions sont indiquées pour les deux calculs au premier ordre et le calcul à l'ordre supérieur décrits dans

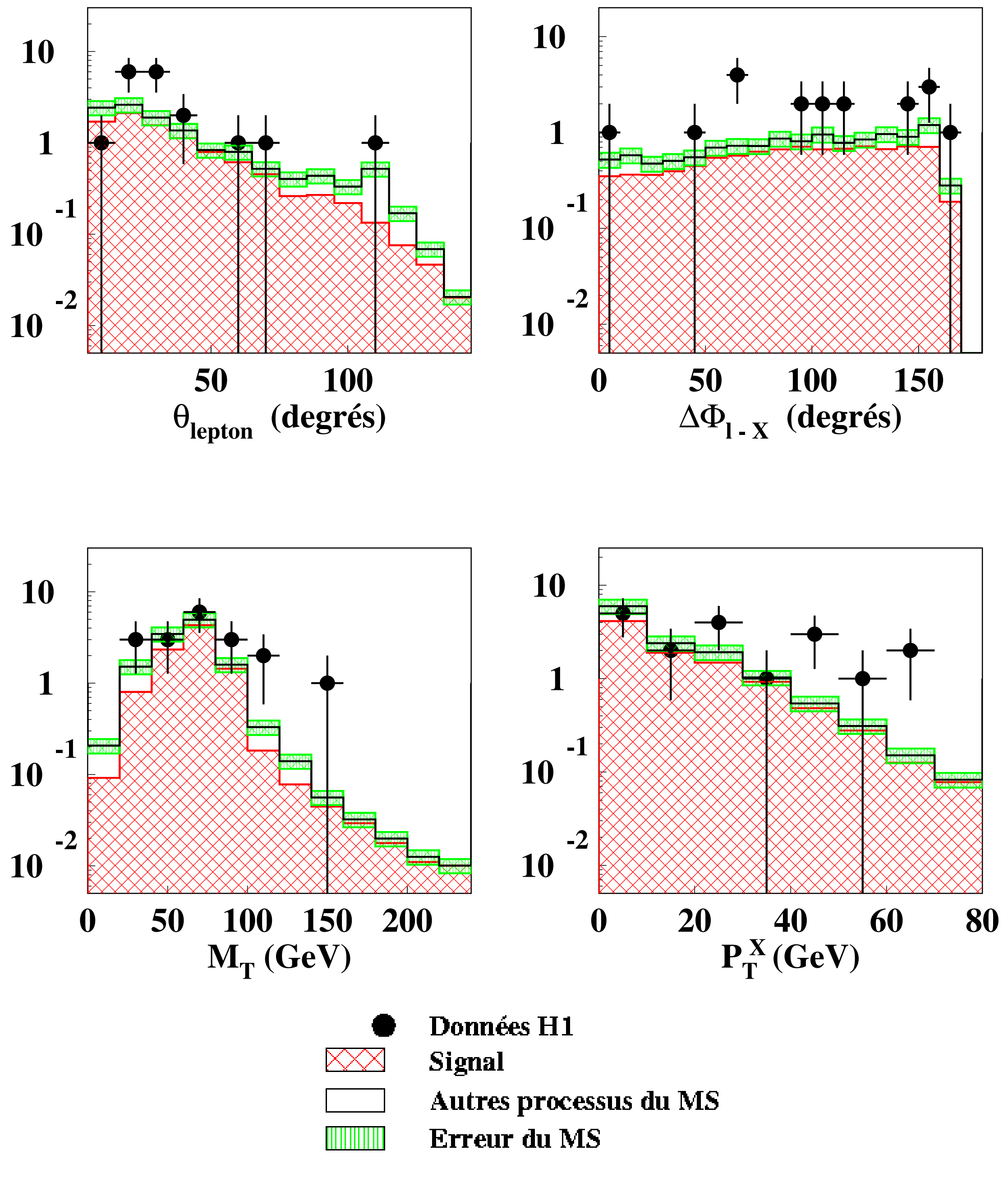


Fig. 4.12 – *Distribution de l'angle polaire du lepton θ_{lep}, de l'acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-X}$, de la masse transverse $M_T^{\ell\nu}$ du système lepton-neutrino et de l'impulsion transverse hadronique P_T^X pour les canaux électron et muon combinés (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Numéro des événements	**Canal**	P_T^l **(GeV)**	P_T^X **(GeV)**	$M_T^{\ell\nu}$ **(GeV)**	$M_{\ell\nu}$ **(GeV)**	**Charge du lepton**
236176 3849	e	10.1 ± 0.4	25.4 ± 2.8	26.1 ± 1.1		non mesurée
90264 313	e	39.8 ± 0.9	9.3 ± 1.1	70.9 ± 2.5		$-$ (4.9σ)
186729 702	μ	51^{+17}_{-11}	66.7 ± 4.9	43^{+22}_{-13}		$+$ (4.0σ)
188108 5066	μ	$41.0^{+5.5}_{-4.3}$	26.9 ± 2.3	$81.3^{+11}_{-8.2}$	$86.1^{+8.7}_{-6.8}$	$-$ (8.3σ)
192227 6208	μ	73^{+12}_{-9}	60.5 ± 5.5	74^{+25}_{-20}		$-$ (7.0σ)
195308 16793	μ	60^{+19}_{-12}	33.3 ± 3.6	85^{+37}_{-25}		$+$ (4.2σ)
196406 38438	e	13.5 ± 0.3	13.4 ± 2.0	34.4 ± 1.2	72.8 ± 6.9	non mesurée
248207 32134	e	32.0 ± 0.9	42.7 ± 4.1	62.8 ± 1.8		$+$ (15σ)
251415 43944	μ	$22.8^{+2.8}_{-2.4}$	16.5 ± 3.1	$32.8^{+5.6}_{-4.8}$		$-$ (9σ)
252020 30485	e	25.3 ± 1.0	44.3 ± 3.6	50.6 ± 2.0	79 ± 12	$+$ (40σ)
253700 90241	μ	47^{+26}_{-13}	21.2 ± 2.7	104^{+51}_{-25}		$+$ (3σ)
266336 4126	μ	$19.7^{+0.8}_{-0.7}$	51.5 ± 4.0	$69.2^{+2.6}_{-2.4}$		$+$ (26σ)
268338 70014	e	32.1 ± 0.9	46.6 ± 3.3	87.7 ± 2.5		$+$ (5.1σ)
269672 66918	e	17.4 ± 0.5	4.6 ± 0.7	37.1 ± 1.1		non mesurée
270132 73115	μ	64^{+55}_{-38}	27.3 ± 3.9	140^{+83}_{-71}		non mesurée
274357 6157	e	40.4 ± 0.7	6.3 ± 1.3	79.9 ± 1.8		non mesurée
275991 29613	e	37.7 ± 1.1	28.4 ± 5.9	74.7 ± 2.4		$+$ (37σ)
276220 76295	e	52.3 ± 2.1	0.01 ± 0.0	104.6 ± 3.2		non mesurée
277699 91265	e	28.0 ± 0.6	3.3 ± 0.7	53.3 ± 1.6		non mesurée

TAB. 4.10 – *Cinématique des événements sélectionnés. La masse invariante $M_{\ell\nu}$ n'est calculée que pour les événements pour lesquels l'électron diffusé a été observé. L'incertitude sur la mesure de la charge est donnée en nombre de déviations standards entre parenthèses après le signe. Le premier événement de la liste est celui des données e^-p. Les autres sont observés dans les données e^+p.*

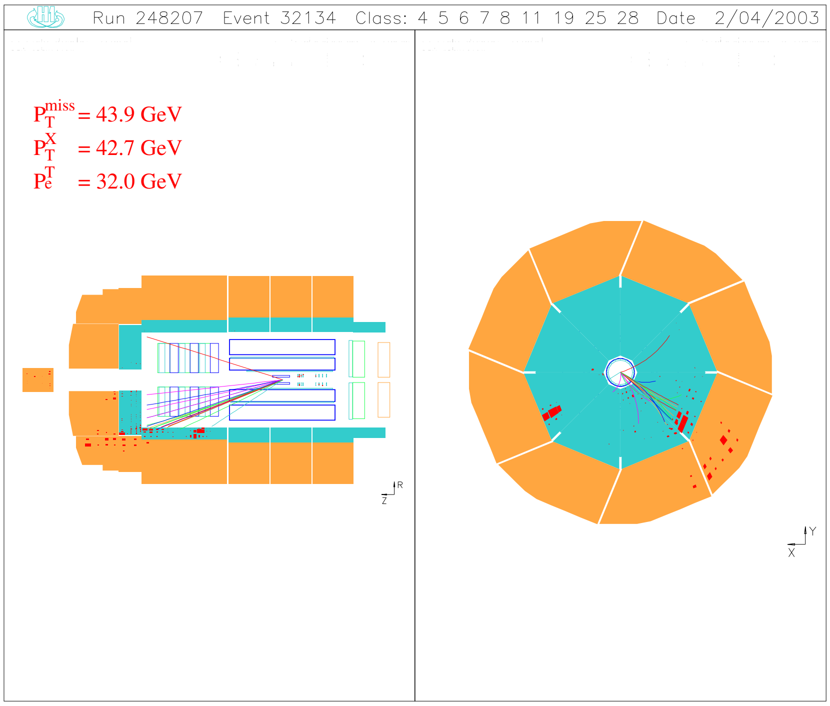


FIG. 4.13 – *Candidat électron à* $P_T^X = 42.7$ *GeV.*

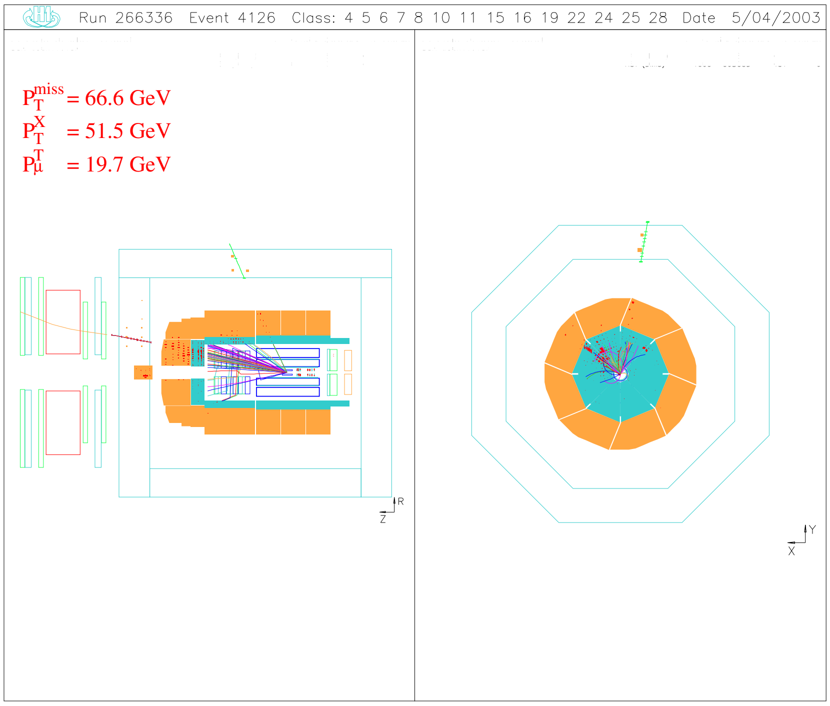


FIG. 4.14 – *Candidat muon à* $P_T^X = 51.5$ *GeV.*

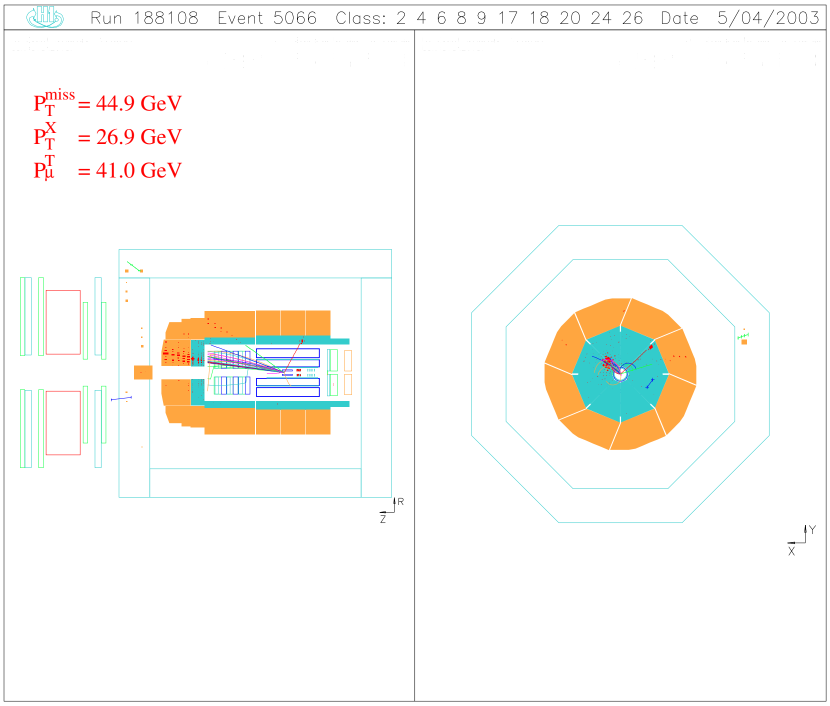


FIG. 4.15 – *Candidat muon avec détection de l'électron diffusé.*

le chapitre 3. A bas P_T^X, les sections efficaces mesurées et prédites sont compatibles dans les limites des erreurs statistiques. A grand P_T^X, la section efficace mesurée excède de deux déviations standards la prédiction.

	Section efficace (pb)			
Intervalle en P_T^X	**Mesurée**	**SM NLO**	**SM LO Diener** *et al.*	**SM LO Baur** *et al.*
$P_T^X < 25$ GeV	$0.146 \pm 0.081 \pm 0.022$	0.194 ± 0.029	0.147 ± 0.044	0.197 ± 0.059
$P_T^X > 25$ GeV	$0.164 \pm 0.054 \pm 0.023$	0.043 ± 0.007	0.041 ± 0.012	0.049 ± 0.015

TAB. 4.11 – *Sections efficaces mesurées et prédites pour les événements contenant un électron ou muon isolé et de l'impulsion transverse manquante. Les sections efficaces prédites sont données pour les corrections NLO, pour le calcul LO de Diener et al. et enfin pour le calcul LO de Baur et al.. Les sections efficaces mesurées sont indiquées avec d'abord les erreurs statistiques, ensuite les erreurs systématiques.*

4.5.8 Comparaison avec l'actualisation de l'analyse publiée en 1998

Pour comparer cette analyse à l'actualisation de l'analyse publiée en 1998 (présentée dans l'annexe A et nommée "actualisation 1998" par la suite), il est nécessaire de se placer dans le même espace de phase. Ainsi, une coupure $P_T^{cal} > 25$ GeV est ajoutée à la présente analyse pour mener à bien cette comparaison.

Les nombres d'événements des deux analyses sont présentés dans le tableau 4.12. Ce tableau montre que l'acceptance du signal est sensiblement améliorée par la nouvelle analyse et que le

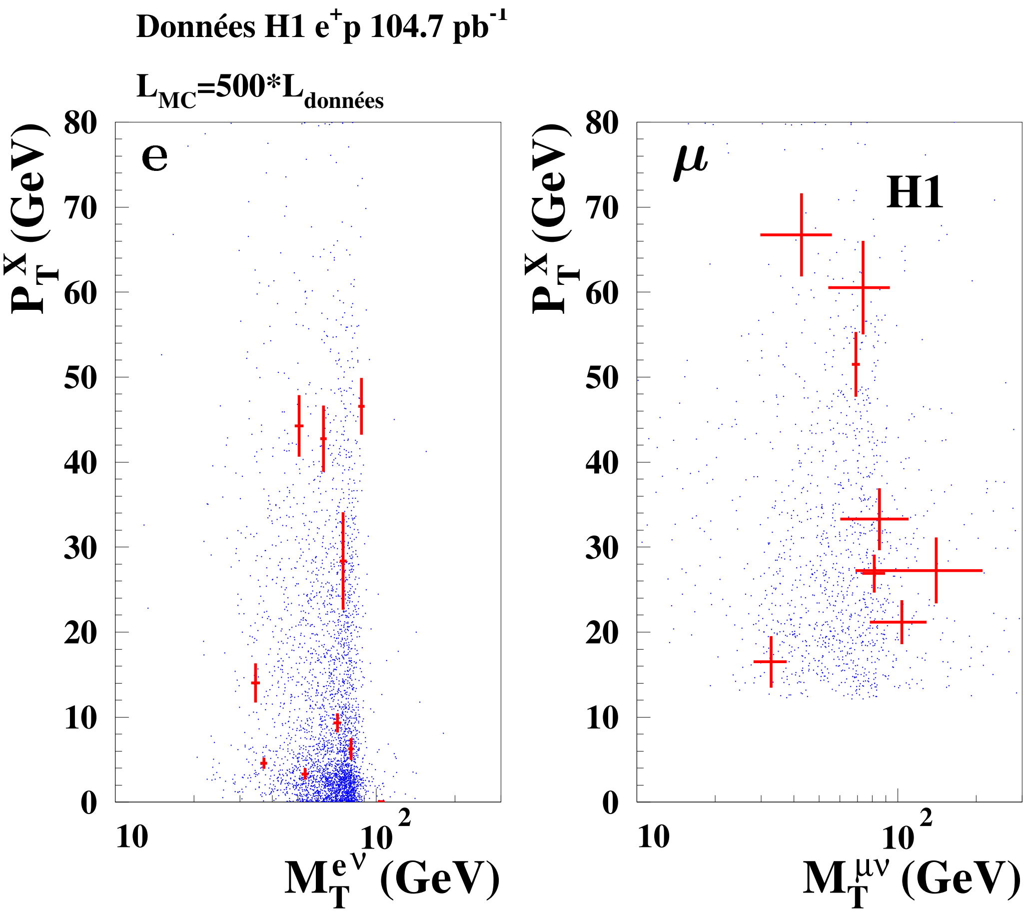


FIG. 4.16 – *Distribution de l'impulsion transverse du système hadronique des événements en fonction de la masse transverse $M_T^{\ell\nu}$, pour le canal électron (figure de gauche) et le canal muon (figure de droite). Les croix représentent les candidats sélectionnés avec leurs erreurs et les points correspondent à la prédiction du signal simulée pour une luminosité de 500 fois la luminosité des données.*

bruit de fond est mieux rejeté, ce qui justifie la complexité de l'ensemble des coupures appliquées.

		Données H1	**MS**	**Signal**	**Bruit de fond**
Canal	Actualisation 1998	5	5.95 ± 0.72	4.03 ± 0.63	1.92 ± 0.35
électron	Nouvelle analyse	7	8.05 ± 1.09	6.33 ± 1.04	1.73 ± 0.35
Canal	Actualisation 1998	6	2.03 ± 0.28	1.08 ± 0.17	0.95 ± 0.23
Muon	Nouvelle analyse	6	1.36 ± 0.24	1.19 ± 0.24	0.17 ± 0.05

TAB. 4.12 – *Comparaison des nombres d'événements entre l'analyse de 1998 étendue à toute la luminosité e^+p de HERA-1 (données e^+p, 104.7 pb^{-1}) et la nouvelle analyse à laquelle la coupure $P_T^{cal} > 25$ GeV a été rajoutée.*

Parmi les 11 candidats (5 e et 6 μ) sélectionnés avec l'actualisation de l'analyse de 1998 :

- Six sont les événements des données 1994-1997, publiés en 1998. L'un d'entre eux[3] n'est pas sélectionné dans la nouvelle analyse car il est rejeté par les critères sur l'acoplanarité de l'événement.
- Cinq sont les candidats des nouvelles données 1998-2000 . Tous sont sélectionnés dans la nouvelle analyse.

Un candidat de la nouvelle analyse[4] n'est pas sélectionné dans l'analyse de 1998 en raison de l'identification du muon (différente pour les deux analyses). Un autre candidat[5] de la nouvelle analyse est rejeté dans l'analyse de 1998 par la coupure d'isolation en D_{track} : en effet, dans la nouvelle analyse, contrairement à celle de 1998, la variable d'isolation D_{track} n'est calculée que par rapport aux traces de bonne qualité. Enfin, un événement de la nouvelle analyse[6] est rejeté dans l'analyse de 1998 car l'impulsion de la trace associée à l'électron candidat est inférieure à 10 GeV.

4.6 Contrôle des bruits de fond

Dans le but de tester la description des différents processus par les générateurs Monte-Carlo, certaines coupures sont relâchées afin d'obtenir des échantillons dominés par les bruits de fond caractéristiques, avec une précision statistique suffisante et dans un espace de phase aussi proche que possible de la sélection finale. Une sélection commune à toutes ces études sert de point de départ :

- $5° < \theta_{lep} < 140°$
- $P_T^{cal} > 12$ GeV
- $P_T^{lep} > 10$ GeV

L'isolation du lepton par rapport aux traces et aux jets de l'événement (coupures sur D_{track} et D_{jet} décrites dans le paragraphe 4.1) dans les critères d'identification des leptons est relâchée de façon à augmenter l'acceptance aux bruits de fond à étudier.

3. Candidat muon 84295 3645.
4. Candidat muon 270132 73115
5. Candidat électron 274357 6157
6. Candidat électron 276220 76295

4.6.1 Contrôle du canal électron

Les bruits de fond dominants dans le canal électron sont les courants neutres et les courants chargés.

Echantillon enrichi en courants neutres

Pour étudier la contribution des courants neutres, les courants chargés sont rejetés en demandant une isolation de l'électron par rapport aux jets de l'événements : $D_{jet} > 1$ radian.

Les nombres d'événements prédits sont résumés dans le tableau 4.13. On constate un très bon accord entre les données et le Monte-Carlo.

Données H1	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
1798	1897.4 ± 554	9.40 ± 1.47	24.53	5.57	1845.1	12.76

TAB. 4.13 – *Nombres d'événements observés et prédits dans l'échantillon enrichi en courants neutres du canal électron (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Les distributions de contrôle des variables cinématiques P_T^X, P_T^{el}, θ_{el} et des variables discriminantes ζ^2, $E - P_z$ et V_p/V_{ap} sont présentées sur la figure 4.17 pour l'échantillon enrichi en courants neutres du canal électron. L'erreur systématique attribuée aux processus à courant neutre est de 30%.

Echantillon enrichi en courants chargés

Ici, il est nécessaire d'appliquer plusieurs coupures de réjection des courants neutres de façon à éliminer ce processus (dominant) et à ne garder que les courants chargés (la fonctionnalité de chacune de ces variables est expliquée en début de ce chapitre) :

- $E - Pz < 50$ GeV
- $\Delta\Phi^{\ell-X} < 160°$
- $V_p/V_{ap} < 0.15$
- $\zeta^2 > 2500$ GeV^2

Les nombres d'événements obtenus sont présentés dans le tableau 4.14.

Données H1	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
15	22.5 ± 4.5	6.70 ± 1.05	0.43	14.45	0.74	0.20

TAB. 4.14 – *Nombres d'événements observés et prédits dans l'échantillon enrichi en courants chargés du canal électron (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Les distributions des variables cinématiques P_T^{cal}, P_T^X, P_T^{el} et des variables discriminantes D_{jet} et $E_{cône}/E_e$ sont représentées sur la figure 4.18. On constate là encore un bon accord entre la prédiction et les données. Les processus à courant chargé sont décrits par le Monte-Carlo dans la limite d'une erreur systématique de 30%.

4.6.2 Contrôle du canal muon

Les bruits de fond importants dans ce canal sont les processus de production de paires de muons, la photoproduction et les courants chargés.

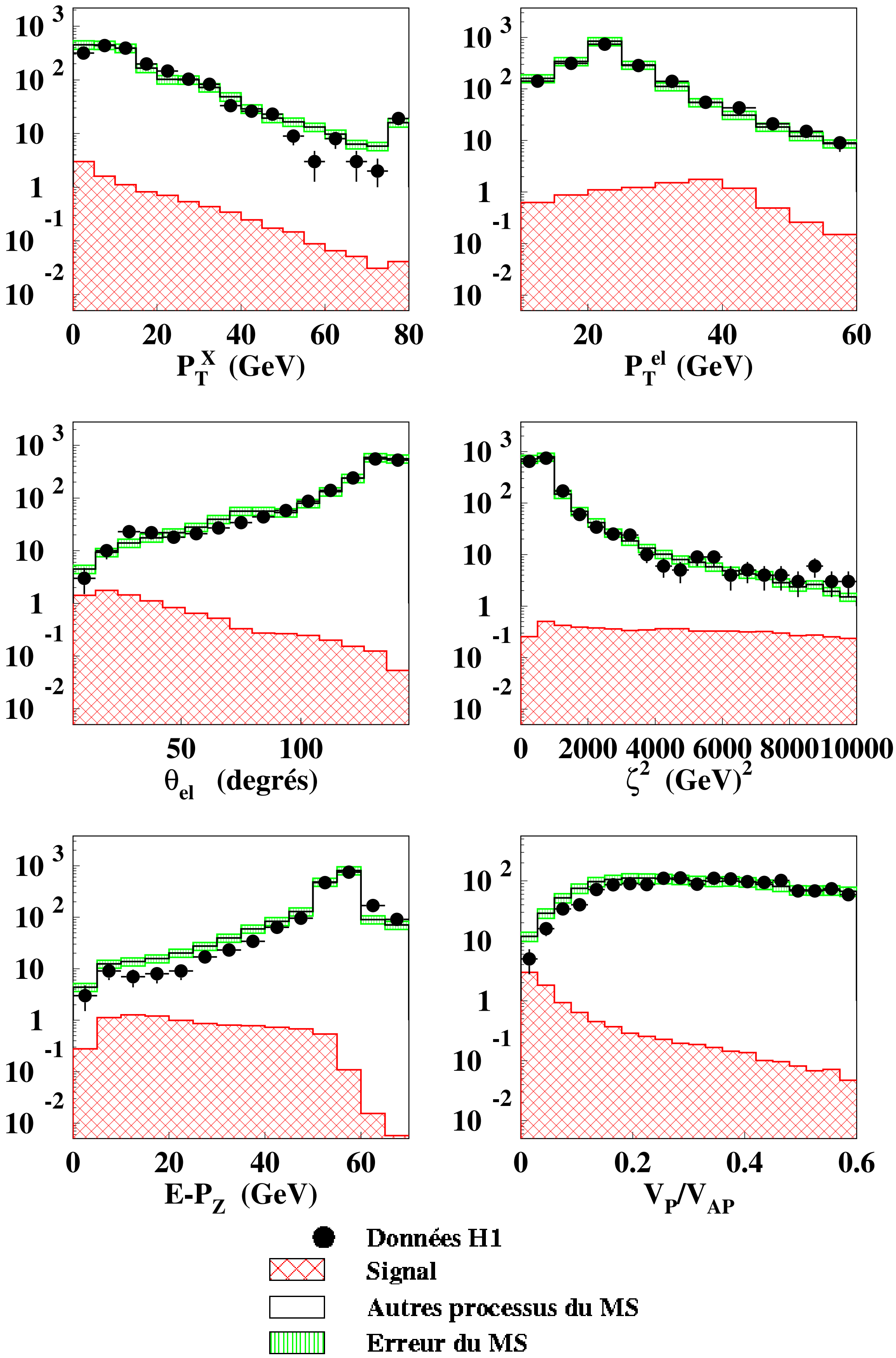


FIG. 4.17 – *Distributions de contrôle dans le canal électron pour l'échantillon enrichi en courants neutres (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en P_T^X contient tous les événements dont la valeur de P_T^X est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

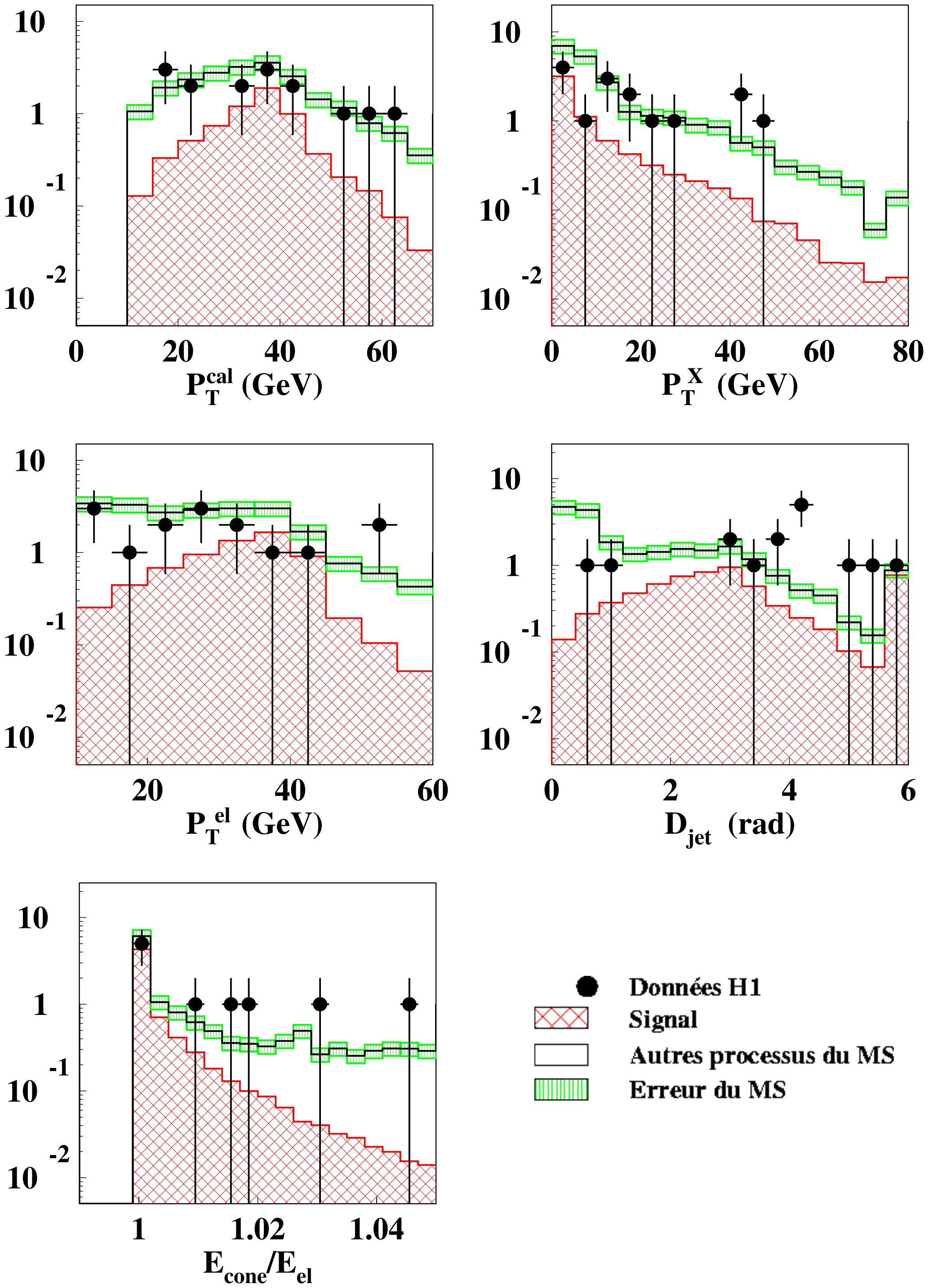


FIG. 4.18 – *Distributions de contrôle dans le canal électron pour l'échantillon enrichi en courants chargés (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en P_T^X (D_{jet}) contient tous les événements dont la valeur de P_T^X (D_{jet}) est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

Echantillon enrichi en production de paires de muons et photoproduction :

Les courants chargés seront rejetés en imposant une isolation entre le muon considéré et les jets de l'événements : $D_{jet} > 1$ radian.

Le tableau 4.15 présente les nombres d'événements obtenus en appliquant ce critère.

Données H1	MS	Signal	$\ell^+\ell^-$	CC	CN	γp
60	46.5 ± 9.2	3.08 ± 0.48	28.10	0.16	4.03	11.14

TAB. 4.15 – *Nombres d'événements observés et prédits du canal muon pour l'échantillon enrichi en production de paires de muons et en photoproduction (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Les distributions des variables cinématiques P_T^{miss}, P_T^X, P_T^μ et de l'acoplanarité $\Delta\Phi_{\ell-x}$ de l'échantillon de données obtenu sont comparées aux prédictions du Modèle Standard sur la figure 4.19. Lorsqu'un événement contient plusieurs muons satisfaisant les coupures de la sélection commune, c'est celui de plus grande impulsion transverse qui est considéré.

On constate un assez bon accord entre les données et le Monte-Carlo. Il est à noter que les candidats en excès dans l'échantillon final sont également présents ici. L'erreur attribuée aux processus de production de paires de leptons et de photoproduction est de 30%.

Echantillon enrichi en production de paires de muons et courants chargés :

La contribution de la photoproduction est réduite en imposant une faible balance azimutale, la photoproduction ne contenant pas de neutrino dans son état final : $V_p/V_{ap} < 0.15$.

Les nombres d'événements obtenus après cette sélection sont présentés dans le tableau 4.16.

Données H1	MS	Signal	$\ell^+\ell^-$	CC	CN	γp
63	55.2 ± 10.3	3.41 ± 0.53	25.41	22.97	1.85	1.52

TAB. 4.16 – *Nombres d'événements observés et prédits du canal muon pour l'échantillon enrichi en production de paires de muons et en courants chargés (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Les distributions des variables cinématiques P_T^{miss}, P_T^X, P_T^μ et de la variable d'isolaton D_{jet} sont présentées sur la figure 4.20. Un bon accord entre les données expérimentales et la prédiction du Modèle Standard est observé.

4.7 Contrôles sur l'identification des leptons

Etant donné que notre analyse conduit à un échantillon de données très restreint, il est nécessaire de tester la fiabilité des Monte-Carlo utilisés, notamment leur capacité à décrire les mauvaises identifications des leptons. Les études présentées ici sont dédiées à la compréhension des mécanismes par lesquels de faux leptons sont identifiés par les algorithmes utilisés dans l'analyse.

Les sélections décrites dans ce paragraphe étudient les hadrons faussement identifiés en leptons, la fuite de jets dans le fer, les hadrons isolés (afin d'étudier les jets dont la topologie ressemble à celle d'un lepton), et enfin les pions faussement identifiés en muons.

4.7.1 Mauvaise identification de hadrons en leptons

Pour étudier la mauvaise identification de hadrons en électrons ou muons par le Monte-Carlo, on sélectionne un échantillon de courants neutres dans lequel un deuxième électron ou un muon

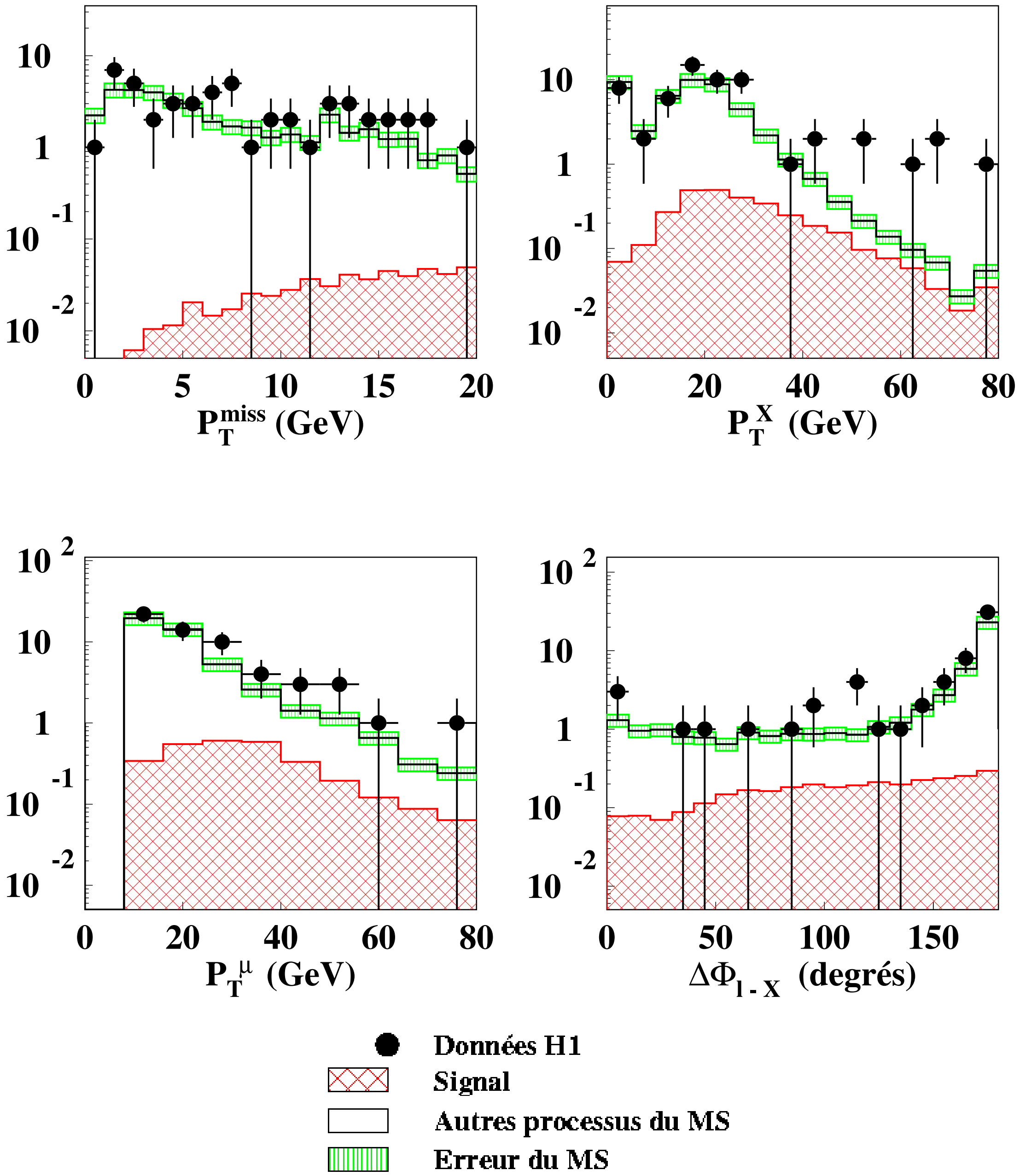


FIG. 4.19 – *Distributions de contrôle dans le canal muon pour l'échantillon enrichi en production de paires de muons et en photoproduction (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en P_T^X contient tous les événements dont la valeur de P_T^X est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

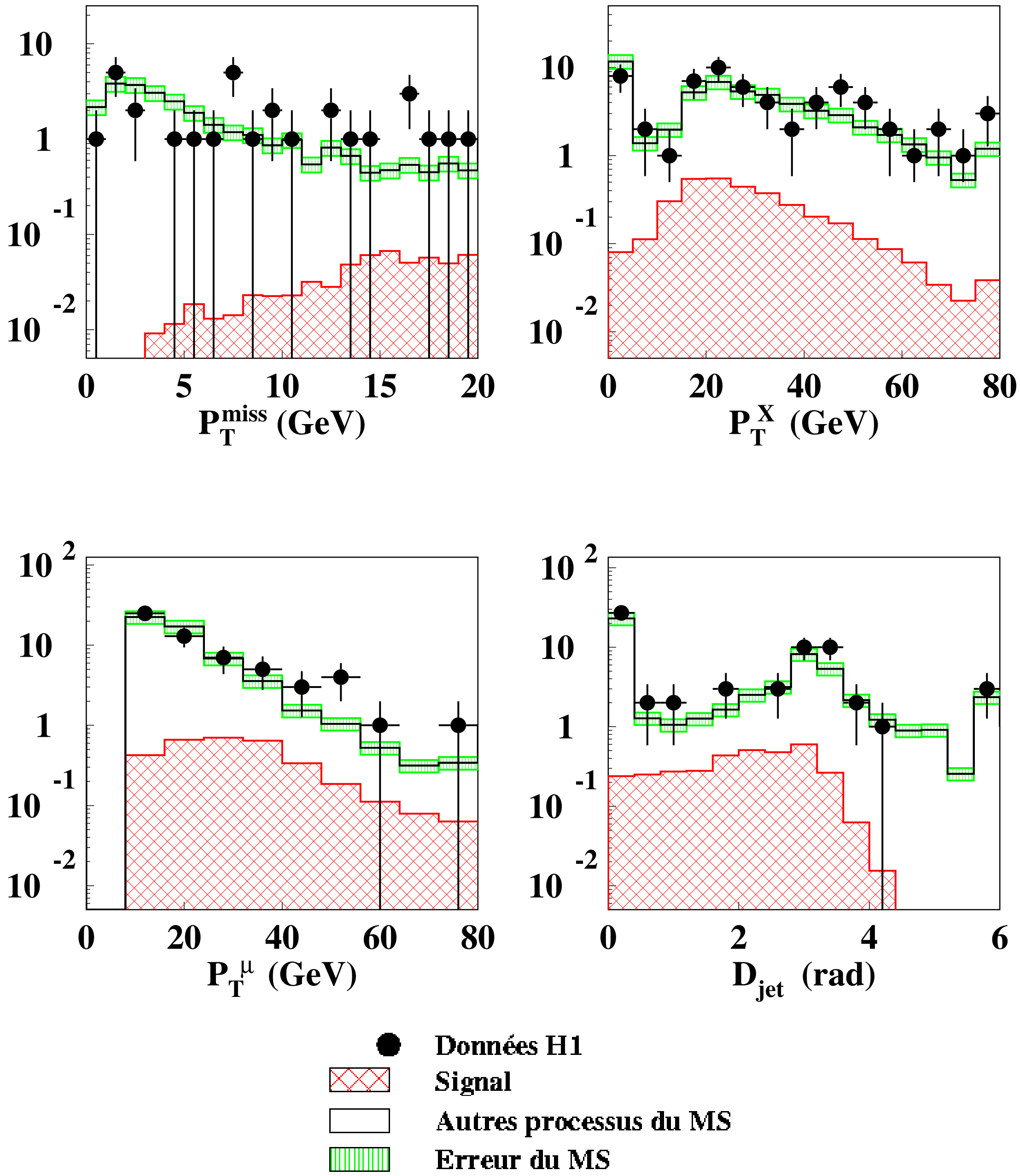


FIG. 4.20 – *Distributions de contrôle dans le canal muon pour l'échantillon enrichi en production de paires de muon et en courants chargés (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en P_T^X (D_{jet}) contient tous les événements dont la valeur de P_T^X (D_{jet}) est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

est également observé.

Ce deuxième lepton doit passer les critères d'identification décrits dans le paragraphe 4.1, exceptés la limite supérieure sur l'énergie calorimétrique dans un cône entourant la trace candidate et les isolations D_{track} et D_{jet} par rapport aux traces et jets de l'événement. Ces coupures sont relâchées pour sélectionner des hadrons faussement identifiés en leptons, de façon à étudier leur description par le Monte-Carlo. On demande également que l'impulsion tranverse des leptons soit supérieure à 10 GeV.

L'échantillon de courants neutres de départ est constitué de 121408 événements. A partir de cet échantillon, 2087 événements sont trouvés avec un électron supplémentaire, et 520 événements avec un muon. La majorité de ces événements contient en fait un faux électron ou un faux muon, identifié à tort à l'intérieur de l'état final hadronique. Les distributions de l'angle polaire du second électron (celui de moins grande impulsion tranverse) et de celui du muon sont comparées pour les données et la simulation Monte-Carlo sur la figure 4.21.

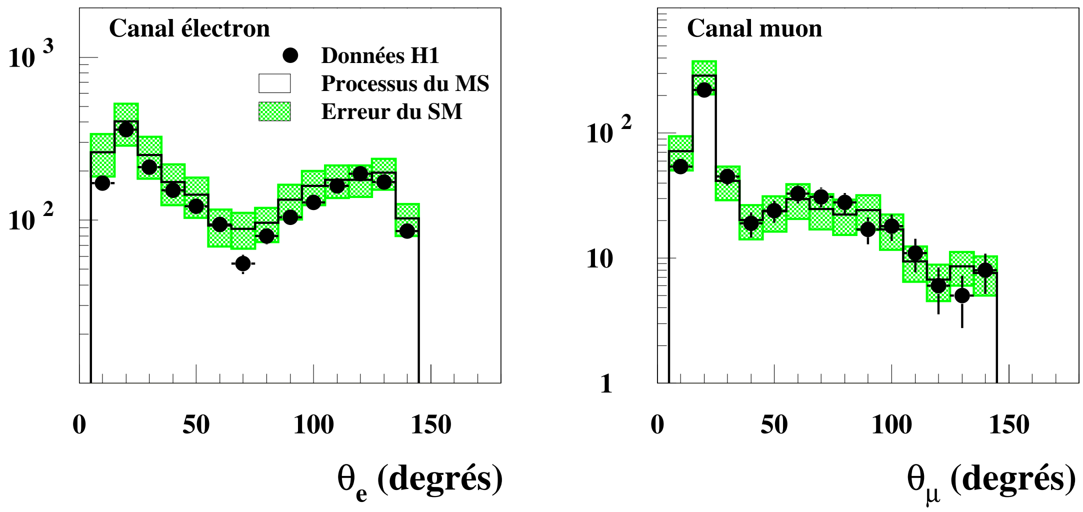


FIG. 4.21 – *Distribution de l'angle polaire du second électron reconstruit (figure de gauche) et du muon reconstruit (figure de droite), dans une sélection de courants neutres avec la contrainte d'un deuxième lepton identifié, sur l'ensemble des données e^+p de HERA-1 correspondant à une luminosité intégrée de 104.7 pb^{-1}. Des erreurs de 30% sur la prédiction du Modèle Standard ont été considérées.*

On constate que les distributions des données expérimentales sont bien décrites par la simulation Monte-Carlo (aux incertitudes près), ce qui prouve que la mauvaise identification d'un hadron en électron ou en muon est bien comprise et incluse dans la prédiction Monte-Carlo.

4.7.2 Fuite de jets

Cette sélection permet d'étudier les événements présentant une fuite du jet hadronique dans le fer instrumenté : en effet, des hadrons de haute énergie peuvent créer des gerbes qui ne sont pas contenues dans le calorimètre et déborder pour créer des signaux dans le fer instrumenté. Ces signaux peuvent être faussement associés à des traces et présenter une signature muonique.

L'analyse de ce phénomène est effectuée à partir d'événements d'impulsion transverse calorimétrique $P_T^{cal} > 25$ GeV contenant une trace chargée d'impulsion transverse $P_T^{track} > 10$ GeV. L'échantillon d'événements ainsi sélectionné correspond à la sélection générale présentée dans l'annexe A et consiste en 425 événements de données observés pour une prédiction de 560.2 ± 153.5 dominée par les courants chargés.

Afin de sélectionner les événements présentant la fuite d'un jet dans le fer instrumenté, on demande que la trace (qui peut ne pas être isolée) soit associée à un signal dans le fer instrumenté. L'échantillon résultant comprendra les fuites de jets et les vrais muons.

Les distributions de l'impulsion transverse hadronique, de l'impulsion transverse de la trace candidate et de son isolation par rapport aux jets et aux traces de l'événement sont présentées sur la figure 4.22. Les distributions de D_{track} et D_{jet} indiquent que les traces sélectionnées ne sont la plupart du temps pas isolées. Les nombres d'événements obtenus sont présentés dans le tableau 4.17.

Données H1	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
105	114.7 ± 31.1	1.98 ± 0.31	1.97	103.36	5.71	1.64

TAB. 4.17 – *Nombres d'événements observés et prédits avec la sélection de fuites de jets (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

La majorité des événements sélectionnés ne contient pas de muon. Ce sont principalement des courants chargés pour lesquels des gerbes hadroniques débordent du calorimètre à argon liquide pour créer des signaux dans le fer instrumenté. Un bon accord entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo est observé.

4.7.3 Hadrons isolés

Pour engendrer un faux lepton, un hadron chargé doit être isolé. C'est pourquoi une recherche d'événements contenant un hadron isolé et de l'impulsion transverse manquante a été effectuée dans un espace de phase similaire à celui de l'analyse. La sélection sera très similaire à celle de la recherche de leptons isolés à la différence qu'on appliquera une identification hadronique. Il s'agit entre autre de s'assurer que la trace candidate n'est ni un muon, ni un électron.

- **Coupures générales :**
  L'espace de phase est défini de la façon suivante :
  - $P_T^{cal} > 12$ GeV
  - $P_T^{track} > 12$ GeV
  - $10° < \theta_{track} < 145°$

  De plus, on demande que le hadron soit isolé par rapport aux autres traces de l'événement : $D_{track} > 0.5$ radian.

- **Réjection des électrons :**
  La fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique doit être inférieure à 90%.

- **Réjection des muons :**
  L'énergie déposée dans le calorimètre doit être supérieure à 8 GeV (ceci est très improbable pour un muon, qui dépose très peu d'énergie dans le calorimètre).

- **Réjection des événements à courant neutre :**
  A ce stade, l'échantillon est encore dominé par les courants neutres. Ils seront rejetés par l'application des coupures suivantes :
  - $E - P_z < 45$ GeV

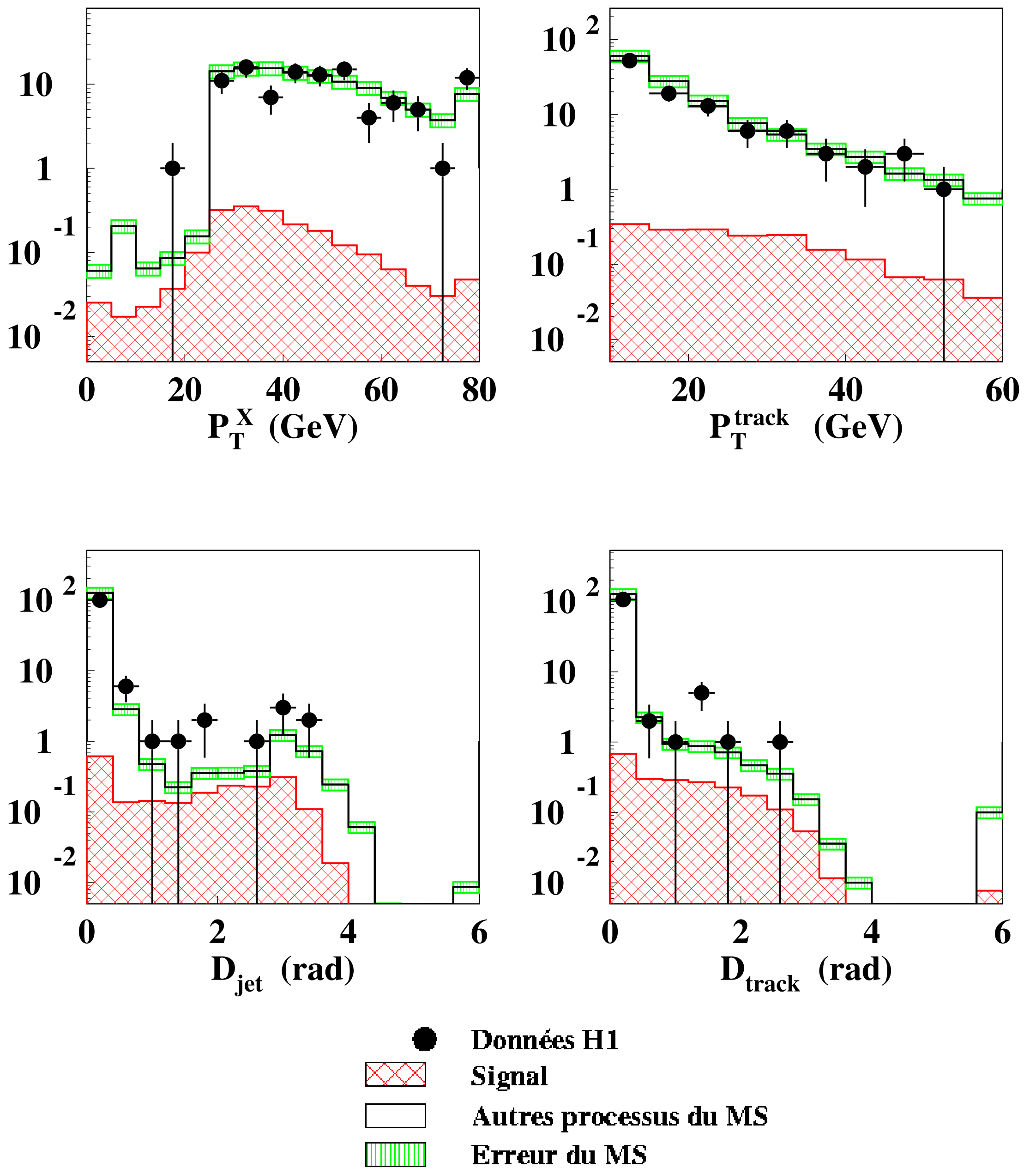


FIG. 4.22 – *Distributions de l'impulsion transverse hadronique P_T^X, de l'impulsion transverse de la trace candidate P_T^{track} et de son isolation par rapport aux jets et aux traces, D_{jet} et D_{track}, pour l'échantillon de fuite de jets (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle des distributions en P_T^X, D_{jet} et D_{track} contient tous les événements dont les valeurs de P_T^X, D_{jet} et D_{track} est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

– $V_p/V_{ap} < 0.5$
– $\Delta\Phi_{h-X} < 170°$

Les distributions et chiffres obtenus sont présentés respectivement sur la figure 4.23 et dans le tableau 4.18. Ils montrent, comme précédemment, que le taux de hadrons isolés dans les événements contenant de l'impulsion transverse manquante est bien décrit par le Monte-Carlo.

Données H1	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
16	20.7 ± 4.1	0.89 ± 0.14	0.82	12.75	2.27	3.96

TAB. 4.18 – *Nombres d'événements observés et prédits avec la sélection hadron isolé (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

Ces événements sont principalement des courants chargés pour lesquels l'état final hadronique est composé d'un seul hadron chargé. Cette sélection contient aussi une composante du signal $W \to \tau\nu$ avec $\tau \to$ *hadrons*, mais le rapport *signal/bruit* n'est pas favorable à la mise en évidence de ce signal τ. Une analyse plus raffinée sera nécessaire pour réduire le bruit de fond. Nous pouvons néanmoins déjà observer que, dans le spectre[7] de $P_T^{X_h}$, il n'y a pas de candidat potentiel d'événements contenant un τ isolé, de l'impulsion transverse manquante et un système hadronique supplémentaire de grande impulsion transverse.

4.7.4 Mauvaise identification de pions en muons

La mauvaise identification de pions en muons peut être étudiée à partir d'un échantillon de mésons K_S^0 se désintégrant en pions chargés : $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Cette désintégration est une source de pions pouvant être faussement identifiés en muons s'ils traversent le calorimètre sans interagir ou s'ils se désintègrent en vol.

Dans un échantillon de courants neutres, sélectionné à partir de l'identification d'un électron d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV, les K_S^0 sont recherchés en sélectionnant des vertex déplacés. En effet, le K_S^0 ayant une durée de vie $\tau = 0.89 \cdot 10^{-10}$ s, sa désintégration aura lieu à distance du vertex de collision ($c\tau = 2.68$ cm).

On sélectionne les vertex déplacés situés à une distance entre 2 et 50 cm de l'axe du faisceau, possédant deux traces associées d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV et d'impulsion transverse par rapport à la direction présumée du K_S^0 supérieure à 100 MeV. L'angle de désintégration du K_S^0 doit vérifier $\cos\theta_{decay} < 0.85$.

La distribution en masse de l'échantillon sélectionné est présentée sur la figure 4.24. Cette distribution est centrée sur la masse du K_S^0 comme attendu. On demande que la masse reconstruite soit égale à celle du K_S^0 (497.7 MeV) à ± 50 MeV.

Enfin, les traces doivent posséder une signature muonique (la distance entre une trace des détecteurs de muons et une trace des trajectomètres doit être inférieure à 0.5 radian) : l'échantillon ainsi sélectionné contient des pions faussement identifiés en muons.

Le taux de pions provenant du K_S^0 et ayant une signature muonique est présenté sur la figure 4.25 en fonction de l'énergie et de l'angle polaire du candidat pion possédant une trace muon, pour les données et le Monte-Carlo de courants neutres.

On constate un bon accord entre les données et le Monte-Carlo quel que soit l'angle polaire du pion, ce qui signifie que la mauvaise identification d'un pion en muon est bien décrite par le Monte-Carlo. Ce test est tout de même limité aux particules de basse énergie car l'efficacité d'identification des K_S^0 décroît avec l'énergie.

7. le système X_h est défini par $X_h = X - $ *hadron isolé*

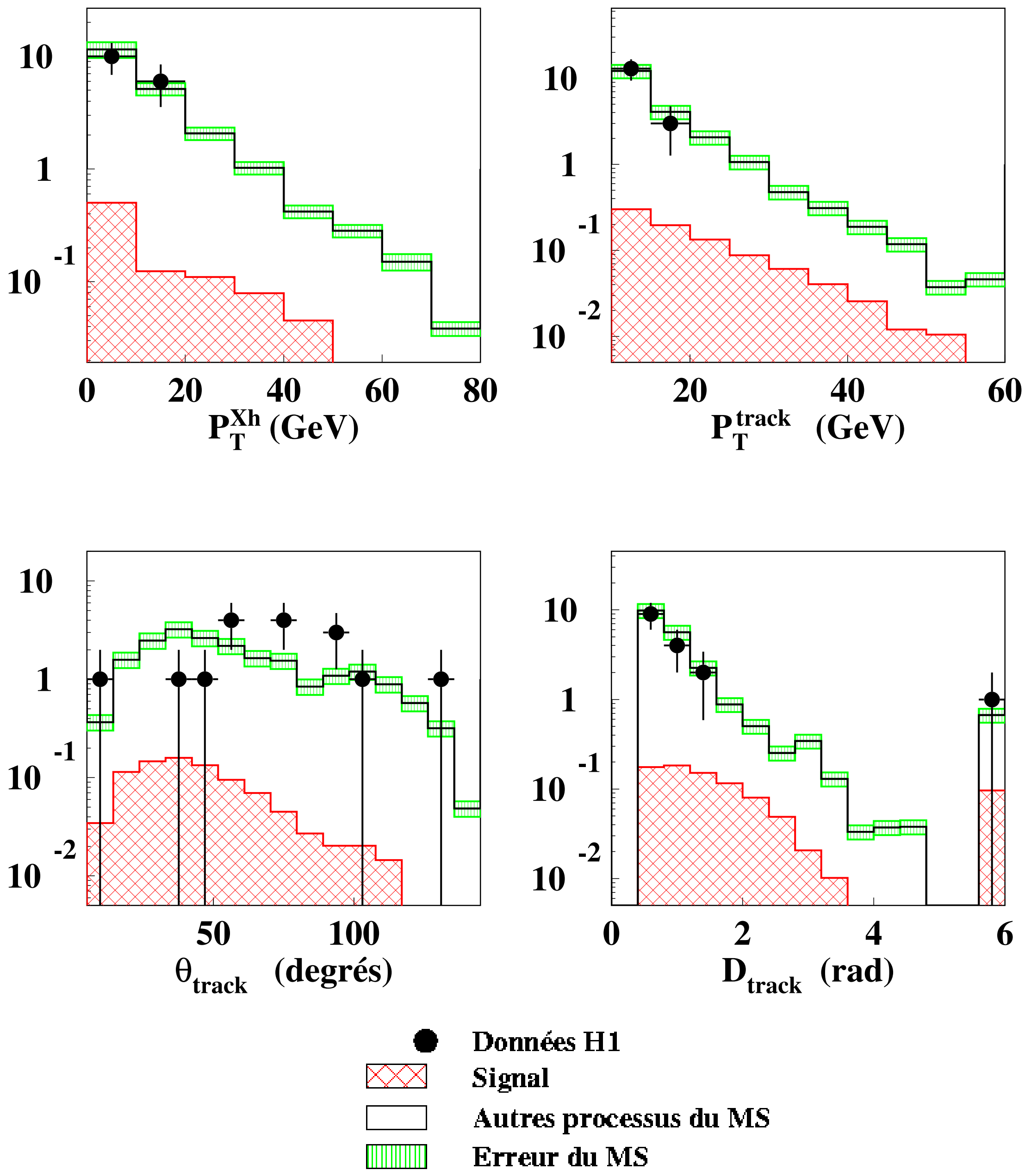


FIG. 4.23 – *Distributions de l'impulsion transverse hadronique $P_T^{X_h}$, l'impulsion transverse de la trace candidate P_T^{track}, de son angle polaire θ_{track} et de son isolation D_{track} par rapport aux autres traces, pour l'échantillon hadron isolé (données e^+p, 104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en $P_T^{X_h}$ (D_{track}) contient tous les événements dont la valeur de $P_T^{X_h}$ (D_{track}) est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

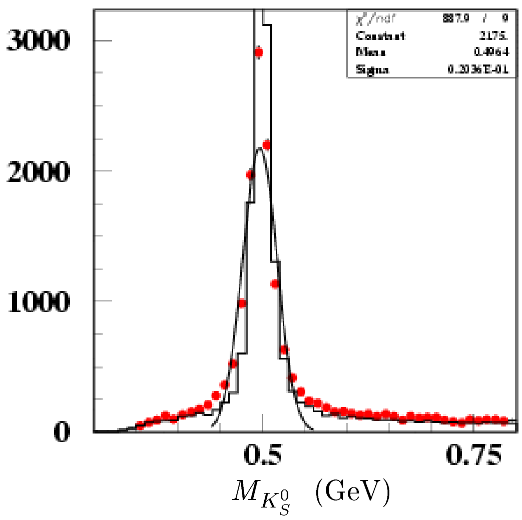


FIG. 4.24 – *Distribution en masse de l'échantillon de mésons K_S^0 déterminée sur l'ensemble des données de HERA-1 (points) et comparée à la prédiction du Monte-Carlo courant neutre RAPGAP (histogramme) (échelle verticale arbitraire).*

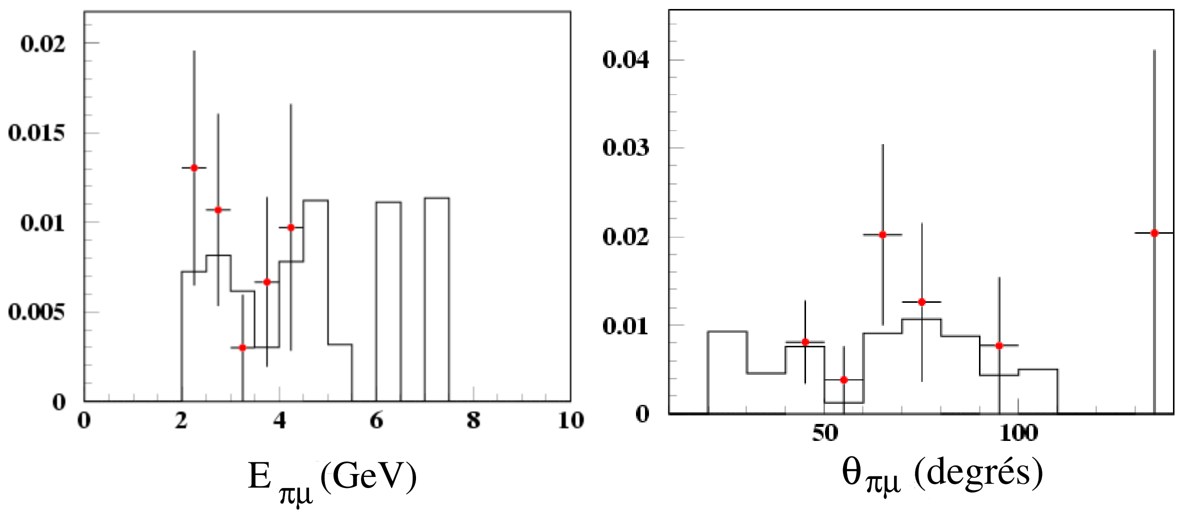


FIG. 4.25 – *Taux de pions provenant de K_S^0 et ayant une signature muonique, en fonction de l'énergie et de l'angle polaire du candidat pion, déterminés sur l'ensemble des données de HERA-1 (points) et comparés à la prédiction du Monte-Carlo de courants neutres RAPGAP (histogramme).*

4.8 Canal hadronique de recherche du W

Si les événements avec un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sont dus à une production anormale du boson W, alors le canal hadronique de désintégration $W \to q\overline{q}$ peut fournir une confirmation ou une infirmation de cette hypothèse[8] [79, 80].

La désintégration du boson W dans le canal hadronique ($W \to q\overline{q}$) possède un plus grand rapport d'embranchement : 68 % (contre 10.7 % dans chaque canal leptonique). On s'attend donc à observer plus de candidats W, c'est-à-dire des événements contenant deux jets hadroniques de masse invariante compatible avec la masse du W. Néanmoins ce canal comporte un bruit de fond irréductible de photoproduction, et ne sera donc que peu sensible à la production de W, malgré son grand rapport d'embranchement. Les bruits de fond dominants sont la photoproduction (générée par PYTHIA) et les courants neutres (générés par RAPGAP). La section efficace prédite a été augmentée d'un facteur 1.2 afin de l'ajuster à celle des données. Cette correction est nécessaire car la simulation ne tient pas compte des corrections QCD d'ordre supérieur.

Sélection :

Les jets de l'événement, identifiés à l'aide de l'algorithme K_T, sont restreints à la région angulaire $-0.5 < \eta < 2.5$. L'état final doit être constitué d'au moins deux jets hadroniques d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV pour l'un et 20 GeV pour l'autre [79, 80].

Les deux jets dont la masse invariante M_{jj} est la plus proche de la masse du W sont considérés comme étant les produits de désintégration du candidat W. L'impulsion transverse hadronique P_T^X est calculée à partir de toutes les autres particules de l'événement. La masse invariante M_{jj} doit être supérieure à 70 GeV, de façon à sélectionner la production de W. L'angle de désintégration $\widehat{\theta}$ des deux jets dans le centre de masse du W doit être tel que $|\cos\widehat{\theta}| < 0.6$.

Résultats :

L'efficacité de sélection du W est de 43 % sur l'ensemble du spectre, et de 29 % à $P_T^X > 40$ GeV. Les erreurs systématiques du bruit de fond (provenant des fonctions de distribution des partons, de l'échelle en énergie des jets et de la mauvaise identification d'électrons en jets) sont estimées à 23 %. Concernant la production de W, son erreur théorique a été estimée à 15 %, ce qui entraine, si on lui ajoute les incertitudes expérimentales, une erreur systématique totale de 21 % sur la production de W. Les distributions obtenues après cette sélection sont présentées sur la figure 4.26.

On constate un bon accord entre les données expérimentales et la prédiction du Modèle Standard, mais l'échantillon final est dominé par le bruit de fond irréductible de photoproduction. A $P_T^X > 25$ GeV, 126 événements sont observés pour 162 $\pm$ 36 attendus, dont 5.3 $\pm$ 1.1 de production de W. A $P_T^X > 40$ GeV, 27 événements sont observés pour 30.9 $\pm$ 6.7 prédits dont 1.9 $\pm$ 0.4 de prédiction de W, ce qui est en bon accord. La sensibilité au signal n'est néanmoins pas suffisante pour infirmer ou confirmer la production d'événements W atypiques à grand P_T^X.

4.9 Conclusion du chapitre

Une recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante a été effectuée sur l'ensemble des données de HERA-1. L'analyse a été conçue pour une utilisation optimale des moyens de détection et une réjection poussée des bruits de fond. Au terme d'une sélection utilisant des variables discriminantes spécifiques, le signal, dominé par la production de boson W, est majoritaire parmi les différentes contributions des processus du Modèle Standard.

8. Les recherches effectuées dans le canal hadronique ne font pas partie des activités de cette thèse. Ils sont présentés par souci de complétude.

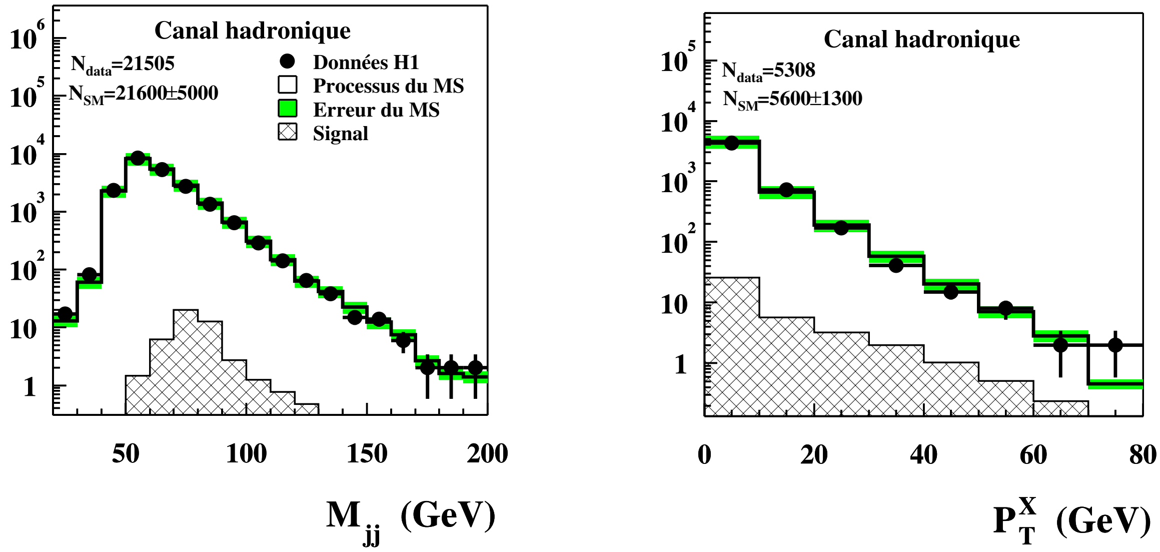


FIG. 4.26 – *Distribution de la masse invariante des deux jets formant le candidat W (après toutes les coupures exceptée celle sur M_{jj}). et distribution de l'impulsion transverse du système hadronique de recul, après toutes les coupures (données $e^{\pm}p$, 118.3 pb^{-1}).*

Ainsi, 18 événements ont été sélectionnés au total, pour 12.41 $\pm$ 1.69 prédits. A grand P_T^X, un excès de données est observé : pour $P_T^X > 25$ GeV, 10 évenements sont sélectionnés pour 2.92 ± 0.49 seulement attendus.

Le canal hadronique de recherche de W présente un bon accord entre données et Monte-Carlo, mais il est peu sensible à la présence de signal en raison de son faible rapport *signal/bruit*.

La présence d'événements atypiques à grand P_T^X peut être due à une fluctuation statistique, comme elle peut être due à la présence de nouvelle physique. Dans ce cas, elle peut impliquer ou non une production anormale de W. Dans le cas où elle n'implique pas de production anormale de W, il n'y a aucune raison que l'excès observé dans le canal leptonique soit observé également dans le canal hadronique. Dans l'hypothèse de production anormale de W, une interprétation possible de ces événements est la production du quark top par courant neutre avec changement de saveur (théorie FCNC ou *Flavour Changing Neutral Current*). Le chapitre suivant présente la recherche de ce processus.

Chapitre 5

Recherche du quark top à HERA

5.1 Introduction

Le quark top est le dernier des quarks découvert dans les collisions $p\overline{p}$ au TEVATRON en 1994 [81, 82]. Il est le plus lourd des fermions du Modèle Standard ($M_{top} = 174.3 \pm 5.1$ GeV) ce qui le rend particulièrement intéressant pour la recherche de nouvelle physique. En effet :

- Sa masse élevée le rend sensible à des couplages proportionnels à la masse.
- Sa masse est proche de l'échelle de brisure de la symétrie électro-faible, ce qui le rend sensible à la nouvelle physique se produisant à une plus grande échelle de masse.
- Sa masse lui confère une durée de vie très courte : $\tau \simeq 10^{-24}$ s. Il se désintègre avant de produire des mésons et des baryons, ce qui permet d'étudier ses propriétés sans influence directe des effets non perturbatifs inhérents à l'hadronisation.

L'énergie disponible dans le centre de masse de HERA (318 GeV) est suffisante pour la production du quark top. Dans le cadre du Modèle Standard, la production du quark top serait produite par courant chargé, comme illustré sur la figure 5.1.

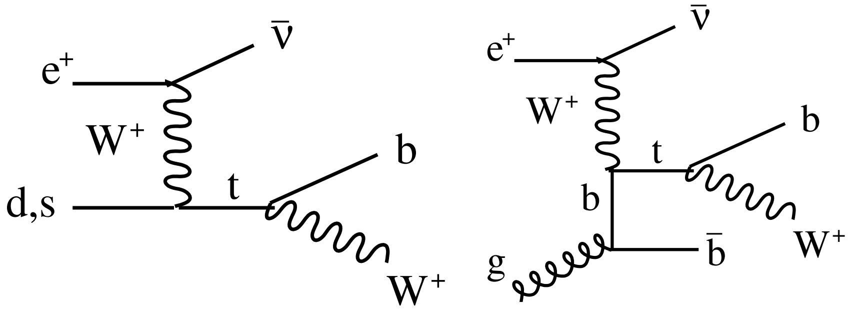


FIG. 5.1 – *Production du quark top par courant chargé dans le cadre du Modèle Standard, à travers l'interaction d'un quark d ou s (figure de gauche) ou d'un quark b (figure de droite), suivie de sa désintégration en quark b et boson W.*

Le diagramme mettant en jeu l'interaction de l'électron avec les quarks s ou d est supprimé par les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [83] qui prédit un très faible taux de transition entre les quarks de première génération (u, d) ou seconde génération (s, c) avec ceux de troisième génération (b, t) : la section efficace correspondante est de l'ordre de 0.01 fb. Le diagramme mettant en jeu l'interaction de l'électron avec le quark b contribue plus car il met en jeu deux quarks de même génération (t et b). En revanche, à cause du faible taux de quarks b de grande impulsion produits dans la fluctuation de gluons à l'intérieur du proton, sa section efficace n'est que de l'ordre de 1 fb. Cela correspond à environ 0.1 événement de production de top attendu sur l'ensemble de la luminosité de HERA-1.

Ainsi, l'observation éventuelle d'un signal top signerait la présence de nouvelle physique. En particulier, le quark top pourrait être produit par interaction à courant neutre, comme illustré sur la figure 5.2. Ce processus suppose un changement de saveur du quark dans l'interaction, ici au vertex $tu\gamma$ (théorie FCNC ou *Flavour Changing Neutral Current*). Un tel processus n'intervient dans le Modèle Standard que *via* des corrections radiatives d'ordre supérieur et est donc négligeable. L'étude de production de top par FCNC équivaut ainsi à la recherche de nouvelle physique. La production anormale de quark top à HERA est simulée par le générateur ANOTOP qui utilise des éléments de matrice du programme CompHEP [77].

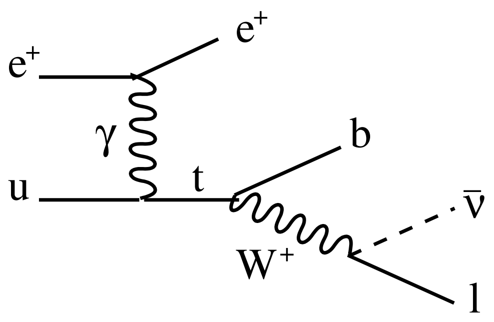


FIG. 5.2 – *Production du quark top par FCNC suivie de sa désintégration en quark b et boson W (le W se désintégrant ensuite dans son canal leptonique).*

Dans presque 100% des cas, le top se désintègre en $t \to bW$. Le quark b produit un jet hadronique de grand P_T détecté dans le calorimètre. Si le W se désintègre dans son canal leptonique ($W \to \ell\nu$), cela produit des événements contenant un lepton isolé, de l'impulsion transverse manquante et un jet de grande impulsion transverse.

Ce chapitre a pour but la comparaison des événements observés à l'hypothèse de production du quark top à HERA. Pour approfondir cette comparaison, le canal hadronique de désintégration du top a également été étudié. Dans ce cas, la désintégration hadronique du boson W conduit à des événements contenant trois jets de grande impulsion transverse. Une première partie sera donc consacrée au canal leptonique de recherche du top. Suivra ensuite sa recherche dans le canal hadronique. Enfin, la dernière partie sera consacrée à l'interprétation statistique des résultats et à la détermination de limites sur le couplage anormal du top.

5.2 Canal leptonique de recherche du quark top

La recherche du quark top dans le canal leptonique est basée sur la sélection présentée dans le chapitre précédent. Cette analyse servira à sélectionner un échantillon de candidats W et sera nommée par la suite “présélection W”. A partir de cette présélection, la recherche du top sera effectuée à travers une méthode classique en coupures et une méthode multivariable. Ces analyses sont basées sur la reconstruction complète des désintégrations du quark top et l'utilisation de variables discriminantes spécifiques.

5.2.1 Reconstruction des variables de désintégration

L'état final du processus recherché ($t \to bW \to b\ell\nu$) contient un jet hadronique issu du quark b (mesuré par le calorimètre), un lepton (électron ou muon) et un neutrino (non détecté).

Afin de connaître l'information complète de la désintégration du top, il est donc nécessaire de reconstruire la cinématique de l'événement, notamment celle du neutrino de l'état final.

- **Reconstruction du neutrino :**
Si on suppose que l'événement ne contient qu'un neutrino, alors l'impulsion transverse de celui-ci est égale à l'impulsion transverse manquante de l'événement : $P_T^{\nu} = P_T^{miss}$. Il reste désormais à déterminer l'impulsion longitudinale du neutrino. Pour ce faire, deux cas sont envisageables :

  * *l'électron diffusé est détecté :*
  Dans ce cas (qui représente 30% des événements dans la production du quark top et 25% des événements dans la production du boson W), toutes les particules de l'état final, hormis le neutrino, sont détectées. Ainsi, il est possible d'utiliser la conservation de la quantité $E - P_z$ de l'événement pour déduire l'impulsion longitudinale du neutrino :

  $$(E - P_z)_{\text{mesuré}} + (E - P_z)_{\nu} = 55 \text{ GeV} \tag{5.1}$$

  Dans l'échantillon de données de la présélection W, l'électron diffusé est détecté pour 3 événements sur 19 (sur l'ensemble des données $e^{\pm}p$). La masse du système lepton-neutrino pour ces trois candidats est compatible avec la masse du W (voir table 4.10).

  * *l'électron diffusé n'est pas détecté :*
  Toutes les particules (hors neutrino) ne sont plus détectées, on ne peut donc plus reconstruire l'impulsion longitudinale du neutrino à partir de la conservation de $E - P_z$. On peut néanmoins imposer une contrainte cinématique sur la masse du système lepton-neutrino :

  $$M_{\ell\nu} = \sqrt{(E_{lep} + E_{\nu})^2 - (\overrightarrow{p_{lep}} + \overrightarrow{p_{\nu}})^2} = M_W = 80.4 \text{ GeV} \tag{5.2}$$

  Cette contrainte engendre une équation du second degré qui génère deux solutions différentes pour $(E - P_z)_{\nu}$. Une des solutions situe le neutrino plus en avant que le lepton chargé tandis que l'autre le situe plus en arrière. Parfois la solution de l'équation est complexe, auquel cas la partie imaginaire est négligée. Si la solution $(E - P_z)_{\nu}$ est négative, elle est considérée comme non physique et l'événement est rejeté. Si les deux solutions sont considérées valables, le choix est effectué en utilisant la prescription suivante, suivant les contraintes cinématiques de l'état final [84] :

* $\theta_{lep} < 18°$:	Solution neutrino plus à l'arrière que le lepton chargé
* $18° < \theta_{lep} < 40°$:	Solution telle que $M_{\ell-\nu-jets}$ soit la plus proche de M_{top}
* $\theta_{lep} > 40°$:	Solution neutrino plus à l'avant que le lepton chargé

A ce stade, l'efficacité de reconstruction du neutrino pour les événements de production de top est de 99% dans le canal électron et 89% dans le canal muon. La différence entre les deux canaux est due à la mesure moins précise de l'impulsion transverse du muon par les détecteurs de traces que celle de l'impulsion transverse de l'électron par le calorimètre électromagnétique. Pour améliorer l'efficacité de reconstruction dans le canal muon, l'impulsion transverse du muon est variée dans l'intervalle de plus ou moins deux fois son incertitude autour de la valeur mesurée (en fait c'est la quantité $1/P_T^{\mu}$ qui est considérée car son erreur est gaussienne). La valeur la plus proche de la valeur centrale pour laquelle une solution physique est obtenue, est choisie. Cela augmente l'efficacité de reconstruction dans le canal muon jusqu'à 95%.

- **Reconstruction du quark *b* :**
Le quark b produit généralement un jet de grande impulsion transverse dans le calorimètre. Néanmoins, des radiations de gluons peuvent engendrer d'autres jets. Il sera donc préférable de considérer la somme de tous les jets de l'événement (de $P_T > 4$ GeV, sans restriction angulaire) dans le calcul du quadrivecteur du quark b. Le système hadronique inclusif n'est pas utilisé car les dépôts d'énergie des débris du proton dans la région avant du calorimètre biaisent l'énergie du candidat b vers les grandes énergies. L'impulsion transverse de la somme des jets de l'événement sera notée P_T^{jets}.

Les quadrivecteurs du lepton, du neutrino et des jets de l'état final étant désormais déterminés, la cinématique des candidats de la présélection W peut dès lors être déduite, notamment la masse invariante du système lepton-neutrino-jets, calculée de la façon suivante :

$$M_{\ell-\nu-jets} = \sqrt{\left(|\overrightarrow{P^{lep}}| + |\overrightarrow{P^{miss}}| + |\overrightarrow{P^{jets}}|\right)^2 - \left(\overrightarrow{P^{lep}} + \overrightarrow{P^{miss}} + \overrightarrow{P^{jets}}\right)^2} \tag{5.3}$$

La cinématique des candidats de la présélection W est présentée dans le tableau 5.1.

5.2.2 Présélection des candidats top

Comme énoncé précédemment, la recherche de production anormale de quark top est effectuée à partir de la présélection W décrite dans le chapitre 4.

Le processus dominant de production du top par FCNC s'effectue à travers une fusion γu produisant un quark t de charge $+2/3$ (la production de $\bar{t}$ *via* une fusion $\gamma\bar{u}$ est d'un facteur 80 moindre). La désintégration $t \to bW^+ (\to \ell^+\bar{\nu})$ ne produit que des leptons chargés positivement. Au contraire, la production de $W^\pm$ dans le Modèle Standard engendre indifféremment des leptons chargés positivement et négativement (la contribution de W^- représente environ 30% de la contribution totale de W). Nous allons donc chercher à rejeter les événements pour lesquels le lepton de l'état final possède une charge négative.

Afin de ne pas rejeter impunément des candidats à cause d'une mauvaise mesure de la charge, cette coupure ne sera effectuée que pour les événements dont la charge est bien mesurée. Dans cette optique, seulement les traces reconstruites dans les détecteurs de traces centraux ($20° < \theta_{track} < 160°$) seront considérées. La charge de la trace est déterminée à partir de sa courbure κ (inversement proportionnelle à l'impulsion transverse de la trace) sous l'effet du champ magnétique qui entoure les détecteurs de traces. La figure 5.3 représente les distributions de $-\kappa/\delta\kappa$ simulées pour la production de W et celle de top (le signe "$-$" permet d'obtenir les charges négatives (positives) dans la partie négative (positives) de la distribution). Pour la production de W, les contributions de W^+ et W^- sont clairement séparées. Afin de garder la meilleure efficacité au signal, la coupure n'est pas effectuée lorsque l'erreur $\delta\kappa$ sur la courbure est supérieure à deux déviations standards : on impose donc $-\kappa/\delta\kappa > -2$.

L'échantillon de "présélection top" est défini comme étant celui résultant de la présélection W, à laquelle sont rajoutées les coupures numériques associées à la reconstruction du neutrino et la coupure en charge décrite ci-dessus.

Après la présélection top, 9 candidats persistent dans le canal électron, pour 8.40 ± 1.06 attendus, et 6 candidats demeurent dans le canal muon, pour 1.88 ± 0.32 attendu.

La présélection top est le point de départ de l'analyse classique en coupures et de l'analyse multivariable.

Numéro des événements	Canal et charge du lepton	P_T^{jets} (GeV)	$M_{\ell-\nu-jets}$ (GeV) Solution contrainte sur la masse M_W	$M_{\ell-\nu-jets}$ (GeV) Solution avec électron diffusé détecté	$E-P_z$ (GeV)
196406 38438	e^+	14	105 ± 4	98 ± 3	55
90264 313	e^-	9	102 ± 3	–	32
268338 70014*	e^+	48	160 ± 6	–	30
269672 66918	e^+	5	115 ± 4	–	58
277699 91265	e^+	3	96 ± 3	–	36
274357 6157	e^+	6	125 ± 9	–	21
275991 29613	e^+	27	144 ± 14	–	40
276220 76295	e^+	0	145 ± 39	–	32
248207 32134*	e^+	43	155 ± 7	–	62
236176 3849	e^+	25	125 ± 5	–	74
252020 30485*	e^+	47	168 ± 8	168 ± 11	55
186729 702*	μ^+	72	176 ± 12	–	25
188108 5066	μ^-	26	146 ± 12	159 ± 6	55
192227 6208	μ^-	64	164 ± 9	–	60
195308 16793	μ	26	112 ± 8	–	37
270132 73115	μ^+	27	147 ± 52	–	33
266336 4126*	μ^+	55	172 ± 10	–	38
251415 43944	μ^+	17	152 ± 13	–	16
253700 90241	μ^+	28	115 ± 6	–	33

TAB. 5.1 – *Impulsion transverse des jets de l'événement P_T^{jets}, masse reconstruite $M_{\ell-\nu-jets}$ du candidat top, et différence entre l'énergie et l'impulsion longitudinale $E-P_z$ de l'événement. La solution en imposant une contrainte sur la masse du système $M_{\ell\nu}$ est indiquée pour tous les événements. Pour trois des événements, l'électron diffusé est détecté et la solution utilisant la contrainte en $E-P_z$ est utilisée. Les événements marqués avec une étoile sont ceux restant après la sélection finale de recherche du top, décrite par la suite.*

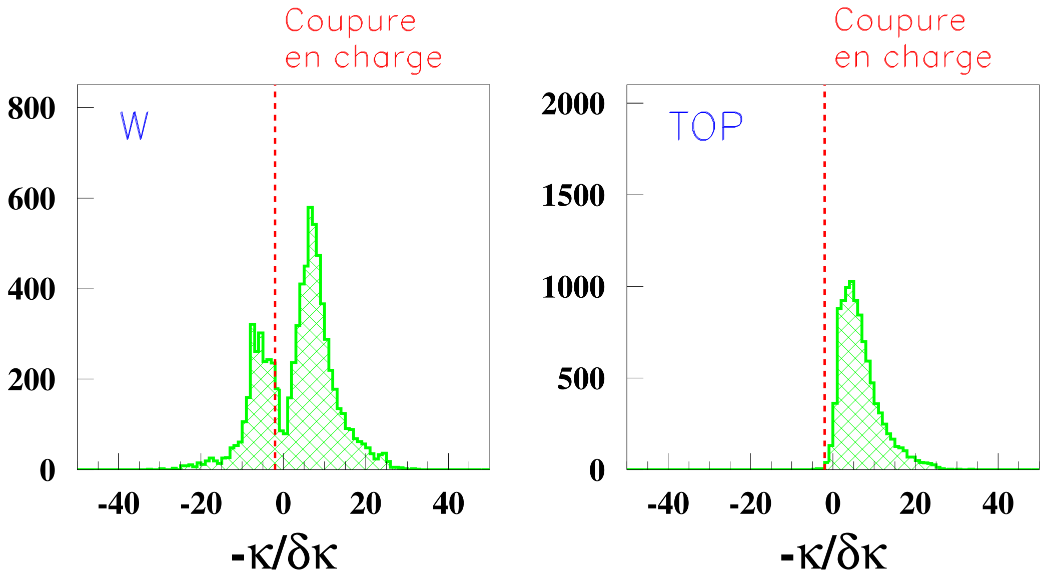


FIG. 5.3 – *Distribution de $-\kappa/\delta\kappa$ pour les Monte-Carlo de production de W (à gauche) et de top (à droite). La ligne en pointillés désigne la valeur de $-\kappa/\delta\kappa$ à laquelle la coupure est effectuée ($-\kappa/\delta\kappa$=-2).*

5.2.3 Choix des variables discriminantes

Il s'agit de définir des variables distinguant la production de top par FCNC ($eu \to et \to ebW$) et la production de W dans le Modèle Standard ($eq \to eqW$), qui sera désormais le principal bruit de fond. Le choix de ces variables sera basé sur les observables décrivant la désintégration du top. La cinématique de la désintégration du quark top $t \to bW$ suivie de $W \to \ell\nu$ peut être décrite par quatre observables si on néglige les angles azimutaux. Ceci est illustré sur la figure 5.4 représentant la désintégration du top et du W dans leurs centres de masse respectifs.

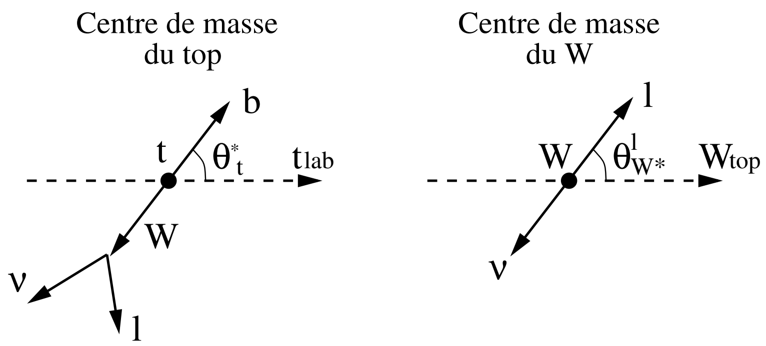


FIG. 5.4 – *Désintégration du top dans son centre de masse (figure de gauche) et désintégration du W dans son centre de masse (figure de droite).*

Les observables considérées sont la masse du top, son angle de désintégration θ^*_t, la masse du W et son angle de désintégration θ^ℓ_{W*}.

* **Masse du top :**
  Elle est approximée par la masse invariante du système lepton-neutrino-jet définie dans l'équation 5.3. Dans les désintégrations du quark top, la masse $M_{\ell-\nu-jets}$ est concentrée sur

la masse du top ($M_{top} = 174.3$ GeV), tandis qu'elle est plus faible dans les désintégrations du W. Cette variable permettra donc de distinguer ces deux processus et sera utilisée comme variable discriminante.

- **Angle de désintégration du top :**
L'impulsion transverse du top étant pratiquement nulle, le quark b résultant de sa désintégration aura quasiment la même impulsion transverse dans le repère du laboratoire que dans celui du centre de masse du top :

$$(P_T^b)_{lab} \simeq (P_T^b)_{CM} \simeq E_b^* \sin\theta_t^* \quad (5.4)$$

Les variables P_T^b et θ_t^* sont donc fortement corrélées, on pourra alors utiliser la variable P_T^b en tant que paramètre libre à la place de θ_t^*. P_T^b est calculé à partir de P_T^{jets} comme expliqué précédemment. La production de W du Modèle Standard est concentrée à bas P_T^{jets} car le jet produit par les débris du proton est de faible impulsion trasnverse. A l'opposé, la production de top est située à grand P_T^{jets} car le jet produit par le quark b dans la production du top est de grande impulsion transverse. La variable P_T^{jets} permettra donc de séparer ces deux processus.

- **Masse du W :**
Elle est déjà utilisée en tant que contrainte pour la reconstruction du neutrino : cela enlève un degré de liberté et elle ne sera dont pas utilisée en tant que variable discriminante.

- **Angle de désintégration du W :**
La distribution du cosinus de l'angle de désintégration du W pour la production de top et celle de W est illustrée sur la figure 5.5.

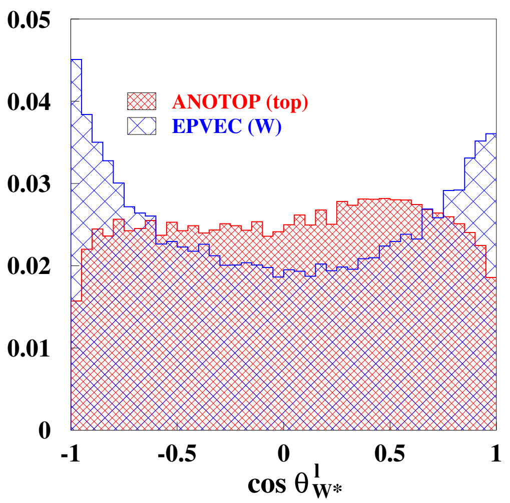


FIG. 5.5 – *Angle de désintégration du W dans son centre de masse au niveau générateur pour les Monte-Carlo ANOTOP et EPVEC (échelle verticale arbitraire).*

La forme des distributions montre un assez bon pouvoir de discrimination. Or, après les coupures sur P_T^{jets} et $M_{\ell-\nu-jets}$, les distributions des deux processus ne seront plus si différentes, c'est pourquoi cette variable ne permettra pas une coupure sèche classique efficace. Ces distributions pourront néanmoins être utilisées dans une analyse multivariable de maximum de vraisemblance comme il sera présenté plus loin.

Les distributions des variables choisies pour séparer la production de top et la production de W sont présentées sur la figure 5.6 pour le Monte-Carlo et pour les données, après la présélection top décrite dans le paragraphe 5.2.2. On constate que certains événements de données ont une cinématique plus compatible avec la production de top qu'avec la production de W.

5.2.4 Méthode classique en coupures

Cette sélection a pour point de départ la présélection top. La production de top et la production de W pourront être différenciées au moyen des variables présentées dans le paragraphe précédent :

- **Impulsion transverse de la somme des jets :**
  On pourra se baser sur la figure 5.6 pour définir la coupure optimale en P_T^{jets} : seuls les événements avec $P_T^{jets} > 30$ GeV seront sélectionnés.
- **Masse invariante du système lepton-neutrino-jets :**
  Les contributions provenant de la production de W sont rejetées en appliquant la restriction $M_{\ell-\nu-jets} > 140$ GeV, comme le justifie la figure 5.6.

Les nombres d'événements prédits et observés obtenus après la présélection W, la présélection top et la sélection finale de recherche du top sont donnés dans la table 5.2.

Canal électron	Données	Modèle Standard	W seulement	Efficacité
Présélection W	11	11.54 ± 1.49	8.17 ± 1.35	55%
Présélection top	9	8.40 ± 1.06	5.72 ± 0.95	53%
Sélection finale	3	0.65 ± 0.10	0.57 ± 0.10	43%
Canal muon	Données	Modèle Standard	W seulement	Efficacité
Présélection W	8	2.92 ± 0.50	2.52 ± 0.49	50%
Présélection top	6	1.88 ± 0.32	1.67 ± 0.32	47%
Sélection finale	2	0.66 ± 0.12	0.58 ± 0.11	42%

TAB. 5.2 – *Nombres d'événements observés et prédits pour la présélection W, la présélection top et la sélection finale de recherche de top par coupures classiques, pour les canaux électron et muon, dans les données $e^{\pm}p$ (118.3 pb^{-1}).*

Sur l'ensemble des données $e^{\pm}p$, 3 événements (2 événements) sont sélectionnés dans le canal électron (muon) après les coupures top, pour une prédiction de 0.65 ± 0.10 (0.66 ± 0.12). Au total, 5 événements sont observés pour seulement 1.31 ± 0.21 prédit : l'excès d'événements observés à grand P_T^X dans la présélection W persiste après la sélection recherchant la production de top. L'efficacité de sélection du top est de 43% (42%) dans le canal électron (muon).

5.2.5 Méthode multivariable

Une analyse multivariable a également été entreprise dans la recherche du top afin d'améliorer l'efficacité de sélection et d'effectuer un ajustement entre le signal et les données expérimentales indépendamment des coupures spécifiques à la recherche du quark top.

La méthode utilisée ici est basée sur la construction d'un estimateur inspiré de la méthode du maximum de vraisemblance. Cette technique d'analyse se base sur la probabilité pour un événement donné d'être du signal ou du bruit.

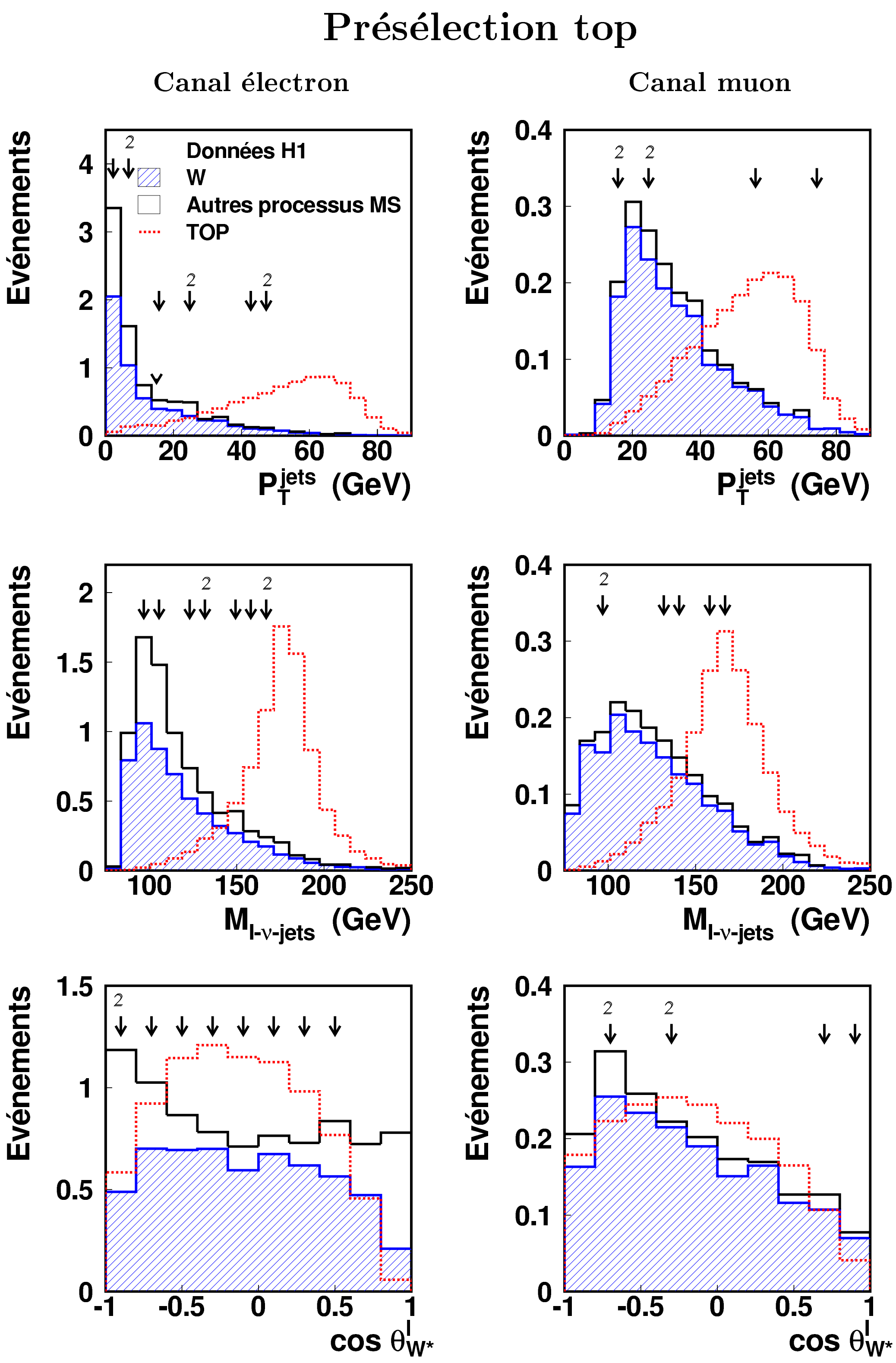


FIG. 5.6 – *Pour chacun des deux canaux, distributions de la somme de l'impulsion transverse des jets P_T^{jets}, de la masse du système lepton-neutrino-jet $M_{\ell-\nu-jets}$ et du cosinus de l'angle de désintégration du W dans son centre de masse $\cos\theta^{\ell}_{W*}$ pour la production de top (histogrammes pointillés), le Modèle Standard (histogrammes pleins) et les données expérimentales (flèches ; les chiffres au-dessus des flèches indiquent le nombre d'événements de données dans l'intervalle concerné). Ces distributions sont effectuées après la présélection top, pour l'ensemble des données de HERA-1* (118.3 pb^{-1}).

Définition de la vraisemblance :

La vraisemblance d'un événement est définie par l'expression suivante :

$$\mathcal{D} = \frac{P_{signal}}{P_{signal} + P_{bruit}} \tag{5.5}$$

P_{signal} et P_{bruit} sont les fonctions de densité de probabilité du signal et du bruit, construites à partir des variables cinématiques discriminantes. Ce sont les probabilités, pour un événement donné, d'être respectivement du signal et du bruit de fond. Par définition, la vraisemblance d'un événement est donc comprise entre 0 et 1 :

$\mathcal{D} = 0 \quad \Rightarrow P_{signal} = 0 \quad \Rightarrow$ Evénement de bruit de fond
$\mathcal{D} = 1 \quad \Rightarrow P_{bruit} = 0 \quad \Rightarrow$ Evénement de signal

Les différentes méthodes :

- **Méthode exacte :**
  Les fonctions de densité de probabilité sont définies de la façon suivante :

$$P_{signal} = P_S^n(x_1, x_2, \cdots x_n) \tag{5.6}$$

$$P_{bruit} = P_B^n(x_1, x_2, \cdots x_n) \tag{5.7}$$

  où n est le nombre total de variables discriminantes $x = (x_1, x_2 \cdots x_n)$ implémentées dans la fonction de vraisemblance afin de différencier au mieux le signal et le bruit de fond.
  La figure 5.7 schématise la densité de probabilité de signal d'un événement dans le cas de deux observables discriminantes : si les distributions de signal des variables d'entrée sont normalisées à l'unité, alors l'aire (comptée en nombre d'événements) correspondant à l'intervalle où se situe l'événement représente la probabilité que cet événement soit du signal (même principe pour le bruit de fond).
  Si l'estimateur est construit à partir de n variables discriminantes, les densités de probabilité sont à n dimensions. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécéssite une grande statistique Monte-Carlo du fait que les intervalles d'un histogramme à n dimensions reçoivent bien moins d'événements qu'un histogramme uni-dimensionnel. C'est pourquoi cette méthode ne sera pas utilisée ici.

- **Méthode standard :**
  Les fonctions de densité de probabilité peuvent être approximées de la façon suivante :

$$P_{signal} = \prod_{i=1}^{n} P_{S_i}(x_i) \tag{5.8}$$

$$P_{bruit} = \prod_{i=1}^{n} P_{B_i}(x_i) \tag{5.9}$$

  où P_{S_i} et P_{B_i} sont les densités de probabilité du signal et du bruit pour la variable i. Ces fonctions ne prennent pas en considération les corrélations entre les variables d'entrée. Cette méthode n'est donc valable que si les variables sont peu ou non corrélées.
  Dans le cas de variables corrélées, les densités de probabilité doivent tenir compte des corrélations entre les variables, et c'est ce qui est proposé par la méthode PCA (*Projection and Correlation Approximation*) exposée dans le point suivant.

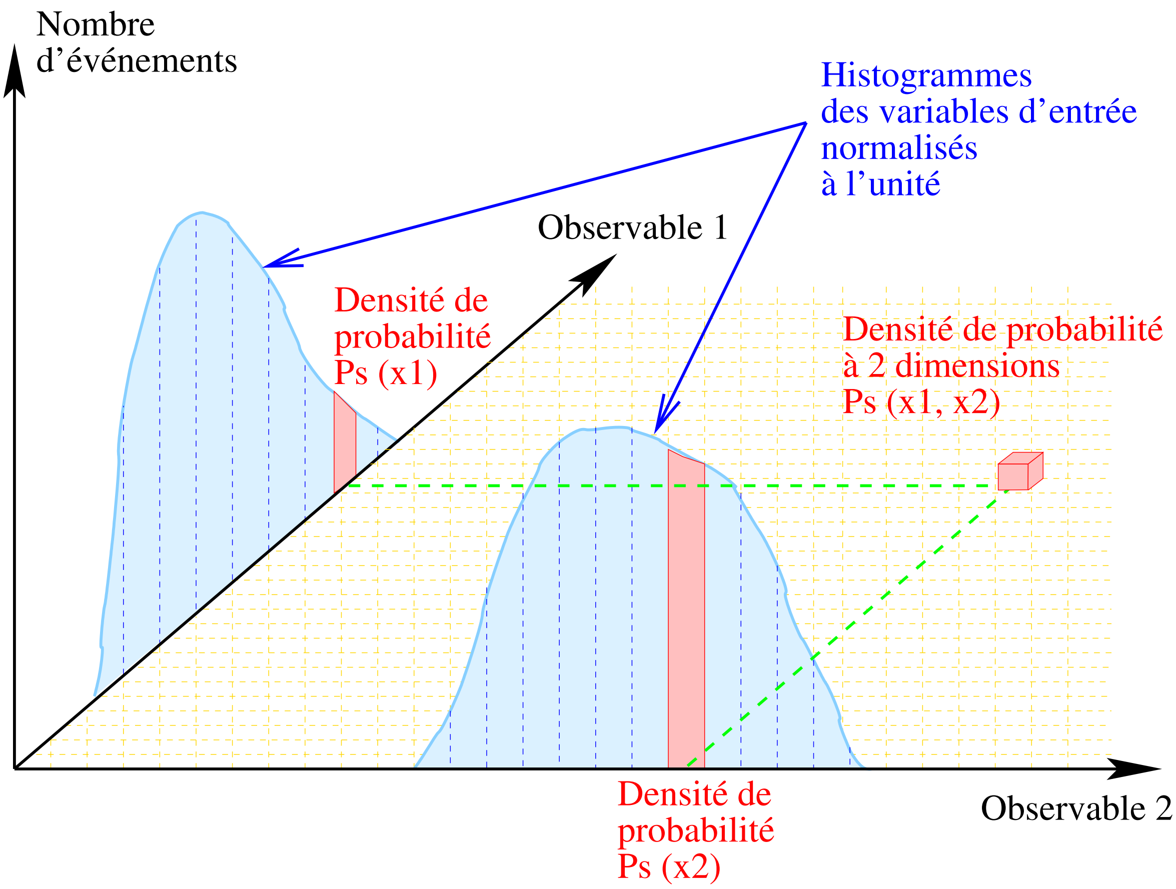


FIG. 5.7 – *Schéma des densités de probabilités propres à chaque variable,* $P_S(x_1) = \int_{x_2} P_S(x_1, x_2)$ *et* $P_S(x_2) = \int_{x_1} P_S(x_1, x_2)$ *dans le cas où l'estimateur est construit à partir de deux variables discriminantes, et densité de probabilité à 2 dimensions correspondante* $P_S(x_1, x_2)$*.*

- **Méthode PCA (Projection and Correlation Approximation) :**
Si les corrélations entre les variables ne sont pas considérées dans la méthode, la vraisemblance résultante présente une efficacité moindre et une sélection moins pure. Des pics erronés peuvent alors en effet apparaître dans les distributions finales de la fonction de vraisemblance. C'est pourquoi il est nécessaire de corriger le produit de probabilités pour tenir compte des corrélations [85].
Une nouvelle fonction de vraisemblance est calculée à partir de nouvelles densités de probabilité définies par :

$$P_{signal} = C(x) \times \prod_{i=1}^{n} P_{S_i}(x_i) \tag{5.10}$$

$$P_{bruit} = C(x) \times \prod_{i=1}^{n} P_{B_i}(x_i) \tag{5.11}$$

où $C(x)$ est un coefficient de correction des corrélations entre les variables $x = (x_1, x_2 \cdots x_n)$. Afin de déterminer ce coefficient, les distributions des variables d'entrée x_i sont transformées en distributions gaussiennes centrées y_i :

$$y_i = \sqrt{2}\ erf^{-1}(2F(x_i) - 1) \tag{5.12}$$

où erf^{-1} est la fonction erreur inverse et $F(x_i)$ est la fonction de cumulation de la variable x_i de fonction de distribution $p(x_i)$:

$$erf^{-1}(x_i) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{x_i} e^{-z^2} dz \tag{5.13}$$

$$F(x) = \frac{\int_{x_{min}}^{x} p(x')dx'}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x')dx'} \tag{5.14}$$

Le coefficient de correction $C(x)$ est défini par :

$$C(x) = \frac{G(y)}{\prod_{i=1}^{n} g(y_i)} \tag{5.15}$$

où $y = (y_1, y_2 \cdots y_n)$ et $G(y)$ est une distribution de probabilité gaussienne à n dimensions, centrée à l'origine, décrite par une matrice de covariance V $(n \times n)$; $g(y_i)$ sont les distributions gaussiennes à une dimension centrée à l'origine pour chaque variable y_i :

$$G(y) = (2\pi)^{-n/2} |V|^{-1/2} e^{-\frac{1}{2} y^T V^{-1} y} \tag{5.16}$$

$$g(y_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} y_i^2} \tag{5.17}$$

Le coefficient de correction devient alors :

$$C(x) = \frac{e^{-\frac{1}{2} y^T (V^{-1} - I) y}}{|V|^{1/2}} \tag{5.18}$$

où I est la matrice identité.
Les fonctions densité de probabilité résultantes sont alors données par :

$$P_{signal} = \frac{e^{-\frac{1}{2} y^T (V_S^{-1} - I) y}}{|V_S|^{1/2}} \prod_{i=1}^{n} P_{S_i}(x_i) \tag{5.19}$$

$$P_{bruit} = \frac{e^{-\frac{1}{2}z^T(V_B^{-1}-I)z}}{|V_B|^{1/2}} \prod_{i=1}^{n} P_{B_i}(x_i) \tag{5.20}$$

Afin de mettre en évidence la supériorité de la méthode PCA sur la méthode standard, différentes comparaisons entre les deux méthodes ont été effectuées et sont présentées dans l'annexe B. Un autre intérêt de la méthode PCA est qu'elle peut être testée par un test de fiabilité quantifiant la qualité de reconstruction des corrélations entre variables. Ce test est décrit en détail dans la même annexe. L'intérêt de la méthode de maximum de vraisemblance par rapport à une analyse classique en coupure y est également présenté. Enfin, des corrections numériques ont été nécessaires pour compenser les limitations statistiques des lots Monte-Carlo utilisés. Ces corrections sont décrites à la fin de cette même annexe.

Sélection et résultats :

De même que pour les coupures classiques, le point de départ de l'analyse multivariable est la présélection top. Seuls sont pris en compte les leptons chargés positivement, suivant la coupure sur la charge décrite dans le paragraphe 5.2.4.

Les variables d'entrée utilisées pour distinguer la production de top de la production de W sont celles décrites dans le paragraphe 5.2.3 : l'impulsion transverse de la somme des jets P_T^{jets}, la masse du candidat top $M_{\ell-\nu-jets}$ et l'angle de désintégration du W dans son centre de masse θ^{ℓ}_{W*}, sont représentée sur la figure 5.6. Ces variables ont été consciencieusement choisies de façon à ce qu'elles soient discriminantes tout en ayant une corrélation entre elles la plus faible et la mieux reconstruite possible à l'aide du test de fiabilité présenté dans l'annexe B. Les corrélations entre ces variables varient de 1 à 68 %. La matrice de corrélation des variables discriminantes pour le signal top est indiquée dans le tableau 5.3.

Canal e	P_T^{jets}	$M_{e-\nu-jets}$	$\cos\theta^{\ell}_{W*}$
P_T^{jets}	1.00	0.61	-0.11
$M_{e-\nu-jets}$	0.61	1.00	-0.12
$\cos\theta^{\ell}_{W*}$	-0.10	-0.12	1.00

Canal μ	P_T^{jets}	$M_{\mu-\nu-jets}$	$\cos\theta^{\ell}_{W*}$
P_T^{jets}	1.00	0.54	-0.13
$M_{\mu-\nu-jets}$	0.54	1.00	-0.05
$\cos\theta^{\ell}_{W*}$	-0.13	-0.05	1.00

TAB. 5.3 – *Matrices de corrélation des variables de discrimination pour le signal top dans le canal électron et le canal muon.*

Les distributions de vraisemblance résultantes sont présentées sur la figure 5.8. On constate que plusieurs candidats de données sont compatibles avec l'interprétation d'une production de quark top, tandis que d'autres sont compatibles avec le scénario de production d'un boson W.

Une coupure inférieure sur les distributions de vraisemblance peut être appliquée pour sélectionner la production de top et rejeter les autres processus du Modèle Standard, dominés par la production de W. La sensibilité de la fonction de vraisemblance peut être étudiée à partir du rapport entre l'efficacité du signal et la racine carrée du nombre de bruit de fond attendu, en fonction de la coupure inférieure sur la vraisemblance. Cette quantité représente un rapport *signal/bruit* tenant compte du fait que la normalisation du signal top est inconnue. Le rapport $\varepsilon_{top}/\sqrt{N_{MS}}$ est illustré sur la figure 5.9.

Le maximum de ces courbes représente le meilleur rapport *signal/bruit*. Néanmoins, afin de comparer les résultats à ceux de la méthode classique en coupures, la coupure sur la vraisemblance est choisie de telle façon que l'efficacité obtenue sur le top soit la même que pour les coupures classiques. Les nombres d'événements observés et attendus après cette coupure sont présentés dans le tableau 5.4. Les chiffres de l'analyse en coupures y sont également indiqués à titre de comparaison. Cette comparaison indique des résultats très similaires pour l'analyse en

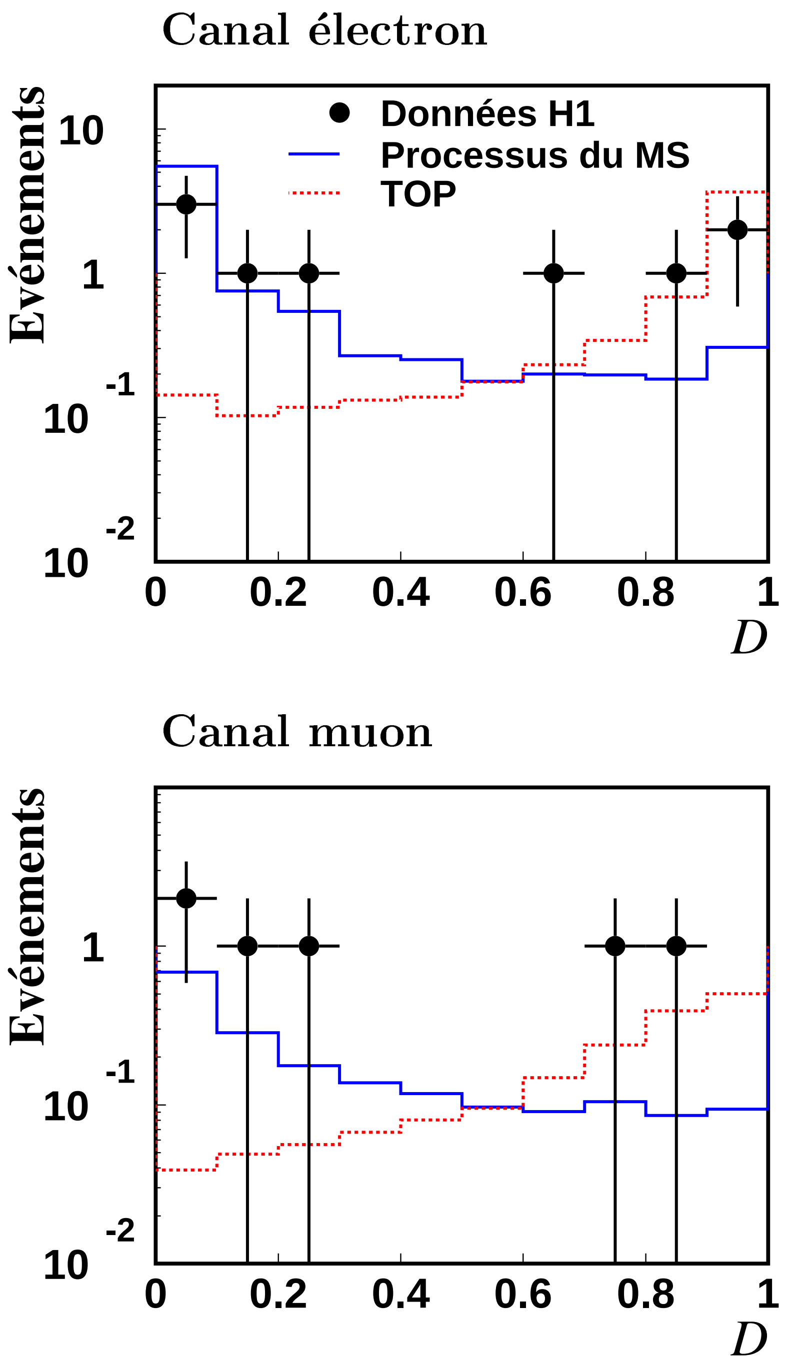


FIG. 5.8 – *Distributions de la vraisemblance $\mathcal{D}$ du signal, du bruit de fond et des données dans le canal électron (figure du haut) et le canal muon (figure du bas), déterminées sur l'ensemble des données $e^{\pm}p$ de HERA-1 (118.3 pb^{-1}).*

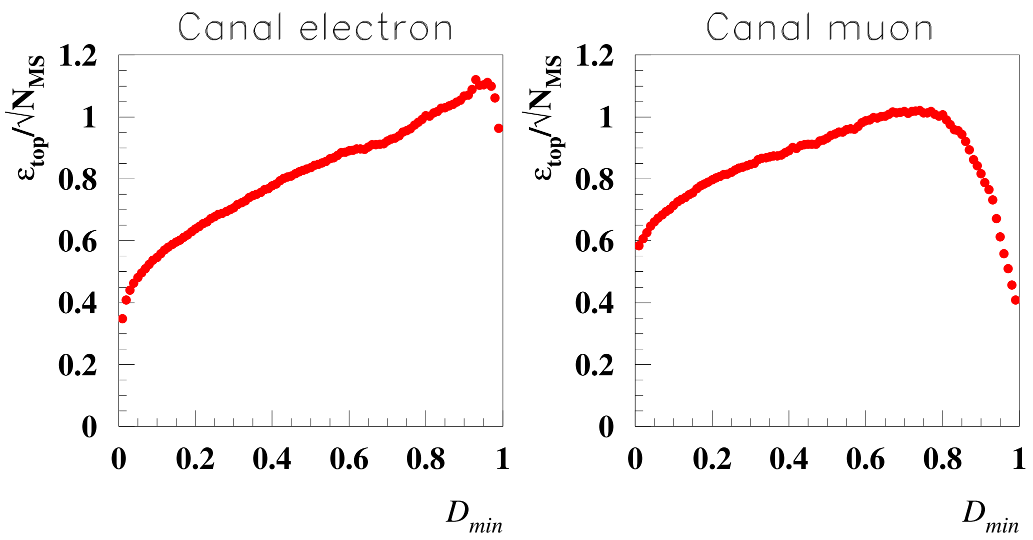


FIG. 5.9 – *Rapport entre l'efficacité du signal top et la racine carrée du nombre de bruit de fond attendu $\varepsilon_{top}/\sqrt{N_{MS}}$ en fonction de la coupure $\mathcal{D}_{min}$ sur la fonction de vraisemblance, pour le canal électron et le canal muon.*

coupures et l'analyse multivariable, bien que l'analyse multivariable élimine légèrement plus de bruit de fond que l'analyse classique.

Canal	Analyse classique		$\mathcal{D} > \mathcal{D}_{min}$		$\mathcal{D}_{min}$	Efficacité
	Données	MS	Données	MS		
Electron	3	0.65 ± 0.10	3	0.62 ± 0.12	0.74	43%
Muon	2	0.66 ± 0.12	2	0.62 ± 0.12	0.39	42%

TAB. 5.4 – *Nombres d'événements observés et attendus pour l'analyse classique en coupures et l'analyse multivariable de maximum de vraisemblance, pour les canaux électron et muon, sur l'ensemble des données de HERA-1 ($118.3pb^{-1}$).*

5.2.6 Compatibilité entre les événements observés et la prédiction

On a vu dans le chapitre précédent qu'à $P_T^X > 25$ GeV, 10 événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sont observés, pour une prédiction de 2.92 ± 0.49. La probabilité que 2.92 ± 0.49 événements fluctuent à l'observation de 10 événements du Modèle Standard a été évaluée à 1.5%.

Ici, la probabilité que le Modèle Standard fluctue à l'observation est abordée de manière plus complète. En effet, on cherche à évaluer la probabilité, quantifiée par un niveau de confiance, que le Modèle Standard fluctue à l'observation, à partir de sa prédiction globale mais aussi à partir du spectre d'une variable discriminante (P_T^{jets} par exemple) : sont alors considérées aussi bien les nombres d'événements prédits et les valeurs de la variable considérée.

On considère alors l'hypothèse que seulement le Modèle Standard contribue aux événements observés. Cette hypothèse est appelée "bruit seulement" où ici le bruit est la contribution du Modèle Standard. Ce paragraphe décrit les différentes étapes pour évaluer le niveau de confiance de cette hypothèse.

- **Construction d'un estimateur :**
Un estimateur ou test statistique F est une fonction qui quantifie la ressemblance au bruit de fond, pour chaque événement réel ou simulé. On peut choisir par exemple les distributions de P_T^{jets} ou de la vraisemblance [1] $\mathcal{D}$ comme estimateur. L'estimateur pour n événements observés sera donc pour chaque méthode :

$$F_{(P_T^{jets})} = \sum_{k=1}^{n} F_k = \sum_{k=1}^{n} (P_T^{jets})_k \tag{5.21}$$

$$F_{(\mathcal{D})} = \sum_{k=1}^{n} F_k = \sum_{k=1}^{n} (\mathcal{D})_k \tag{5.22}$$

- **Fonction de densité de probabilité de l'estimateur :**
Soit $\rho_1(F)$ la fonction de densité de probabilité de l'estimateur F pour une expérience contenant 1 événement. Il correspond au spectre de la variable F du Modèle Standard, normalisé à la surface unité. Pour obtenir la densité de probabilité $\rho_n(F)$ pour une expérience contenant n événements, il est nécessaire de faire des intégrations itératives comme suit :

$$\rho_n(F) = \int \ldots \int \prod_{k=1}^{n} \rho_1(F_k) dF_k \cdot \delta \left(F - \sum_{k=1}^{n} F_k \right) \tag{5.23}$$

- **Probabilité d'obtenir une valeur de l'estimateur :**
Soit n le nombre d'événements observés et b le nombre d'événements attendus. La probabilité d'obtenir une valeur particulière de F est obtenue en affectant un poids à chaque fonction de densité de probabilité $\rho_n(F)$ avec la probabilité de Poisson d'observer n événements si on en attend b :

$$\rho_b(F) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-b} \frac{b^n}{n!} \rho_n(F) \tag{5.24}$$

Pour calculer $\rho_b(F)$, la méthode FFT (*Fast Fourier Transform*) est choisie [86] : $\rho_b(F)$ pourra être calculé analytiquement si $\rho_1(F)$ est donné. Ce calcul est basé sur la transformée de Fourier $\mathcal{F}$. En effet, les intégrations itératives pourront être converties en puissance multiple après une transformation de Fourier :

$$\mathcal{F}[\rho_n(F)] = (\mathcal{F}[\rho_1(G)])^n \tag{5.25}$$

Ainsi :

$$\mathcal{F}(\rho_b(F)) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-b} \frac{b^n}{n!} (\mathcal{F}[\rho_1(G)])^n = e^{b(\mathcal{F}[\rho_1(G)]-1)} \tag{5.26}$$

Il suffit ensuite d'appliquer la transformée de Fourier inverse $\mathcal{F}^{-1}$ pour obtenir $\rho_b(F)$.

- **Calcul du niveau de confiance :**
Le niveau de confiance CL_b dans l'hypothèse "bruit seulement" représente la probabilité que la valeur de l'estimateur F pour les processus du Modèle Standard soit inférieure à la valeur observée F_{obs} dans les données. CL_b est donc obtenu en intégrant la distribution de l'estimateur $\rho_b(F)$ entre 0 et la valeur observée F_{obs} :

$$CL_b = \int_0^{F_{obs}} \rho_b(F).dF \tag{5.27}$$

1. Le discriminant $\mathcal{D}$ contient néanmoins l'hypothèse du signal top, par construction.

$1 - CL_b$ représente la probabilité que les données observées soient décrites par le Modèle Standard.

- **Résultats :**
La densité de probabilité $\rho_b(F)$ et le niveau de confiance correspondant sont représentés sur la figure 5.10 en fonction de l'estimateur F, calculé à partir de la distribution de l'estimateur $\mathcal{D}$, pour les canaux électron, muon et leur combinaison. Cette combinaison est obtenue en sommant les distributions de l'estimateur des canaux électron et muon.

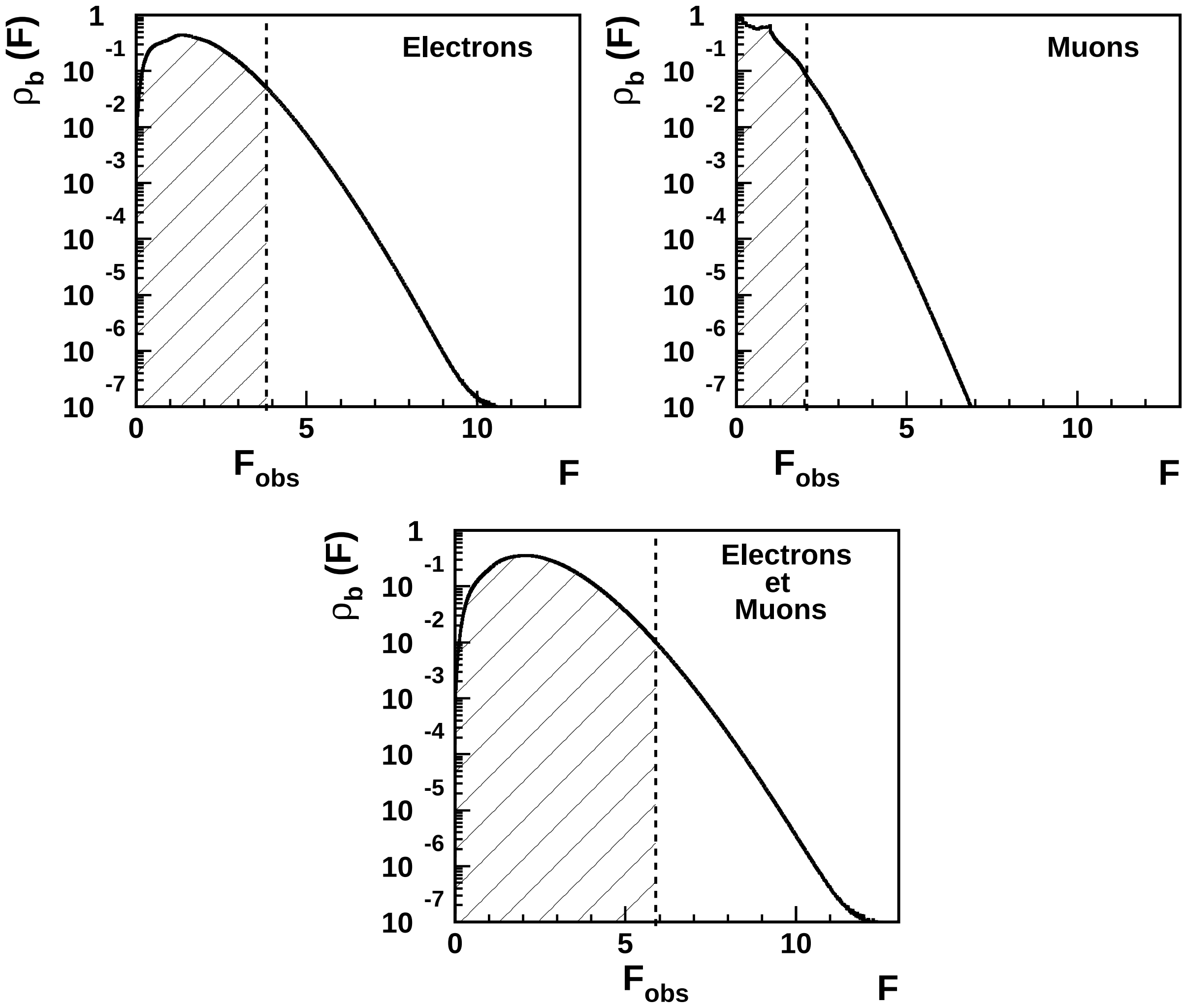


Fig. 5.10 – *Densité de probabilité $\rho_b(F)$ en fonction de l'estimateur F, calculé à partir de la distribution de l'estimateur $\mathcal{D}$, pour les canaux électron, muon et la combinaison des deux. F_{obs} est la valeur observée dans les données. La région hachurée à gauche de F_{obs} représente le niveau de confiance CL_b de l'hypothèse "bruit seulement".*

Les valeurs de $1 - CL_b$ dans les canaux électron et muon, et le canal combiné, obtenus à partir du spectre de P_T^{jets} et de celui de la vraisemblance $\mathcal{D}$ sont présentées dans le tableau 5.5. Ce tableau indique les valeurs de $1 - CL_b$ avec et sans tenir compte des erreurs systématiques. Pour en tenir compte, la distribution de l'estimateur est renormalisée à sa limite supérieure selon la valeur de l'erreur systématique totale. Cela augmente la probabilité $1 - CL_b$ de telle façon qu'il est certain qu'elle n'est pas sous-estimée à cause des erreurs systématiques. Même dans ce cas, cette probabilité reste faible, ce qui nous conforte dans la recherche de signal au-delà du Modèle Standard.

	Spectre de P_T^{jets}		Spectre de vraisemblance $\mathcal{D}$	
$1 - CL_b$	sans syst.	avec syst.	sans syst.	avec syst.
Canal électron	3.9 %	6.4 %	1.8 %	3.1 %
Canal muon	0.8 %	1.5 %	2.6 %	3.8 %
Canal combiné	0.2 %	0.5 %	0.3 %	0.6 %

TAB. 5.5 – *Probabilité $(1 - CL_b)$ que les données soient décrites par le Modèle Standard avec et sans les erreurs systématiques, à partir du spectre de P_T^{jets} et de celui de la vraisemblance $\mathcal{D}$.*

Les probabilités que les données observées soient décrites par le Modèle Standard sont plus faibles dans le canal muon que dans le canal électron car les trois événements muons de plus grande impulsion transverse hadronique ont P_T^{jets} dans un intervalle $50 - 70$ GeV, tandis que pour le canal électron, l'impulsion transverse hadronique P_T^{jets} des trois événements de plus grand P_T^{jets} est comprise dans l'intervalle $40 - 50$ GeV.
Dans le canal électron (muon), le spectre de vraisemblance engendre de plus faibles (grandes) probabilités que le spectre de P_T^{jets}. Cela ne quantifie en rien le pouvoir de discrimination de chaque distribution, car celles du signal ne sont pas exploitées dans le calcul de $1 - CL_b$.

5.3 Canal hadronique de recherche du quark top

Les résultats obtenus dans la recherche du top dans le canal leptonique peuvent être complétés par l'analyse de son canal hadronique de désintégration. Cette étude a été effectuée dans [84] et sera brièvement présentée ici dans un souci de complétude.

Le processus recherché ici est la production anormale de top suivie de sa désintégration hadronique : $t \to bW \to$ suivi de $W \to q\overline{q}'$. Cela conduit à un état final constitué de trois jets de grande impulsion transverse. Les bruits de fond dominants dans cette analyse sont alors la photoproduction (générée par PYTHIA à $Q^2 < 4$ GeV^2) et les courants neutres (générés par RAPGAP à $Q^2 > 4$ GeV^2). Le processus de photoproduction produit des événements dont l'état final est constitué de deux ou trois jets, il constitue donc un bruit de fond irréductible. Les courants neutres interviennent surtout lorsqu'un électron est faussement identifié en jet, ce processus peut donc être rejeté par des coupures appropriées, décrites dans le paragraphe suivant.

5.3.1 Présélection des candidats top et variables discriminantes

Les jets[2] considérés sont restreints à la région angulaire $-0.5 < \eta < 2.5$.

Présélection :

- **Rejet des électrons faussement identifiés en jets :**
  Les jets doivent une fraction électromagnétique inférieure à 90% ou une taille supérieure à 0.1 radian dans le plan (η, Φ). Les électrons engendrent en effet des dépôts électromagnétiques bien plus concentrés que les jets.
- **Sélection de jets de grande impulsion transverse :**
  Les jets de l'événement doivent satisfaire $P_T^{jet1} > 25$ GeV, $P_T^{jet2} > 20$ GeV, $P_T^{jet3} > 15$ GeV.

2. L'identification des trois jets est effectuée par l'algorithme K_T, décrit dans le paragraphe 2.2.3.

1473 événements sont ainsi sélectionnés. Des facteurs de normalisation ont été nécessaires pour ajuster la section efficace de production de photoproduction et de courants neutres des Monte-Carlo aux données : un facteur de 1.29 a été appliqué à PYTHIA et un facteur de 1.40 a été appliqué à RAPGAP.

Les distributions de l'impulsion transverse de chacun des trois jets, de l'énergie transverse totale, de la masse de tous les jets et de la variable $E-P_z$ après cette présélection sont présentées sur la figure 5.11. Elles présentent un très bon accord entre les données expérimentales et le Modèle Standard dans cet échantillon de contrôle de la production de jets hadroniques.

Sélection "trois jets" de grande énergie transverse :

Les désintégrations hadroniques du quark top se trouvent à des impulsions transverses des jets situées dans les queues des distributions en P_T^{jets} de la figure 5.11.

- Pour améliorer le rapport *signal/bruit*, un échantillon à grande impulsion transverse est défini par $P_T^{jet1} > 40$ GeV, $P_T^{jet2} > 30$ GeV, $P_T^{jet3} > 15$ GeV.
- Une coupure est imposée sur l'énergie transverse hadronique totale : $E_T > 110$ GeV.
- Une paire de jets de masse invariante comprise entre 65 et 95 GeV est requise.

A ce stade, 92 événements de données sont sélectionnés pour une prédiction de 92.4 ± 17.0.

Variables discriminantes :

Les événements à trois jets de grande impulsion transverse sont décomposés, afin d'identifier les produits de désintégration du quark top, de la manière suivante :

- Les deux jets dont la masse invariante est la plus proche de la masse du W sont considérés comme étant les jets issus de la désintégration du W.
- Le jet restant est considéré comme étant celui du quark b.

L'étude du Monte-Carlo ANOTOP indique que cette sélection est correcte dans environ 70% des cas. Suivant ces prescriptions, la structure spécifique des désintégrations du quark top est exploitée afin de définir des variables rejetant le bruit de fond :

- L'impulsion transverse du quark b candidat P_T^{jets}.
- L'angle θ_W^* entre le jet de plus basse impulsion transverse parmi les deux jets associés à la production de W et, la direction du W dans le centre de masse du W.

Les distributions de l'impulsion transverse du candidat b, du cosinus de l'angle θ_W^* de désintégration du W et de la masse invariante après la sélection 3-jets sont représentées sur la figure 5.12.

5.3.2 Analyse classique en coupures

A partir de ces distributions, les coupures adéquates sont choisies pour sélectionner la production de top et rejeter les processus du Modèle Standard :

- $P_T^{jets} > 40$ GeV
- $\cos\theta_W^* > -0.75$
- $150 < M_{jets} < 210$ GeV

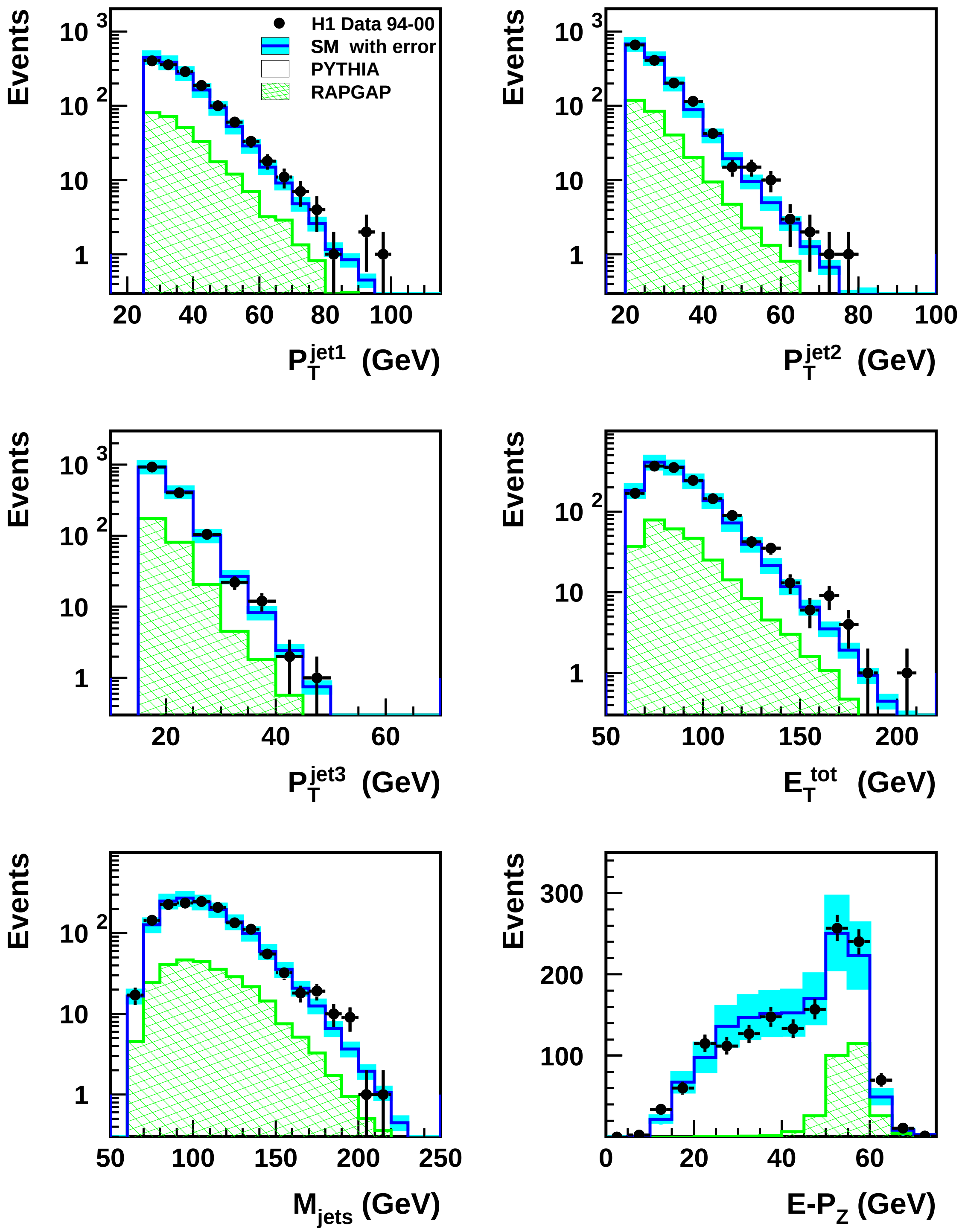


FIG. 5.11 – *Distribution de l'impulsion transverse de chacun des trois jets, de l'énergie transverse totale, de la masse de tous les jets et enfin de $E - P_z$ après la présélection du canal hadronique de recherche du top, pour l'ensemble des données $e^{\pm}p$ de HERA-1 (118.3 pb^{-1})*

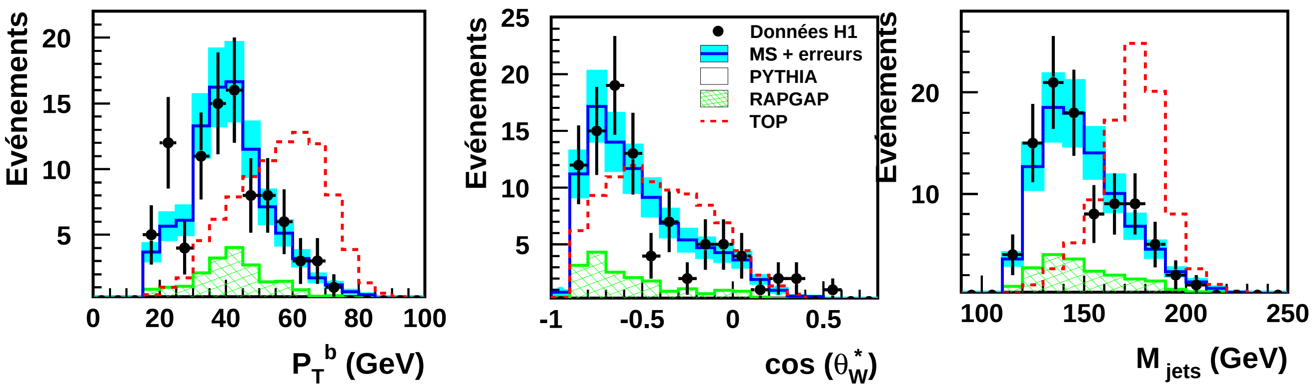


FIG. 5.12 – *Distributions de l'impulsion transverse du candidat b, du cosinus de l'angle θ_W^* de désintégration du W et de la masse invariante après la sélection 3-jets pour l'ensemble des données $e^{\pm}p$ de HERA-1 (118.3 pb^{-1}). La normalisation du Monte-Carlo de production de top en pointillés est arbitraire.*

L'efficacité de cette sélection sur la production de top est de 30%. Elle aboutit à l'observation de 18 événements de données pour 20.2 ± 3.6 prédits par le Modèle Standard, ce qui est en bon accord.

Les erreurs systématiques principales dans cette analyse sont les incertitudes sur la calibration en énergie du calorimètre hadronique et la mesure des angles polaires des jets, estimées à 11%. Les incertitudes dues à la mesure de la luminosité et au système de déclenchement sont négligeables. L'incertitude théorique sur le Modèle Standard dans l'espace de phase considéré est estimée à 10%, elle a été calculée à partir des erreurs statistiques sur les données de la sélection 3-jets, utilisées pour déterminer les facteurs de normalisation des Monte-Carlo. Une incertitude supplémentaire de 10% a été attribuée aux différences de pentes entre données et Monte-Carlo sur les distributions des variables cinématiques. L'erreur systématique totale dans le canal hadronique a ainsi été estimée à 18%.

5.3.3 Analyse multivariable

Les trois variables utilisées dans l'analyse classique en coupures (P_T^{jets}, $\cos\theta_W^*$ et M_{jets}) sont implémentées dans une analyse multivariable similaire à celle utilisée dans le canal leptonique, décrite dans le paragraphe 5.2.5. Les corrélations entre ces variables varient de 4 à 60 %. La distribution de la fonction de vraisemblance obtenue est présentée sur la figure 5.13.

5.3.4 Résultats

De même que pour les canaux leptoniques, on détermine une valeur $\mathcal{D}_{min}$ de vraisemblance pour laquelle on atteint la même efficacité qu'avec l'analyse en coupures. Les résultats pour l'analyse classique et l'analyse multivariable sont présentés dans le tableau 5.6. On constate là encore un bon accord entre les résultats expérimentaux et la prédiction du Modèle Standard.

5.4 Interprétation statistique de l'analyse multivariable

Ce paragraphe décrit l'interprétation statistique des distributions de vraisemblance obtenues dans les canaux leptoniques et hadronique. On considère l'hypothèse de l'existence de production

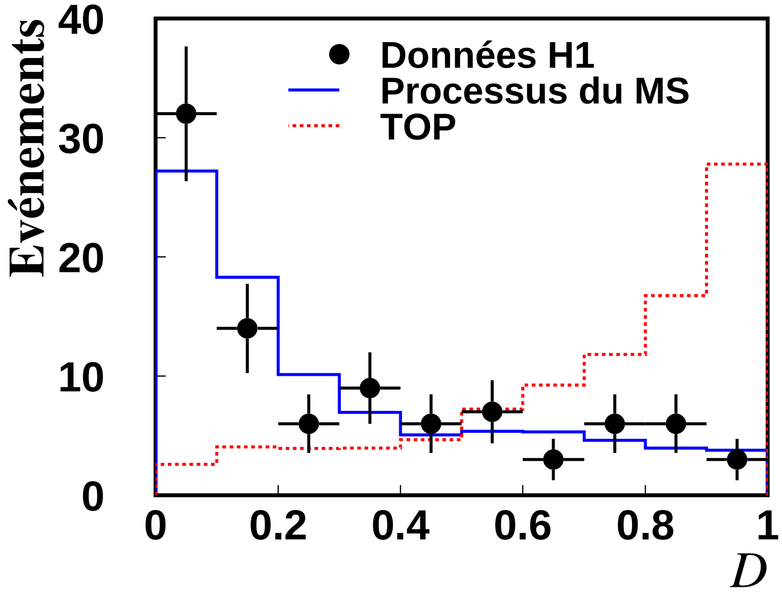


FIG. 5.13 – *Distribution de la vraisemblance obtenue dans le canal hadronique, obtenue à partir des variables d'entrée P_T^{jets}, $\cos\theta_W^*$ et M_{jets}, sur l'ensemble des données $e^{\pm}p$ de HERA-1 (118.3 pb^{-1}).*

Canal	Analyse classique		$\mathcal{D} > \mathcal{D}_{min}$		$\mathcal{D}_{min}$	Efficacité
	Données	MS	Données	MS		
Hadron	18	20.2 ± 3.6	18	18.0 ± 3.2	0.60	30%

TAB. 5.6 – *Nombres d'événements observés et attendus pour l'analyse classique en coupures et l'analyse multivariable de maximum de vraisemblance, pour le canal hadronique, sur l'ensemble des données de HERA-1 (118.3pb^{-1}).*

anormale de top et on cherche la fraction d'événements top observée dans les données en utilisant un ajustement par maximum de vraisemblance sur les distributions de la vraisemblance $\mathcal{D}$.

La compatibilité entre les différents canaux de recherche sera ensuite évaluée. Des limites sur la section efficace de production anormale de top et sur le couplage anormal au vertex $tu\gamma$ seront déterminées. Enfin, les résultats de l'expérience ZEUS seront présentés, et les limites de HERA seront comparées à celles des autres collisionneurs.

5.4.1 Ajustement par maximum de vraisemblance

Cet ajustement sera appliqué aux distributions de signal et de bruit de la vraisemblance $\mathcal{D}$ présentée sur les figures 5.8 et 5.13.

Pour un canal considéré, soient S_k et B_k les nombres de signal et de bruit attendus dans l'intervalle k. Les spectres de signal et de bruit sont ensuite normalisés à l'unité : $\hat{s}_k$ et $\hat{b}_k$ sont les nombres de signal et de bruit attendus dans l'intervalle k, pour les spectres normalisés. Ils sont obtenus de la façon suivante :

$$S_k = S \times \hat{s_k} \tag{5.28}$$

$$B_k = B \times \hat{b_k} \tag{5.29}$$

où S et B désignent les facteurs de normalisation du signal et du bruit respectivement. Soit μ_k le nombre total d'événements attendus dans l'intervalle k :

$$\mu_k = S_k + B_k \tag{5.30}$$

L'ajustement sera effectué sur la distribution de cette variable. Pour cela, on introduit une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ définie comme la probabilité de Poisson d'observer n_k événements de données dans chaque intervalle k du spectre de vraisemblance alors qu'on en attend μ_k :

$$\mathcal{L} = \prod_{k=1}^{n_{bin}} e^{-\mu_k} \frac{\mu_k^{n_k}}{n_k!} \tag{5.31}$$

n_{bin} représente le nombre total d'intervalles du spectre de la vraisemblance $\mathcal{D}$. On ajuste ensuite cette fonction de vraisemblance de façon qu'elle suive aux mieux la distribution des données. Pour cela, on maximise la fonction $\mathcal{L}$, ce qui revient à minimiser la fonction $-2\log\mathcal{L}$ qui sera préférentiellement utilisée car elle suit une loi du χ^2. De plus, elle permet une combinaison implicite des canaux car, les fonctions de vraisemblance pouvant être multipliées, il suffit d'ajouter les fonctions $-2\log\mathcal{L}$ des canaux à combiner. *A priori*, la minimisation de la fonction $-2\log\mathcal{L}$ s'effectue en fonction des deux paramètres de normalisation S et B, mais si la statistique des données est insuffisante (ce qui est le cas dans les canaux leptoniques), l'ajustement ne sera effectué que sur le spectre de signal top, en supposant la normalisation du bruit de fond du Modèle Standard connue.

Pour plus de facilités par la suite, on considère la fonction $-2\Delta\log\mathcal{L}$ qui est égale à la fonction $-2\log\mathcal{L}$ à laquelle on soustrait la valeur minimale :

$$-2\Delta\log\mathcal{L} = -2\left(\log\mathcal{L} - \log\mathcal{L}_{min}\right) \tag{5.32}$$

La distribution de $-2\Delta\log\mathcal{L}$ en fonction de S correspond à la déviation depuis la valeur S_{fit} (procurant le meilleur ajustement, c'est-à-dire le minimum de la fonction), en terme de déviations standards au carré σ^2. Par conséquent, les erreurs statistiques positive δS^+_{stat} et négative δS^-_{stat} de la valeur ajustée ${S_{fit}}^{+\delta S^+_{stat}}_{-\delta S^-_{stat}}$ sont les écarts $|S - S_{fit}|$ correspondant à une valeur de $-2\Delta\log\mathcal{L}$ égale à l'unité :

$$-2\Delta\log\mathcal{L}(S_{fit} \pm \delta S^{+stat}_{-stat}) = 1 \tag{5.33}$$

Le nombre attendu de signal S_{fit} après ajustement peut ensuite être converti en terme de section efficace de production anormale de top. La section efficace étant calculée pour deux énergies différentes dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 300$ GeV et $\sqrt{s} = 318$ GeV), il sera nécessaire de considérer une énergie effective $\sqrt{s_{eff}}$:

$$\sigma_{eff} = \frac{S_{fit}}{\varepsilon_{top} \cdot BR \cdot \mathcal{L}_{data}} \tag{5.34}$$

où $\mathcal{L}_{data}$ représente la luminosité des données, BR le rapport d'embranchement du canal de désintégration considéré, et enfin ε_{top} l'efficacité de sélection du signal top.

Sachant que $\sigma^{300}_{top}/\sigma^{318}_{top} = 0.68$ [87], on peut en déduire la section efficace à $\sqrt{s} = 318$ GeV :

$$\sigma_{318} = \sigma_{eff} \cdot \frac{\mathcal{L}_{data}}{0.68\mathcal{L}^{300} + \mathcal{L}^{318}} \tag{5.35}$$

Cet ajustement est appliqué aux trois canaux de recherche de top (électron, muon et hadron) en tenant compte des erreurs statistiques seulement.

- **Canaux leptoniques :**
  A cause du manque de précision statistique dans les données, seule la normalisation du signal sera ajustée en tant que paramètre libre. En effet, la prédiction du bruit de fond dans le canal leptonique est déjà suffisamment fiable, il n'est donc pas souhaitable de recalculer une prédiction de bruit de fond à partir des données, d'autant que l'erreur statistique engendrée par un tel ajustement entrainerait un résultat moins précis.
  La fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$ est représentée sur la figure 5.14 en fonction de la normalisation du signal S, pour chacun des deux canaux leptoniques.

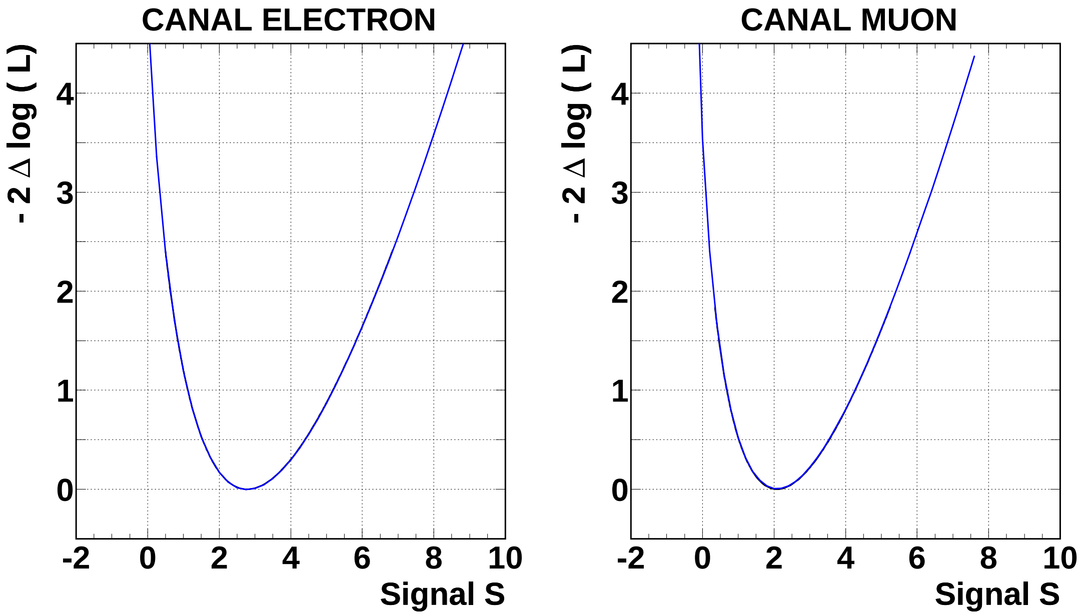


FIG. 5.14 – *Ajustement $-2\Delta \log \mathcal{L}$ en fonction de la normalisation du signal S, pour les canaux électron (figure de gauche) et muon (figure de droite).*

On obtient :

	Signal S_{fit}	Section efficace σ_{318} (pb)
Canal électron :	$2.8^{+2.4}_{-1.7}$	$0.46^{+0.40}_{-0.27}$
Canal muon :	$2.1^{+2.2}_{-1.4}$	$0.39^{+0.41}_{-0.26}$

Dans l'interprétation de production de quark top, un bon accord entre les résultats obtenus dans les canaux électron et muon est observé.

- **Canal hadronique :**
  Ici la précision statistique des données est plus importante que pour les canaux leptoniques, on pourra donc également ajuster la quantité de bruit de fond en tant que paramètre libre. Cet ajustement est d'autant plus souhaitable que la connaissance du bruit de fond de photoproduction, intervenant dans ce canal, est limitée par l'absence de corrections NLO dans le générateur Monte-Carlo.
  L'ajustement aura alors les deux paramètres S et B. La fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$ est représentée

sur la figure 5.15 en fonction de S avec B fixe et B libre. Le contour à 1 σ de $-2\Delta \log \mathcal{L}$ en fonction de B est S est également représenté.

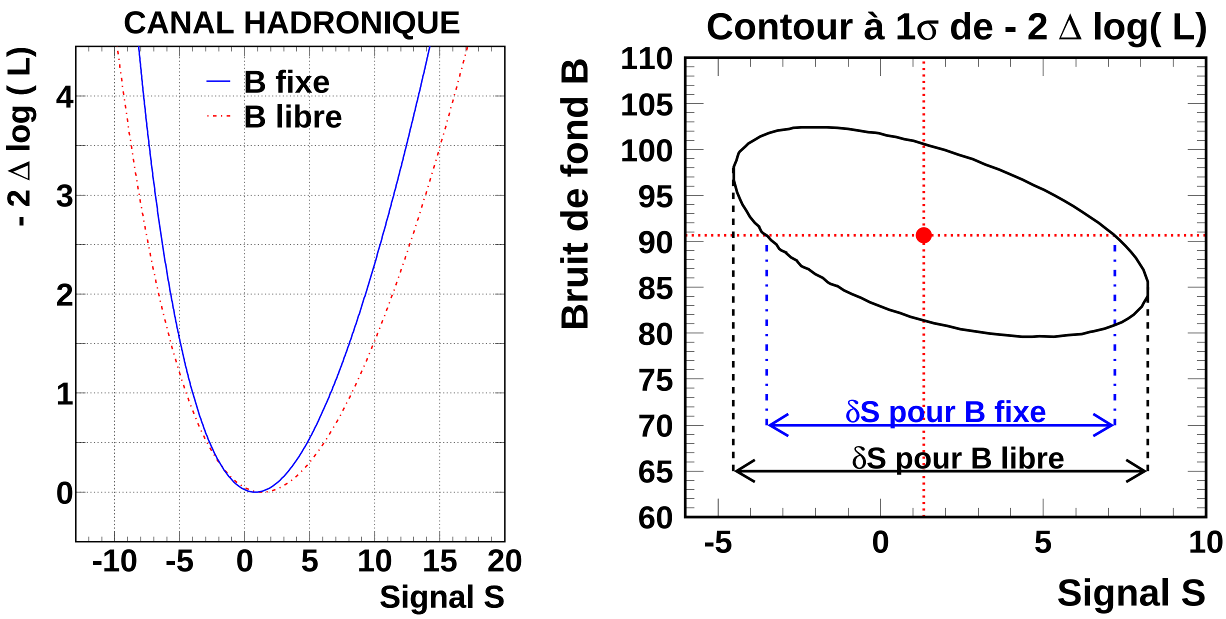


FIG. 5.15 – *Ajustement $-2\Delta \log \mathcal{L}$ en fonction de la normalisation du signal S, pour le canal hadronique, en conservant la normalisation au bruit B fixe et en variant B (figure de gauche). Contour bi-dimensionnel de la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$ à 1 σ en fonction des normalisations au signal et au bruit S et B (figure de droite).*

On obtient :

	Signal S_{fit}	Bruit B_{fit}	Section efficace σ_{318} (pb)
Canal hadron :	$1.3^{+6.9}_{-5.8}$	$90.7^{+11.8}_{-11.0}$	$0.05^{+0.23}_{-0.20}$

Le canal hadronique présente un bon accord entre les données et la prédiction du Modèle Standard. La quantité de signal prédite est faible et peut être considérée nulle aux erreurs statistiques près.

5.4.2 Prise en compte des erreurs systématiques

Jusqu'ici, seules les erreurs statistiques étaient considérées dans la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$. Afin de tenir compte également des erreurs systématiques, on commence par approximer cette fonction par une autre, $f(S)$, constituée de deux paraboles, chacune décrivant un côté de la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$, dont le minimum est obtenu pour la valeur S_{fit} :

$$f(S) = (S - S_{fit})^2 \cdot \frac{1}{(\Delta S^+_{stat})^2} \quad \text{pour } S \geq S_{fit} \tag{5.36}$$

$$f(S) = (S - S_{fit})^2 \cdot \frac{1}{(\Delta S^-_{stat})^2} \quad \text{pour } S < S_{fit} \tag{5.37}$$

Cela permet d'approximer de façon gaussienne les deux côtés de la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$ tout en conservant son asymétrie. Les quantités ΔS^-_{stat} et ΔS^+_{stat} sont les largeurs des demi-paraboles, choisies [3] égales aux demi-largeurs de la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$ telles que $-2\Delta \log \mathcal{L} = 2.69$. Cette façon de paramétriser les deux paraboles fournit la meilleure approximation pour extraire une limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur la production de top. Les quantités ΔS^-_{stat} et ΔS^+_{stat} sont schématisées sur la figure 5.16. Elles sont proportionnelles aux erreurs statistiques.

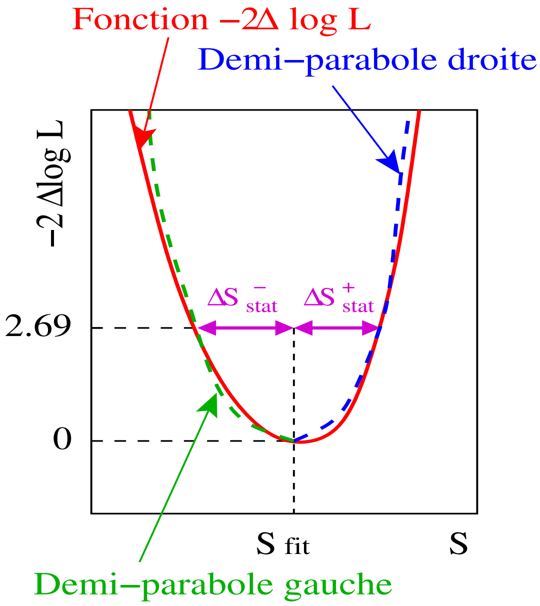


FIG. 5.16 – *Schéma représentant le choix des largeurs des demi-paraboles utilisées pour approximer la fonction $-2\Delta \log \mathcal{L}$. Ces largeurs sont déterminées pour la valeur $-2\Delta \log \mathcal{L} = 2.69$.*

Les erreurs statistiques $\delta S^{\pm}_{stat}$ à 1 σ approximées vérifient donc $\Delta S^{\pm}_{stat} = 1.64 \times \delta S^{\pm}_{stat}$. On peut désormais facilement inclure une erreur systématique sur le signal S en jouant sur la largeur de la fonction approximée, à travers la combinaison en quadrature de l'erreur statistique avec l'erreur systématique :

$$\delta S^{\pm} = \sqrt{{\delta S^{\pm}_{stat}}^2 + {\delta S^{\pm}_{syst}}^2} \tag{5.38}$$

Pour évaluer ces erreurs systématiques, on fait varier chaque quantité expérimentale concernée selon une gaussienne centrée sur sa valeur centrale et de largeur égale à son incertitude systématique. 200 points sont tirés de cette gaussienne, ceci pour chaque quantité variée. 200 distributions de vraisemblance sont alors obtenues pour chaque variable. Seuls les Monte-Carlo sont variés, les événements de données ne sont déplacés sur le spectre de vraisemblance qu'à travers la variation de ces Monte-Carlo. L'ajustement par maximum de vraisemblance est effectué pour chacune des 200 distributions de vraisemblance, ce qui engendre 200 valeurs de signal normalisé S_{fit}. La distribution de ces valeurs est gaussienne et la largeur de cette gaussienne donne accès à l'erreur systématique de la quantité concernée. Cette erreur peut ensuite être convertie en terme de section efficace de production de top.

L'effet de l'addition des erreurs systématiques dans l'ajustement est présenté sur la figure 5.17 représentant l'ajustement $-2\Delta \log \mathcal{L}$ en fonction de la section efficace de production du top, pour chacun des canaux.

On constate que dans les canaux électron et muon, les incertitudes totales sont complètement dominées par l'erreur statistique, tandis que le canal hadronique subit une influence non négligeable

3. Dans l'approximation gaussienne, la fonction de vraisemblance vérifie $-2\Delta \log \mathcal{L} = -2 \log \mathcal{L}(S_{fit} + n\sigma) + 2 \log \mathcal{L}(S_{fit}) = n^2$ où n représente le nombre de déviations standards auquel l'erreur est déterminée. Une exclusion à 95% de niveau de confiance correspond à une variation du signal à 1.64 σ [88], d'où $-2\Delta \log \mathcal{L} = 1.64^2 = 2.69$.

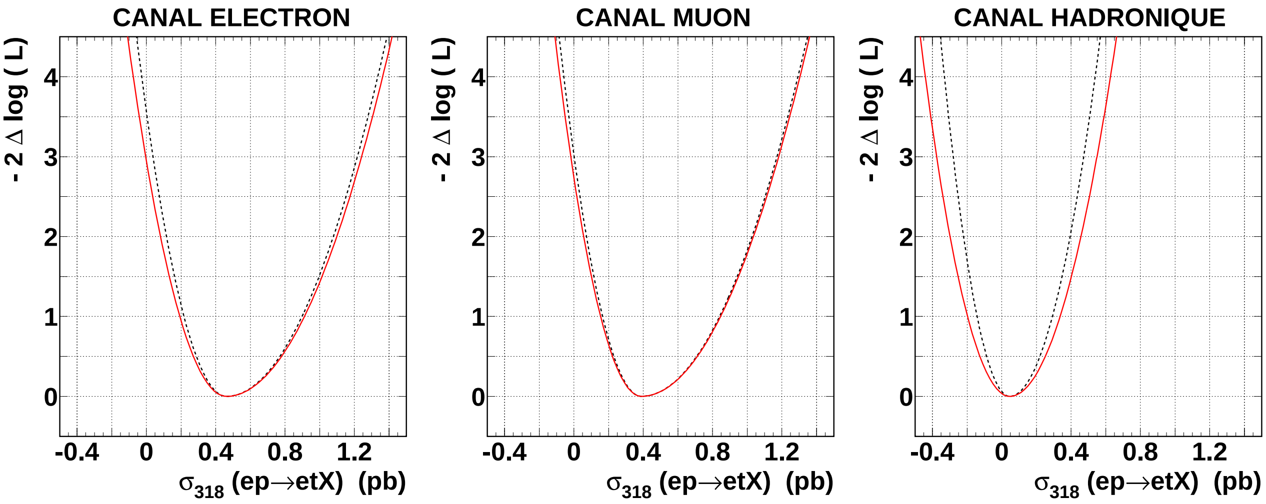


FIG. 5.17 – *Ajustement $-2\Delta\log\mathcal{L}$ en fonction de la section efficace de production du top, pour les canaux électron, muon et hadron. La courbe continue représente la fonction exacte $-2\Delta\log\mathcal{L}$ sans erreurs systématiques, et la courbe en pointillés représente son approximation à deux paraboles, tenant compte des erreurs systématiques.*

de l'erreur systématique. Néanmoins, la largeur de la fonction $-2\Delta\log\mathcal{L}$ reste inférieure pour le canal hadronique que pour chaque canal leptonique, en raison du plus grand rapport d'embranchement (10.68% pour $W \to l\nu$, et 67.96% pour $W \to q\overline{q}'$).

La figure 5.18 représente l'ajustement $-2\Delta\log\mathcal{L}$ en fonction de la section efficace de production du top, pour la combinaison des canaux leptoniques et celle de tous les canaux. La combinaison des canaux électron et muon engendre une fonction $-2\Delta\log\mathcal{L}$ moins large que pour le canal hadronique seul, ce qui montre que la combinaison des deux canaux leptoniques est plus sensible que les deux canaux considérés séparément. De la même façon, la largeur de $-2\Delta\log\mathcal{L}$ obtenue avec la combinaison de tous les canaux est la plus petite d'entre toutes.

Le tableau 5.7 résume les valeurs des erreurs statistiques et systématiques pour chaque canal, ainsi que la quantité normalisée de signal et les sections efficaces qui en résultent.

	$S \pm \delta S$	δS_{stat}	δS_{syst}	$\sigma_{318} \pm \delta\sigma_{318}$	$\delta\sigma_{318,stat}$	$\delta\sigma_{318,syst}$
Canal électron	$2.8^{+2.5}_{-1.8}$	$^{+2.4}_{-1.7}$	± 0.6	$0.46^{+0.42}_{-0.28}$ pb	$^{+0.40}_{-0.27}$ pb	± 0.11 pb
Canal muon	$2.1^{+2.2}_{-1.5}$	$^{+2.2}_{-1.4}$	± 0.4	$0.39^{+0.42}_{-0.27}$ pb	$^{+0.41}_{-0.26}$ pb	± 0.07 pb
Canal hadron	$1.3^{+8.2}_{-7.3}$	$^{+6.9}_{-5.8}$	± 4.4	$0.05^{+0.28}_{-0.24}$ pb	$^{+0.23}_{-0.20}$ pb	± 0.15 pb

TAB. 5.7 – *Quantité de signal normalisée et erreurs statistiques et systématiques correspondantes pour les canaux électron, muon et hadron ; sections efficaces résultantes et erreurs statistiques et systématiques correspondantes pour chaque canal, pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV.*

Les sections efficaces de production anormale de quark top résultant de la combinaison des deux canaux leptoniques et de la combinaison des trois canaux sont les suivantes :

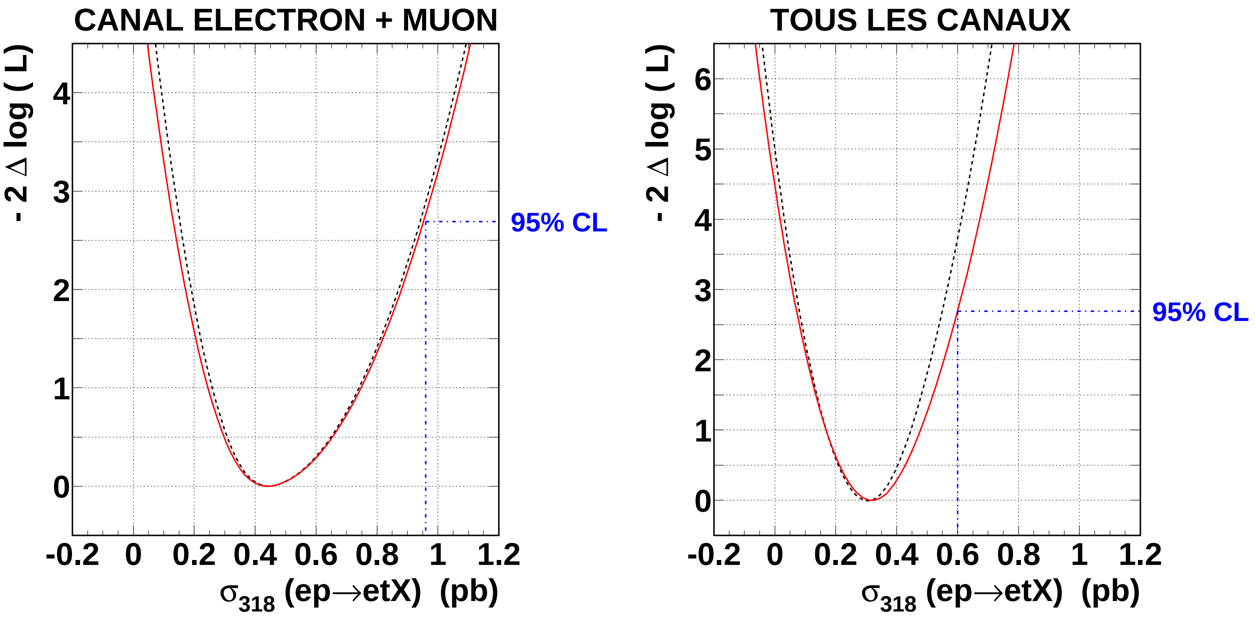


FIG. 5.18 – *Ajustement $-2\Delta\log\mathcal{L}$ en fonction de la section efficace de production du top, pour la combinaison des canaux leptoniques (figure de gauche) et de l'ensemble des canaux (figure de droite). La courbe continue représente la fonction exacte $-2\Delta\log\mathcal{L}$ et la courbe en pointillés représente son approximation à deux paraboles, tenant compte des erreurs systématiques.*

Canal leptonique :	$\sigma_{318} = 0.44^{+0.31}_{-0.19}$ pb
Tous les canaux :	$\sigma_{318} = 0.32^{+0.16}_{-0.15}$ pb

Dans le canal leptonique, la différence entre la section efficace prédite par le Modèle Standard (égale à zéro) et celle mesurée expérimentalement correspond à un peu plus de deux déviations standards, ce qui est insuffisant pour conclure fermement à l'observation de quark top dans les données.

5.4.3 Compatibilité entre les canaux leptoniques et le canal hadronique

Le canal leptonique montre un excès de données à environ 2σ par rapport à la prédiction du Modèle Standard tandis que le canal hadronique montre un bon accord entre les données expérimentales et le Modèle Standard. Néanmoins la sensibilité au signal est plus faible dans le canal hadronique car il est dominé par le bruit de fond. Pour quantifier la compatibilité entre les canaux leptoniques et le canal hadronique, on peut comparer la différence des sections efficaces obtenues dans les canaux leptoniques et hadronique tout en tenant compte des incertitudes respectives sur ces mesures de la façon suivante :

$$\text{Compatibilité} = \frac{\sigma_{318}^{lep} - \sigma_{318}^{had}}{\sqrt{(\delta\sigma_{318}^{lep-})^2 + (\delta\sigma_{318}^{had+})^2}} \simeq 1.2 \tag{5.39}$$

où $\delta\sigma_{318}^{lep-}$ et $\delta\sigma_{318}^{had+}$ sont les erreurs totales respectivement inférieure et supérieure pour les canaux leptoniques et pour le canal hadronique. Les canaux leptoniques et hadronique sont compatibles à 1.2 déviation standard, ce qui signifie qu'ils ne sont pas contradictoires : l'absence de signal dans le canal hadronique n'exclut pas l'interprétation de l'excès observé dans les canaux leptoniques en terme de production de quark top.

5.4.4 Limites d'exclusion sur le couplage anormal du top au vertex $tu\gamma$

En l'absence de signal fermement établi, les trois canaux électron, muon et hadron peuvent être combinés pour calculer une limite supérieure sur la section efficace de production de quark top à HERA. Le rapport d'embranchement de la désintégration $t \to bW$ est considéré égal à 100%. La limite d'exclusion est directement extraite de la figure 5.18 (courbe tenant compte des incertitudes systématiques) : une limite supérieure à 95% de niveau de confiance correspond à la valeur de $-2\Delta \log \mathcal{L} = 2.69$. On obtient :

$$\sigma^{318}_{ep\to etX} < 0.60 \text{ pb à } 95\% \text{ CL} \tag{5.40}$$

La théorie FCNC indique que la section efficace de production anormale de top est proportionnelle au carré de la constante de couplage anormale $\kappa_{tu\gamma}$ [33] :

$$\sigma^{318}_{ep\to etX} \propto \kappa^2_{tu\gamma} \tag{5.41}$$

Le générateur ANOTOP permet le calcul de la section efficace de production anormale de top pour un couplage donné. Par exemple : $\sigma^{318}_{ep\to etX} = 0.093$ pb pour $\kappa_{tu\gamma} = 0.1$. L'extrapolation de la limite sur la section efficace en limite sur le couplage anormal $\kappa_{tu\gamma}$ est alors implicite. La limite résultante est la suivante :

$$\kappa_{tu\gamma} < 0.25 \text{ à } 95\% \text{ CL} \tag{5.42}$$

Les limites obtenues pour l'ensemble des canaux sont résumées dans le tableau 5.8.

Limites d'exclusion à 95% CL	$\sigma^{318}_{t\to etX}$	$\kappa_{tu\gamma}$
Canaux $e+\mu$	< 0.93 pb	< 0.32
Canal hadronique	< 0.51 pb	< 0.23
Tous les canaux	< 0.60 pb	< 0.25

TAB. 5.8 – *Sections efficaces de production du top et limites résultantes sur le couplage anormal $\kappa_{tu\gamma}$ pour les canaux leptoniques, le canal hadronique et la combinaison de tous les canaux.*

La meilleure limite provient du canal hadronique car, bien que le rapport *signal/bruit* y soit moins élevé que pour les canaux leptoniques, il ne présente pas d'excès d'événements de données.

5.4.5 Comparaison aux autres expériences

L'expérience ZEUS [89] :

L'expérience ZEUS a également entrepris la recherche de production anormale de quark top à partir de la recherche d'événements contenant de l'impulsion transverse manquante et un lepton isolé, dans les deux canaux de désintégration du boson W. Cette analyse est brièvement décrite ici.

- **Canal leptonique :**

  * <u>*Sélection :*</u>
  L'espace de phase d'étude de ZEUS contient les événements d'impulsion transverse calorimétrique $P_T^{cal} > 20$ GeV, contenant un lepton isolé d'impulsion transverse $P_T^{lep} > 5$ GeV, d'angle polaire compris dans la région $17° < \theta < 115°$ et d'isolation $D_{jet} > 1$ rad et $D_{track} > 0.5$ rad. De plus, un jet d'énergie transverse supérieure à 5 GeV, de taille supérieure à 0.1 rad et de fraction électromagnétique inférieure à 0.9 est requis. Diverses coupures de réjection de bruit de fond sont également appliquées.
  * <u>*Résultats :*</u>
  L'efficacité de sélection à $P_T^{jets} > 40$ GeV s'élève à environ 34%. Les nombres d'événements obtenus sont présentés dans le tableau 5.9. ZEUS observe deux candidats à $P_T^{jets} > 25$ GeV en bon accord avec la prédiction du Modèle Standard. Dans le canal muon, 5 événements sont observés à $P_T^{jets} > 25$ GeV pour 2.75 de prédiction.

	Canal électron	Canal muon
	Observé / attendu (%W)	Observé / attendu (%W)
$P_T^{jets} > 25$ GeV	2 / $2.90^{+0.59}_{-0.32}$ (45%)	5 / $2.75^{+0.21}_{-0.21}$ (50%)
$P_T^{jets} > 40$ GeV	0 / $0.94^{+0.11}_{-0.10}$ (61%)	0 / $0.95^{+0.14}_{-0.10}$ (61%)

TAB. 5.9 – *Nombres d'événements observés et attendus par l'expérience ZEUS dans la sélection d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante (données $e^{\pm}p$ 130.1 pb^{-1}).*

- **Canal hadronique :**

  * <u>*Sélection :*</u>
  L'espace de phase est constitué d'événements contenant au moins trois jets dans la région angulaire -1 rad $< \eta < 2.5$ rad, d'énergie transverse supérieure à 40, 25, 14 GeV classée par ordre décroissant. De plus, des fenêtres de coupures sur la masse invariante M_{jj} du candidat W et celle du candidat top M_{3j} ont été appliquées en fonction de la résolution de reconstruction des masses invariantes : $65 < M_{jj} < 91$ GeV et $159 < M_{3j} < 188$ GeV.
  * <u>*Résultats :*</u>
  Cette sélection présente une efficacité de 24 % au signal. 14 événements sont observés dans les données pour 17.6 attendus (données $e^{\pm}p$ 1995-2000, 127.2 pb^{-1}), ce qui est en bon accord.

- **Limites obtenues sur le couplage $\kappa_{tu\gamma}$:**
En combinant les résultats des canaux hadroniques et leptoniques, ZEUS obtient une limite $\kappa_{tu\gamma} < 0.174$ à 95 % de niveau de confiance, ce qui correspond à une limite sur la section efficace de production anormale de top de $\sigma < 0.225$ pb à $\sqrt{s} = 318$ GeV.

Expériences du LEP [90] :

Le LEP est sensible aux couplages anormaux magnétiques κ_{tuZ} et $\kappa_{tc\gamma}$ à travers l'annihilation du positron et de l'électron des faisceaux incidents, comme le montre la figure 5.19.

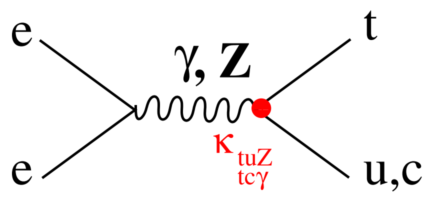


FIG. 5.19 – *Diagramme de production de top par couplage anormal κ_{tuZ} ou $\kappa_{tc\gamma}$ au LEP.*

Expériences du Tevatron [91] :

Les couplages anormaux au quark top peuvent être étudiés au Tevatron à travers la désintégration du quark top, comme illustré sur la figure 5.20. Ils sont également sensibles aux couplages κ_{tuZ} et $\kappa_{tc\gamma}$.

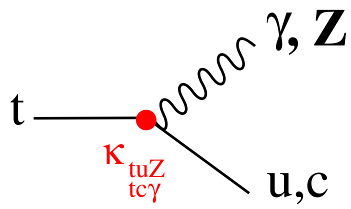


FIG. 5.20 – *Diagramme de production de top par couplage anormal κ_{tuZ} ou $\kappa_{tc\gamma}$ au Tevatron.*

Les limites actuelles sur le couplage anormal magnétique κ_γ pour l'ensemble des expériences étudiant les couplages anormaux au quark top sont indiquées sur la figure 5.21. Les limites de HERA sur le couplage $\kappa_{tu\gamma}$ sont actuellement les plus compétitives.

5.5 Conclusion du chapitre

La recherche de production anormale de quark top avec désintégration leptonique montre que certains événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sont compatibles avec l'interprétation de production de quark top et restent en excès par rapport à la prédiction. Dans le canal hadronique, un bon accord entre les données expérimentales et la prédiction Monte-Carlo est observé. Les canaux leptoniques et hadronique restent compatibles car la sensibilité du canal hadronique est limitée par le bruit de fond de photoproduction.

ZEUS a également effectué une recherche de production de top dans les canaux leptoniques et hadronique et observe dans les deux canaux un bon accord entre les données et la prédiction.

L'ajustement statistique des Monte-Carlo sur les données a permis de déxtraire une section efficace de production de top des données observées. Cette section efficace est non nulle à deux déviations standards. Elle a permis de déduire une limite sur la constante de couplage magnétique $\kappa_{tu\gamma}$. Les limites de H1 et ZEUS sur cette constante de couplage sont actuellement les plus compétitives.

En conclusion, les données de HERA-1 présentent un excès d'événements dans le canal leptonique de recherche du quark top, qui n'est ni confirmé, ni infirmé par le canal hadronique. Il sera nécessaire d'accumuler plus de données pour conclure sur la nature de ces événements.

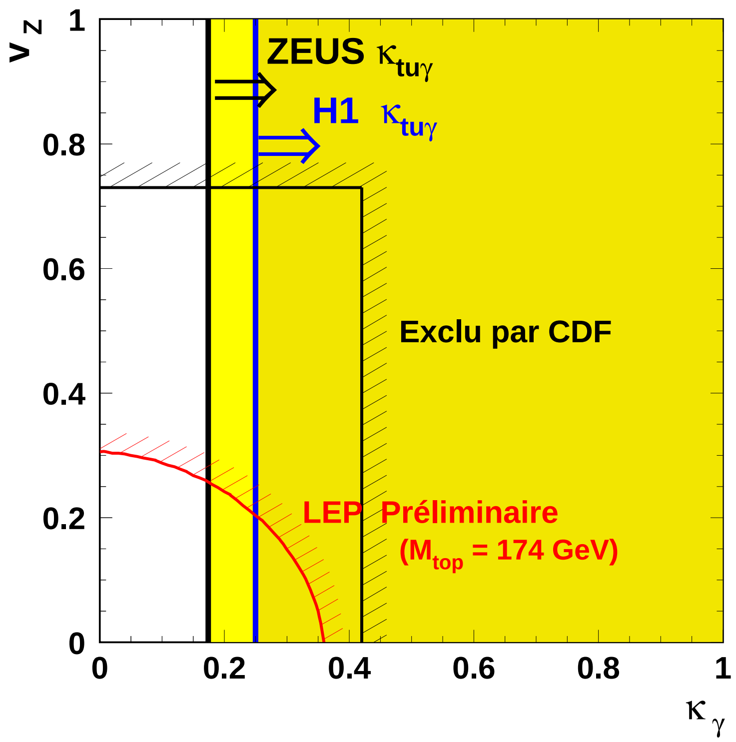


FIG. 5.21 – *Limites d'exclusion sur les couplages κ_γ et v_Z auprès des accélérateurs HERA (expériences H1 et ZEUS), Tevatron (expérience CDF) et LEP. La constante v_z est le couplage vecteur entre le quark top, un boson Z et un quark léger. La constate κ_γ est le couplage magnétique entre le quark top, un photon γ et un quark léger.*

Conclusion et perspectives

Des événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante ont été observés dans les données H1 de 1994 à 1997. Dans cette analyse, basée sur la sélection d'événements contenant un lepton isolé et une impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV, des candidats en excès sont apparus à grande impulsion transverse du système hadronique.

La recherche et l'étude de ces événements en étendant l'espace de phase aux événements de plus faible impulsion transverse manquante (supérieure à 12 GeV) et à l'ensemble des données H1 de HERA-1 (données $e^{\pm}p$ de 1994 à 2000 totalisant une luminosité de 118.3 pb^{-1}) a permis d'améliorer la sensibilité et la précision statistique. Dans les données $e^{+}p$, 10 candidats sont observés dans le canal électron pour 9.85 ± 1.27 prédits, et 8 candidats sont observés dans le canal muon pour 2.56 ± 0.44 prédits.

L'excès est localisé à grande impulsion transverse du système hadronique : pour la combinaison des canaux électron et muon, 10 événements sont observés à $P_T^X > 25$ GeV, pour seulement 2.92 ± 0.49 prédits. Ces résultats ont été comparés à la recherche de boson W dans son canal hadronique de désintégration. Dans ce canal, un bon accord entre les données et le Modèle Standard est observé, mais la sensibilité au signal est plus faible. C'est pourquoi les résultats du canal hadronique restent compatibles avec ceux du canal leptonique dans le cadre d'une interprétation en terme de production de W.

Les événements observés ont été interprétés dans le cadre de l'hypothèse de production anormale du quark top et ont été étudiés par une analyse classique en coupures, puis à l'aide d'une méthode multivariable de maximum de vraisemblance. Ces deux méthodes ont présenté des résultats tout à fait similaires. La méthode multivariable a permis un ajustement entre le signal et les données expérimentales de façon à déterminer la section efficace du processus indépendamment des coupures spécifiques à la recherche du quark top.

Les résultats de cette analyse ont montré que certains candidats sont compatibles avec les caractéristiques attendues du quark top. Néanmoins leur nombre est trop faible pour conclure de façon ferme à une production anormale de quark top. Ce résultat a été complété par la recherche du top dans son canal hadronique de désintégration, pour lequel un bon accord entre l'expérience et la prédiction du Modèle Standard est observé. Cependant, la sensibilité dans le canal hadronique est telle qu'il ne peut pas infirmer l'interprétation des candidats leptoniques en terme de production anormale de quark top. Des limites sur le couplage anormal du top au vertex $tu\gamma$ ont pu être établies. Les limites de HERA sont actuellement les plus compétitives.

Un arrêt complet de HERA pendant l'année 2001 a permis de modifier les caractéristiques du collisionneur afin d'augmenter sa luminosité instantanée et de disposer de faisceaux d'électrons polarisés longitudinalement. Depuis septembre 2002, HERA accumule de nouvelles données. Une luminosité totale de 1 fb^{-1} est espérée pour fin 2006. Ces nouvelles données vont clarifier la situation actuelle en permettant de s'affranchir des limitations de précision statistique. La poursuite de ces analyses sur les données de HERA-2 est donc essentielle pour savoir si nous sommes en présence de nouvelle physique.

Annexe A

Actualisation de l'analyse publiée en 1998

Une première recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante basée sur les données 1994-1997 a été publiée en 1998 [1]. Elle est fondée sur la sélection d'événements d'impulsion transverse calorimétrique supérieure à 25 GeV contenant des traces isolées d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV, pour une luminosité totale de 37 pb^{-1}. Cette analyse a mis en évidence la présence d'événements atypiques à lepton isolé et impulsion tranverse manquante:

- 1 candidat électron observé pour 2.4 ± 0.5 prédits.
- 5 candidats muon observés pour seulement 0.8 ± 0.2 prédits.

Cette annexe présente l'actualisation de cette analyse à l'ensemble des données e^+p de HERA-1 correspondant à une luminosité intégrée de 104.7 pb^{-1}.

Espace de phase général

Les coupures générales sont résumées dans le tableau A.1. Après la détermination de l'espace de phase, des coupures de réjection des courants neutres (CN) et des paires de leptons ($\ell^+\ell^-$) sont appliquées.

Etat final contenant un neutrino et déclenchement	$P_T^{cal} > 25$ GeV
Trace de grande impulsion transverse	$P_T^{track} > 10$ GeV
Région angulaire	$10° < \theta_{lep} < 145°$
Réjection des CN (canal électron)	$E - P_z < 45$ GeV et $\Delta\Phi_{e-X} < 175°$
Réjection des productions de $\mu^+\mu^-$ (canal muon)	Exactement un muon dans l'état final

TAB. A.1 – *Coupures générales de l'analyse publiée en 1998.*

A ce stade, 425 événements sont sélectionnés pour 560.2 ± 153.5 [1] prédits, dominés par les courants chargés comme le montre le tabeau A.2 situé à la fin de cet appendice. Les distributions de P_T^{track}, $\Delta\Phi_{\ell-X}$, θ_{track} et $E - P_z$ sont représentées sur la figure A.1.

L'isolation bi-dimensionnelle des traces de grande impulsion transverse dans les événements sélectionnés est représentée sur la figure A.2 (figure de gauche). Cette figure montre la présence

1. Les erreurs citées ici combinent les erreurs statistiques et systématiques. Celles-ci sont explicitées en détail dans le paragraphe 4.5.5.

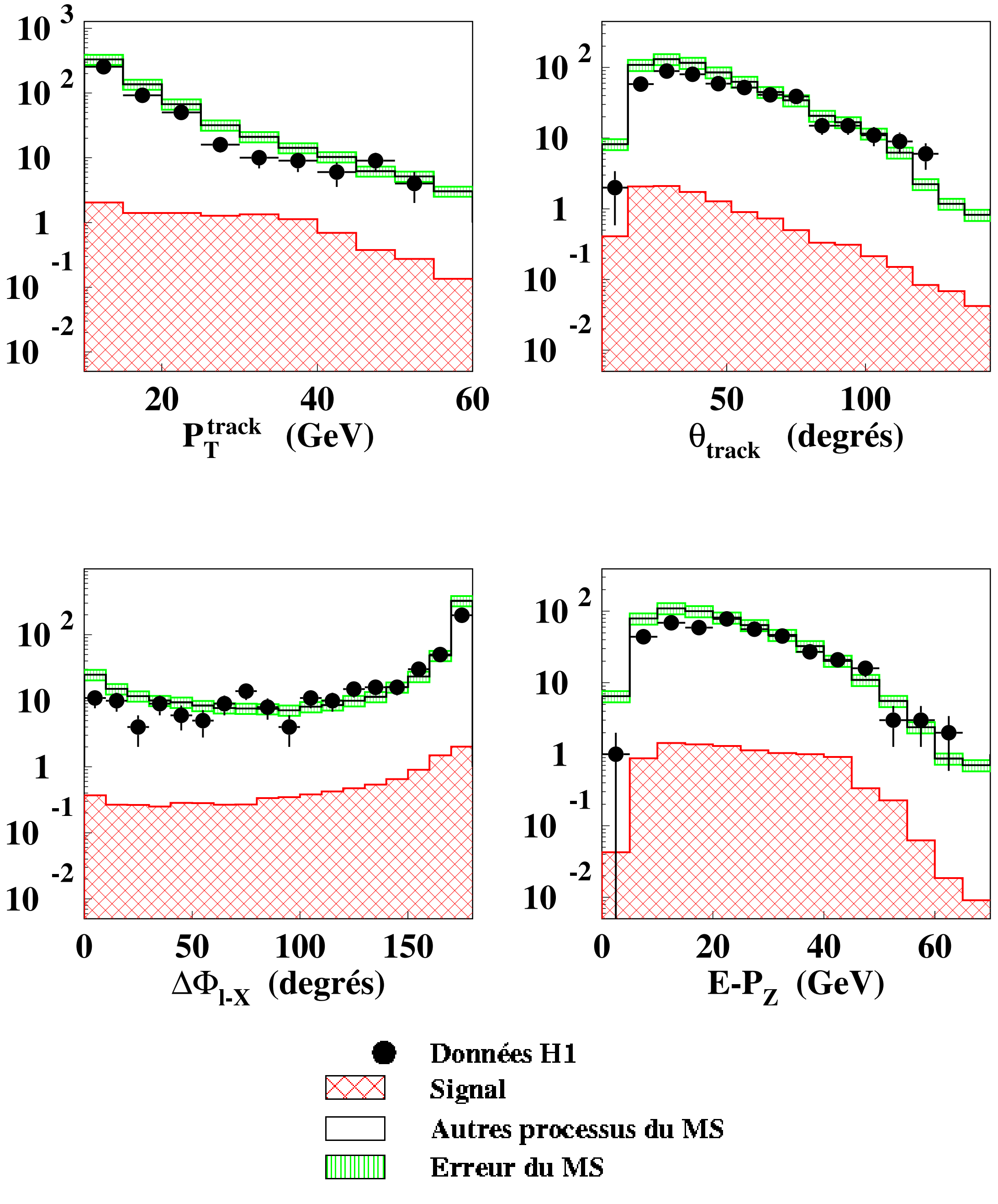


FIG. A.1 – *Distributions de P_T^{track}, θ_{track}, $\Delta\Phi_{\ell-X}$ et $E-P_z$ après la sélection générale de l'analyse publiée en 1998 (données e^+p 104.7 pb^{-1}).*

de plusieurs événements possédant une trace isolée par rapport aux jets et aux autres traces de l'événement.

La contribution principale est celle des courants chargés ayant une faible isolation par rapport aux jets et aux traces de l'événement, pour lesquels la trace de grande impulsion transverse fait partie d'un jet hadronique. La contribution à grande isolation par rapport aux traces mais faible isolation par rapport aux jets provient des courants neutres: si l'électron pénètre dans une zone morte du calorimètre, il peut être identifié comme jet hadronique, sa trace associée se trouve alors à bas D_{jet}, tout en restant isolée par rapport aux autres traces chargées.

Identification des leptons

A partir de cet échantillon dominé par les courants chargés, une recherche de leptons est effectuée. L'algorithme d'identification des leptons est ici plus simple que celui présenté dans le paragraphe 4.1. L'isolation des leptons candidats par rapport aux autres traces et aux jets de l'événement ne sera dans un premier temps pas appliquée, afin de comparer l'isolation des candidats obtenus avec celle du bruit de fond résiduel à différents stades de l'analyse.

- **Identification de l'électron :**
  L'électron est recherché à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre :
  - ∗ L'électron candidat doit satisfaire les critères de l'algorithme d'identification présenté dans le paragraphe 2.2.3.
  - ∗ Le dépôt d'énergie calorimétrique de l'électron dans un cône de 0.5 radian autour de la trace doit être supérieur à 5 GeV et avoir une fraction électromagnétique supérieure à 90%. On s'assure ainsi que la particule est bien de nature électromagnétique.
- **Identification du muon :**
  Une trace est considérée comme appartenant à un muon si son dépôt d'énergie calorimétrique dans un cône de 0.5 radian autour de la trace est inférieur à 5 GeV et si elle est associée à une trace ou un dépôt d'énergie dans le fer instrumenté.

Les nombres d'événements obtenus en rajoutant l'identification des leptons à la sélection sont présentés dans le tableau A.2. On constate que l'échantillon est encore dominé par les courants chargés dans le canal électron, tandis qu'il est déjà dominé par le signal dans le canal muon.

Les variables d'isolation des leptons sélectionnés sont représentées sur la figure A.2 (figure de droite). Quelques événements à courant chargé persistent à faible isolation de la trace, dûs à la fausse identification en lepton d'un dépôt électromagnétique du jet hadronique présent dans les courants chargés.

Isolation des leptons

Pour s'affranchir de ces courants chargés résiduels, seuls les leptons isolés par rapport aux autres traces et autres jets seront considérés : $D_{track} > 0.5$ radian et $D_{jet} > 1$ radian.

Les nombres d'événements obtenus après l'application de tous ces critères de sélection sont résumés dans le tableau A.2. Les résultats de la sélection finale montrent que la prédiction du Modèle Standard est dominée par le signal dans les deux canaux. Le nombre de candidats électrons présente un bon accord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques, tandis que le canal muon montre un excès de candidats de données par rapport à la prédiction.

Quelques distributions de cet échantillon final sont présentées sur la figure A.3. La distribution de P_T^X dans le canal muon montre que l'excès de candidats se situe à grande impulsion

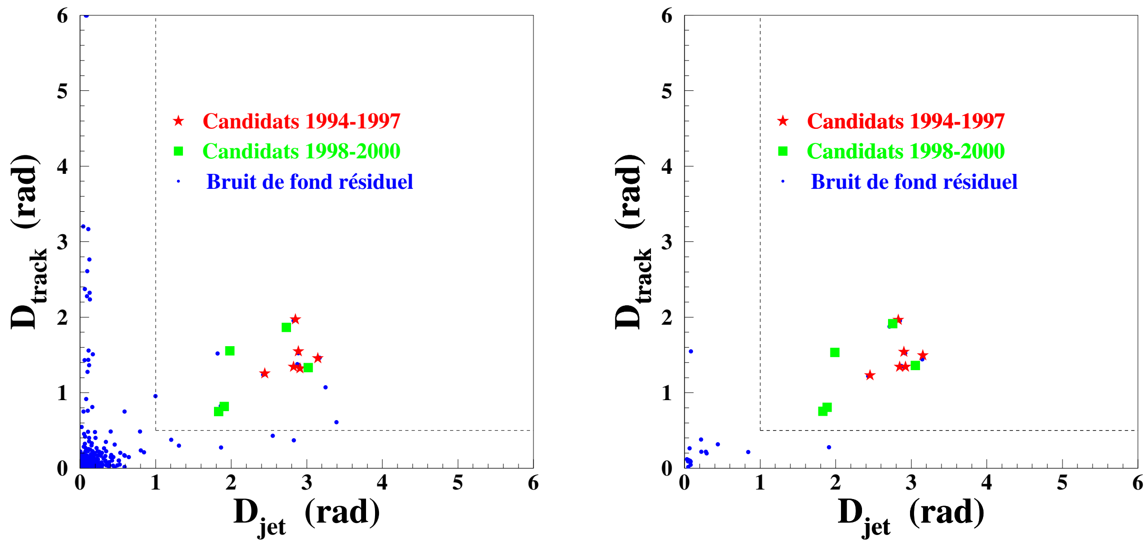


FIG. A.2 – *Isolation D_{track} de la trace par rapport aux jets en fonction de son isolation D_{jet} par rapport aux autres traces de l'événement, pour les coupures générales avant l'identification des leptons (figure de gauche) et après identification des leptons (figure de droite). Du bruit résiduel persiste à faible isolation du lepton dans le canal électron.*

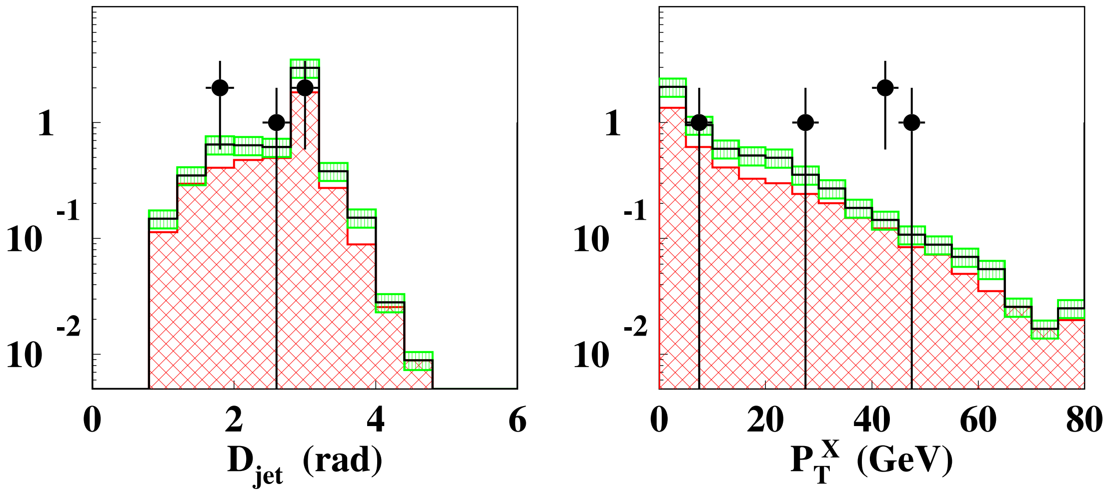
Echantillon	**Données H1**	**MS**	**Signal**	$\ell^+\ell^-$	**CC**	**CN**	γp
Sélection générale	425	560.2 ± 153.5	9.81 ± 1.53	3.34	510.60	31.65	4.81
Identification e	20	33.75 ± 7.33	5.51 ± 0.86	0.63	24.07	3.09	0.45
Identification μ	6	2.61 ±0.35	1.31 ± 0.20	0.91	0.16	0.12	0.11
e isolé	5	5.95 ± 0.72	4.03 ± 0.63	0.46	0.33	1.03	0.10
μ isolé	6	2.03 ± 0.28	1.08 ± 0.17	0.75	0.02	0.12	0.06

TAB. A.2 – *Nombres d'événements observés et prédits aux différents stades de la sélection publiée en 1998 : échantillon général, ajout de l'identification des leptons et échantillons finals de leptons isolés (données e^+p, 104.7 pb^{-1}).*

transverse hadronique, ce qui confirme les résultats publiés sur les données 1994-1997. Par rapport à la publication de 1998, l'analyse actuelle sélectionne, du fait de l'extension de la luminosité, cinq candidats supplémentaires dans le canal électron et un candidat supplémentaire dans le canal muon. Plusieurs des nouveaux candidats électron se situent à grand P_T^X.

Une optimisation de l'analyse a pu être entreprise après 1998 grâce à la meilleure compréhension du détecteur. Cette nouvelle analyse est présentée dans le chapitre 4. La comparaison entre les deux analyses sera effectuée à la fin de ce même chapitre.

Canal électron



Canal muon

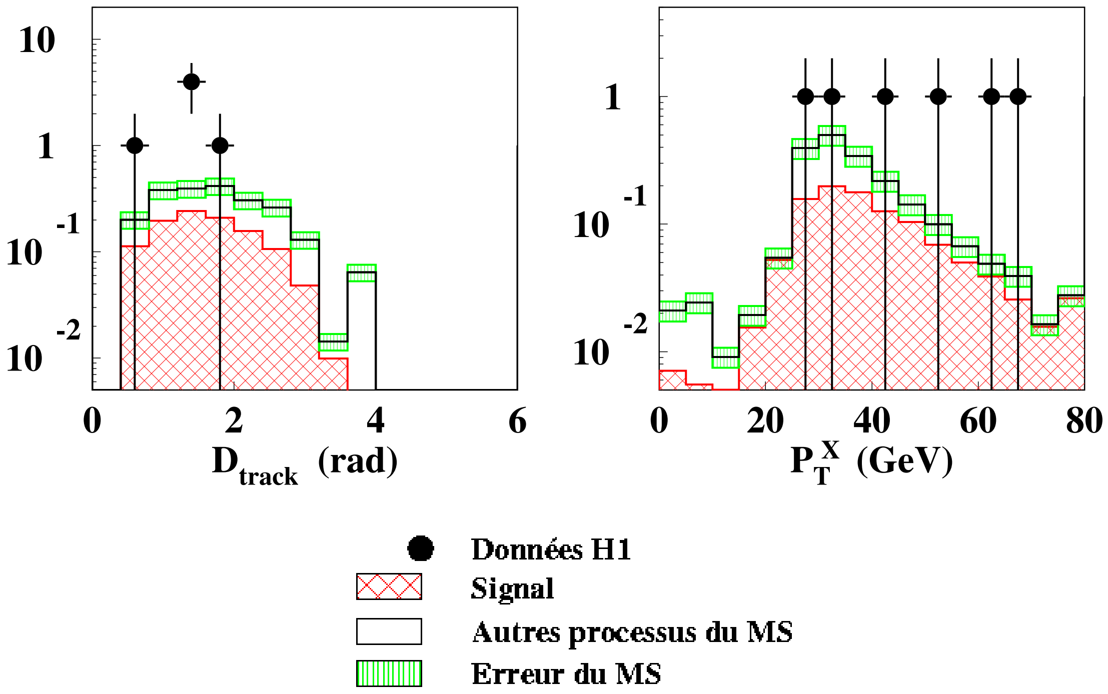


FIG. A.3 – *Distributions de D_{jet} et P_T^X pour le canal électron (figures du haut) et de D_{track} et P_T^X pour le canal muon (figures du bas) après la sélection de 1998 étendue à l'ensemble des données e^+p (104.7 pb^{-1}). Le dernier intervalle de la distribution en P_T^X contient tous les événements dont P_T^X est au-dessus de la limite supérieure de l'histogramme.*

Annexe B

Les méthodes multivariables

Comparaison entre les méthodes standard et PCA

Pour illustrer la différence entre la méthode standard et la méthode PCA, des fonctions tests ont été générées de façon à simuler deux variables d'entrée fortement corrélées (une corrélation de 0.9 a été simulée) pour le signal et pour le bruit. Ces fonctions tests sont illustrées sur la figure B.1.

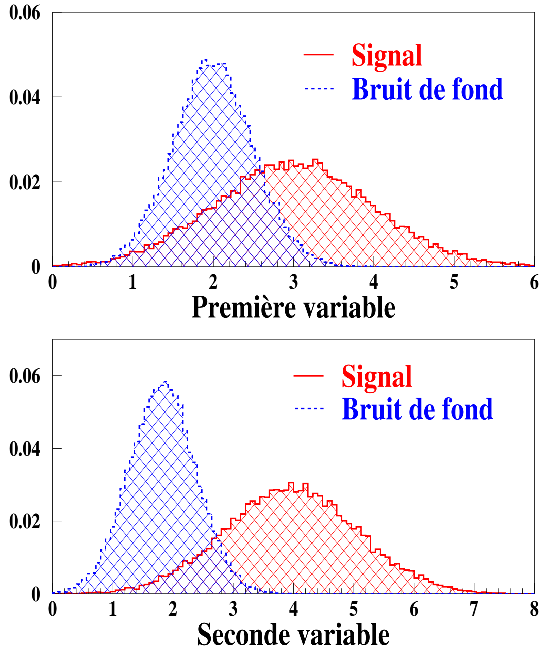


FIG. B.1 – *Distribution des variables simulées par des fonctions tests. Un coefficient de corrélation de 0.9 a été choisi. Les distributions en trait continu (pointillés) représentent le signal (bruit).*

La figure B.2 représente la corrélation réelle etre les deux variables d'entrée, leur corrélation avec la méthode standard (approximant les densités de probabilité par le produit des probabilités des distributions individuelles) et leur corrélation reconstruite et corrigée avec la méthode PCA. Ceci met en évidence la nécessité de tenir compte des corrélations afin de reproduire la réalité physique.

Pour illustrer encore la supériorité de la méthode PCA, il est instructif de calculer l'efficacité et la pureté d'une coupure sur la vraisemblance en fonction de la méthode utilisée.

L'efficacité est définie de la façon suivante :

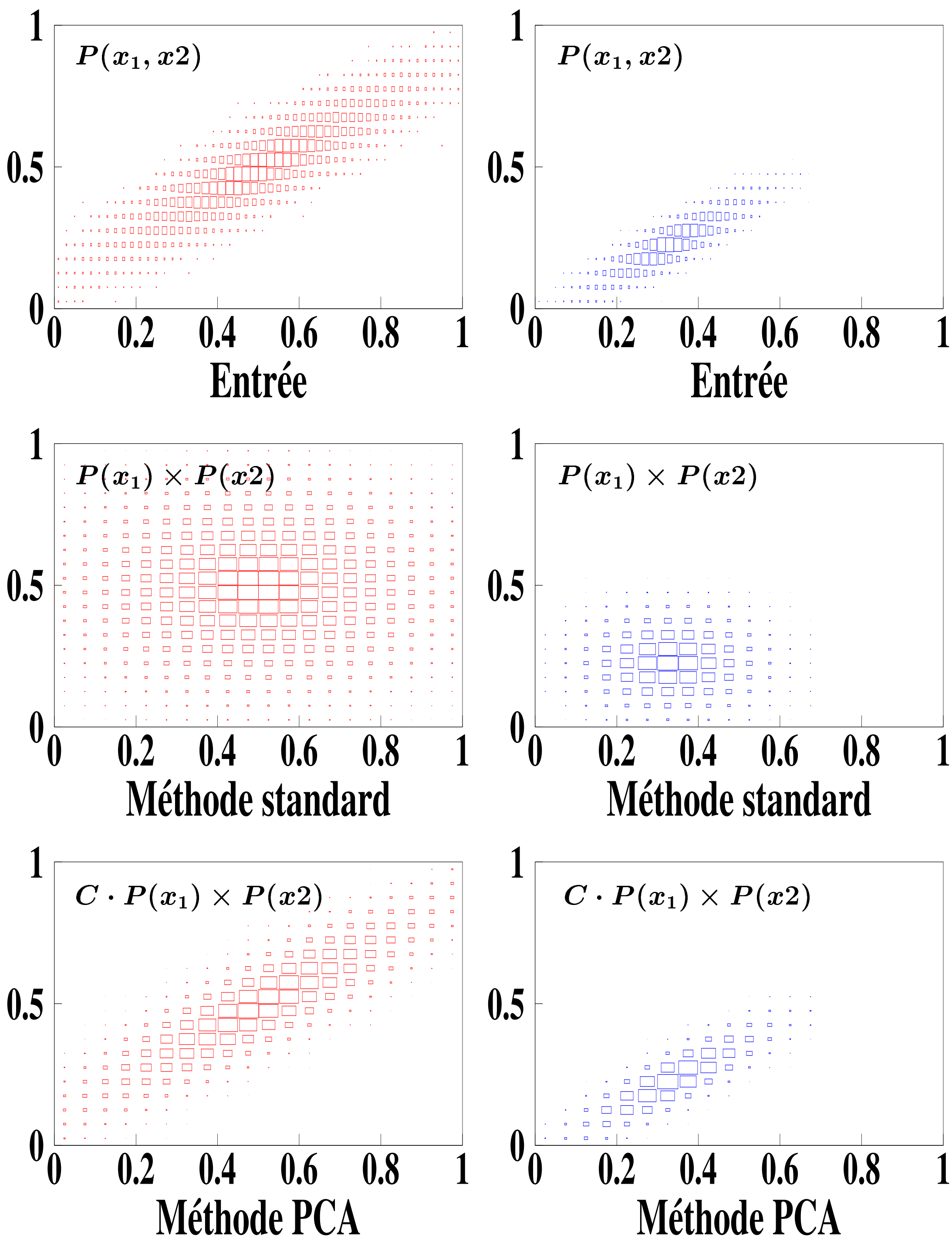


FIG. B.2 – *Corrélation entre les deux variables d'entrée pour le signal (figures de gauche) et le bruit (figures de droite). Les deux figures du haut représentent la corrélation réelle entre les deux variables, celles du milieu la corrélation avec la méthode standard, et enfin celles du bas la corrélation reconstruite avec la méthode PCA.*

$$\varepsilon = \frac{\text{Nombre d'événements de signal après la coupure sur la vraisemblance}}{\text{Nombre d'événements de signal total à l'entrée de la fonction de vraisemblance}} \tag{B.1}$$

Et la pureté :

$$\mathcal{P} = \frac{\text{Nombre d'événements de signal après la coupure sur la vraisemblance}}{\text{Nombre d'événements de signal+bruit après la coupure sur la vraisemblance}} \tag{B.2}$$

Ces quantités (toujours calculées à partir des fonctions tests) sont représentées sur la figure B.3 en fonction de la coupure sur la vraisemblance. Cette figure montre que l'efficacité et la pureté de la fonction de vraisemblance sont toujours supérieures avec la méthode PCA qu'avec la méthode standard.

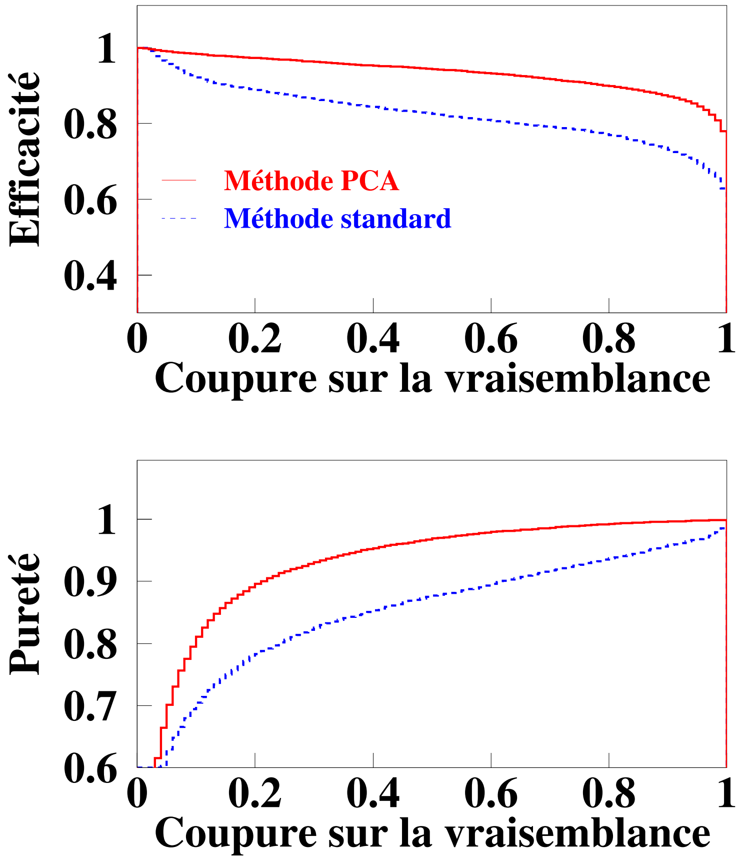


Fig. B.3 – *Efficacité et pureté (à partir des fonctions tests) en fonction de la coupure sur le signal, pour la méthode standard (traits pleins) et la méthode PCA (traits pointillés).*

Test de fiabilité de la méthode PCA

La méthode standard ne tenant pas compte des corrélations entre variables, une erreur est faite dans la détermination de la vraisemblance, et cette erreur n'est pas quantifiable.

Au contraire, dans la méthode PCA il est possible de quantifier l'efficacité de reconstruction des corrélations entre variables. De manière générale, plus les variables sont corrélées, plus il est difficile de reconstruire leur corrélation, néanmoins cette règle n'est pas générale et il est possible d'utiliser des variables d'entrée très corrélées si leurs corrélations sont bien reconstruites.

La reconstruction des corrélations est vérifiée à l'aide d'un test de fiabilité qui consiste à calculer un poids de probabilité pour chaque événement de la façon suivante :

Pour chaque événement candidat, une variable X^2 est calculée selon la formule suivante :

$$X^2 = Y^T V^{-1} Y \tag{B.3}$$

où Y et V sont respectivement la matrice $(n \times n)$ des variables transformées y_i et la matrice de covariance $n \times n$ de ces mêmes variables y_i (voir paragraphe 5.2.5).

Si les événements suivent les fonctions de probabilité P'_{signal} et P'_{bruit} précédemment calculées, alors la variable X^2 suit une loi du χ^2 à n degrés de liberté.

Un poids de probabilité peut alors être déterminé :

$$\omega(X^2) = \int_{X^2}^{\infty} \chi^2(t,n)dt \tag{B.4}$$

Si les événements suivent les densités de probabilité (c'est-à-dire si celles-ci sont bien reconstruites), ω aura une distribution uniforme comprise entre 0 et 1.

L'uniformité de la distribution de ω pourra être quantifiée par un test du χ^2. La limite de fiabilité de la méthode est arbitrairement fixée à un rapport χ^2/n inférieur ou égal à 10.

Ceci est illustré sur la figure B.4 où le poids de probabilité des fonctions tests de signal a été représenté avec une bonne et une mauvaise reconstruction de la corrélation entre les variables. La distribution est plate lorsque la reconstruction est correcte (le rapport χ^2/n est alors de 20.57/19, donc très bon) et une distribution inclinée lorsque la corrélation est mal reconstruite (ce qui correspond à un χ^2/n de 1080/19, ce qui n'est pas acceptable).

Implémentation de la méthode

- **Procédure générale :**
  Au même titre qu'un réseau de neurones, la méthode du maximum de vraisemblance nécessite de tourner une première fois sur des échantillons connus de Monte-Carlo de signal et de bruit afin de construire les distributions de probabilité des variables d'entrée de chacun des processus.
  Ces distributions seront ensuite utilisées lors d'un deuxième passage sur des échantillons différents de ces processus (afin d'éviter des interférences entre les événements des deux passages) de façon à déterminer les distributions de vraisemblance du signal et du bruit. Cette deuxième étape est également appliquée aux données expérimentales.
- **Les différentes étapes :**
  * Les histogrammes des variables d'entrée x_i pour le signal et le bruit sont remplis.
  * Ces mêmes histogrammes sont normalisés afin d'accéder aux fonctions densité de probabilité P_{signal} et P_{bruit}.
  * Les variables d'entrée x_i sont transformées en variables de distribution gaussienne centrée normée y_i.
  * La matrice de covariance V des variables transformées y_i est calculée en vue de déterminer le coefficient de correction $C(x)$.
  * Les densités de probabilités décorrélées P'_{signal} et P'_{bruit} sont ainsi calculées et la vraisemblance peut alors en être déduite pour le signal, le bruit et les données expérimentales.

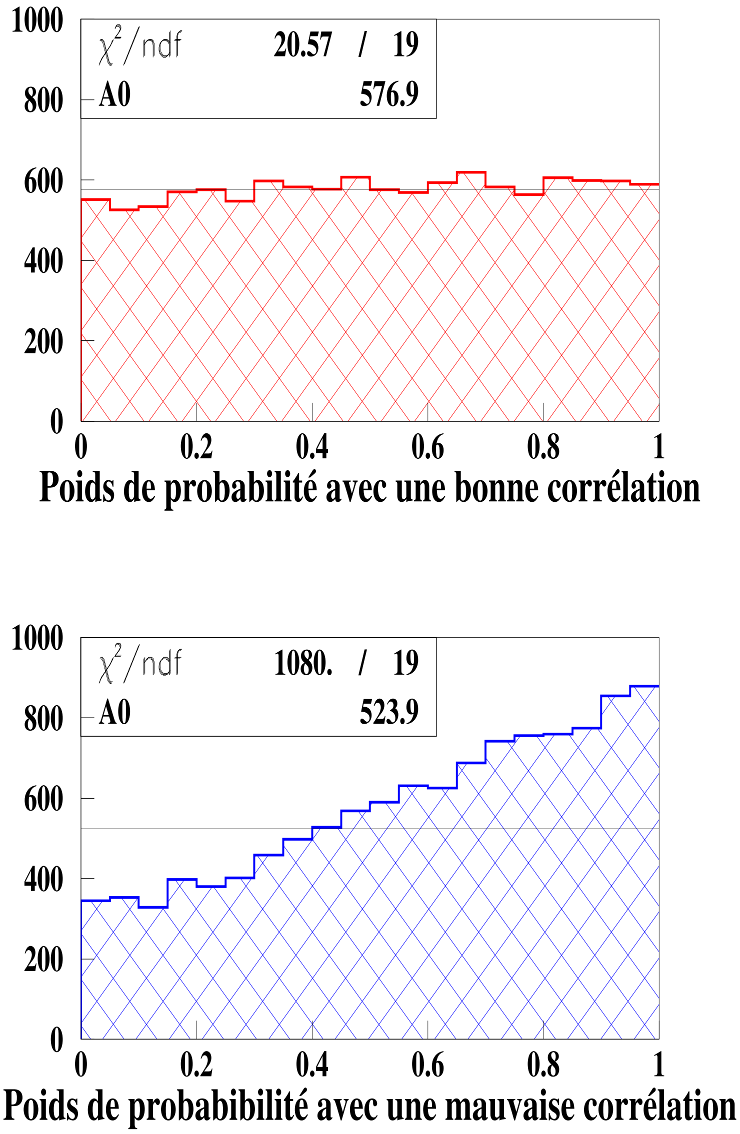


FIG. B.4 – *Distribution du poids de probabilité des fonctions tests simulant le signal avec une bonne reconstruction de la corrélation (0.9) entre les variables d'entrée (figure du haut) et une mauvaise reconstruction de cette corrélation artificiellement posée à 0.7 (figure du bas).*

Corrections numériques sur la méthode multivariable

Des corrections numériques diverses ont pu être apportées à la méthode afin de réduire les effets du manque de statistique. En effet, pour certains bruits de fond ou dans des régions de l'espace de phase peu peuplées par la simulation, des problèmes statistiques apparaissent.

Une façon efficace d'étudier la méthode de vraisemblance est de construire une fonction de vraisemblance uni-dimensionnelle (c'est-à-dire construite avec une seule variable d'entrée). Considérons la variable d'entrée P_T^{jet}, illustrée sur la figure B.5 (figure de gauche). La vraisemblance résultante y est également représentée (figure de droite).

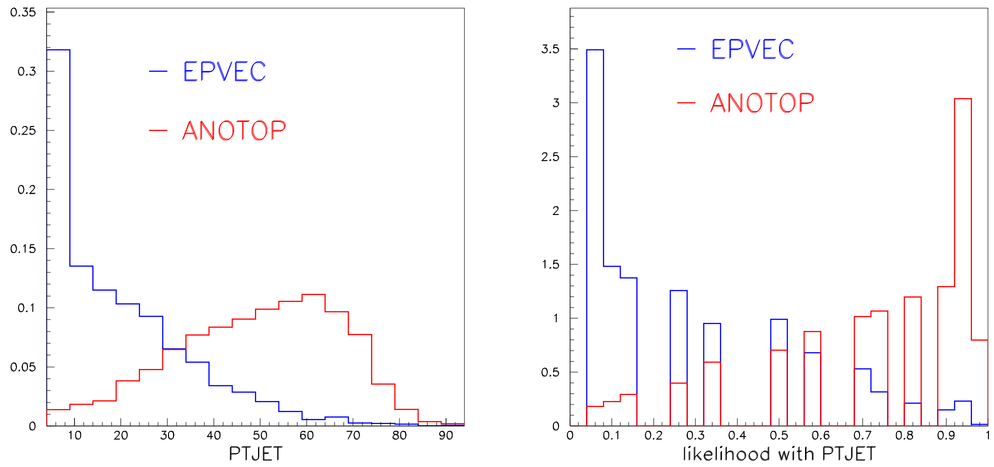


Fig. B.5 – *Distribution de l'impulsion transverse du jet pour le signal ANOTOP et le bruit EPVEC (figure de gauche) et fonction de vraisemblance uni-dimensionnelle résultante avec* P_T^{jet} *comme variable d'entrée.*

On constate de nombreuses fluctuations statistiques qui mettent en évidence la nécessité d'appliquer des corrections numériques à la fonction de vraisemblance.

La première idée a été de discrétiser plus grossièrement la distribution de la variable d'entrée. En effet, si la discrétisation est trop fine, la fonction de vraisemblance devient peu discriminante en raison des fluctuations statistiques, comme illustré sur la figure B.6.

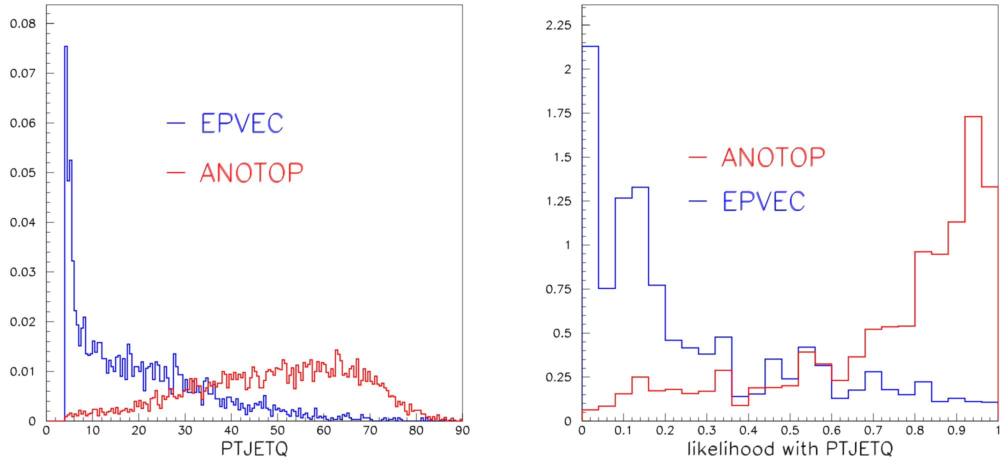


Fig. B.6 – *Distribution de la variable d'entrée* P_T^{jet} *avec une discrétisation fine et distribution de la vraisemblance résultante.*

Le fait de choisir une discrétisation plus grossière réduit ces fluctuations, la fonction de vraisemblance est alors plus discriminante, mais est très irrégulière car moins libre, comme on peut le voir sur la figure B.7.

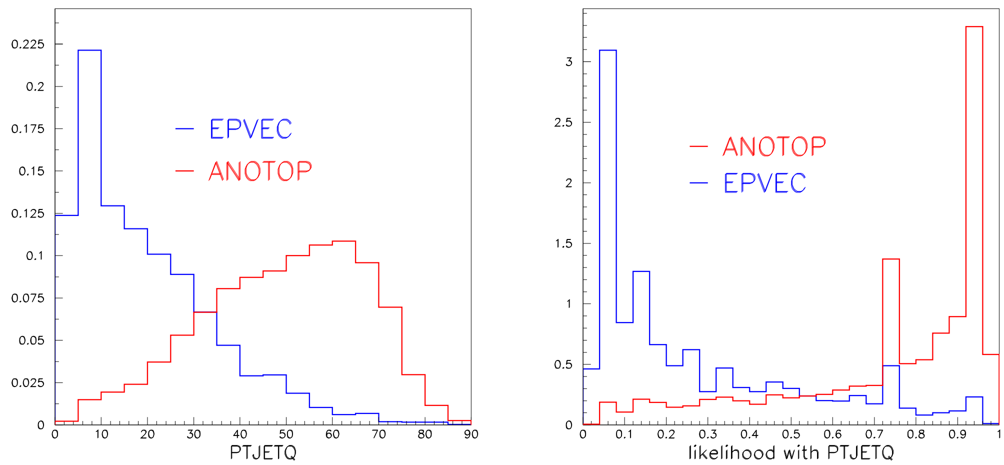


FIG. B.7 – *Distribution de la variable d'entrée* P_T^{jet} *avec discrétisation grossière et distribtution de la vraisemblance résultante.*

Ces irrégularités vont pouvoir être corrigé numériquement :

- La hauteur des intervalles de la distribution de la variable d'entrée est d'abord lissée de façon à réduire la sensibilité aux différences de hauteur trop importantes entre deux intervalles. Ce lissage est schématisé sur la figure B.8 (figure de gauche). Le résultat est présenté sur la figure B.9.

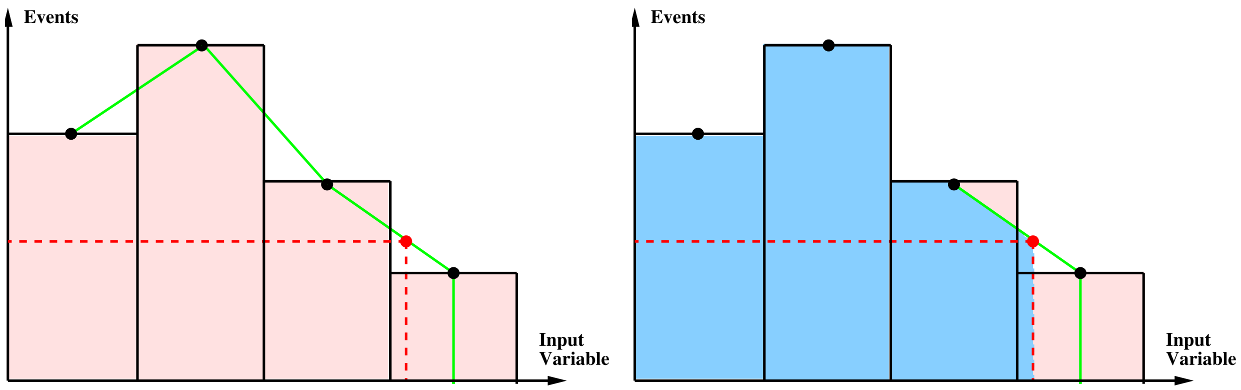


FIG. B.8 – *Lissage de la hauteur des intervalles de la variable d'entrée (figure de gauche) et transformation des deux derniers intervalles de la variable d'entrée (figure de droite).*

- Lorsque l'erreur statistique $\sqrt{N}/N$ est supérieure à 15% pour deux intervalles successifs, on décide d'assembler ces deux intervalles. Le résultat de ce traitement est présenté sur la figure B.10.
- Enfin, afin qu'il n'y ait pas de fin brutale de la variable d'entrée, les deux derniers intervalles sont transformés comme indiqué sur la figure B.8 (figure de droite), ce qui améliore encore légèrement l'efficacité de la vraisemblance.

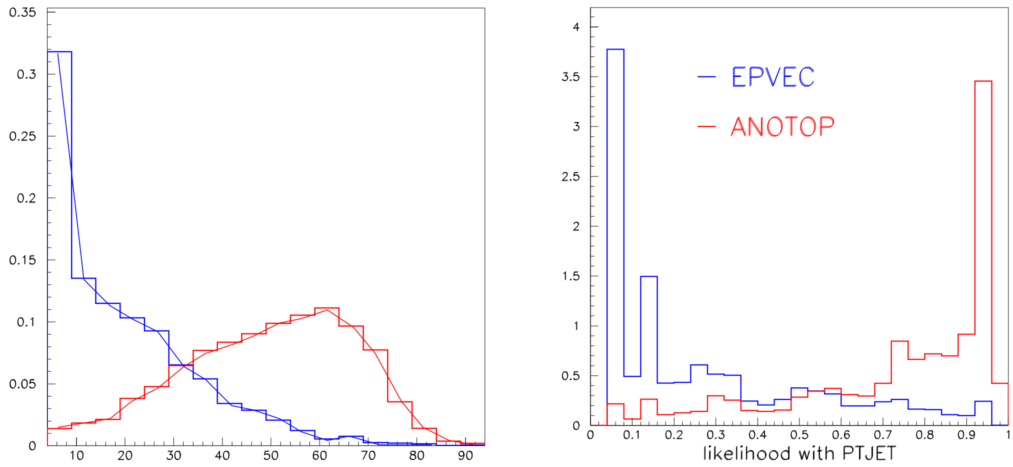


FIG. B.9 – *Effet du lissage de la hauteur des intervalles sur les distributions de la variable d'entrée et de la vraisemblance résultante.*

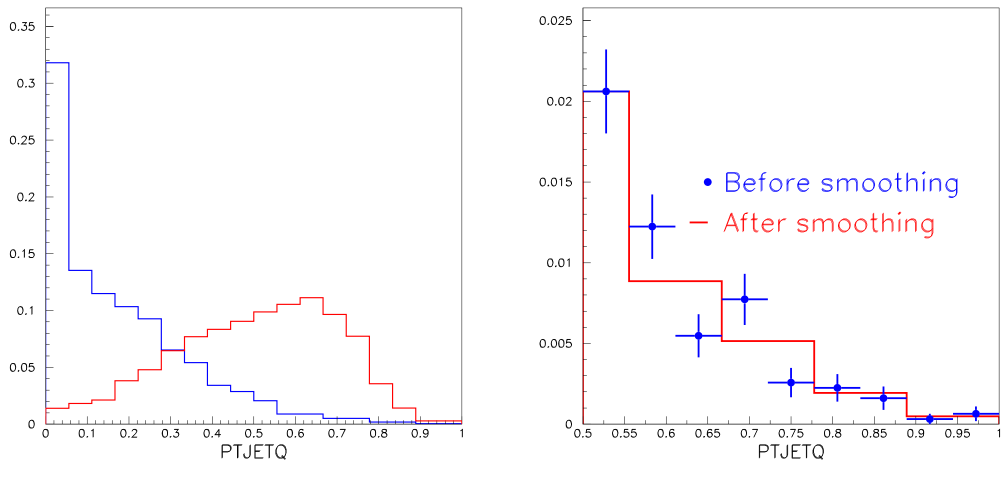


FIG. B.10 – *Effet de l'association de deux intervalles de plus de 15% d'erreur sur les distributions de la variable d'entrée et de la vraisemblance résultante.*

Comparaison entre la méthode multivariable et une méthode classique en coupures

L'intérêt d'une méthode multivariable par rapport à des coupures classiques est illustré sur la figure B.11. La première figure représente les variables d'entrée (variables simulées présentées sur la figure B.1) de la fonction de vraisemblance pour le signal et pour le bruit. La deuxième figure représente la vraisemblance résultante en fonction des deux variables d'entrée. Enfin, la dernière figure montre l'espace de phase sélectionné lorsqu'une coupure sur la vraisemblance est effectuée : cette dernière montre la complexité de cette coupure. On devine aisément qu'une telle sélection n'est pas envisageable avec des coupures classiques, celles-ci ne pouvant sélectionner qu'un "rectangle" de cet espace de phase.

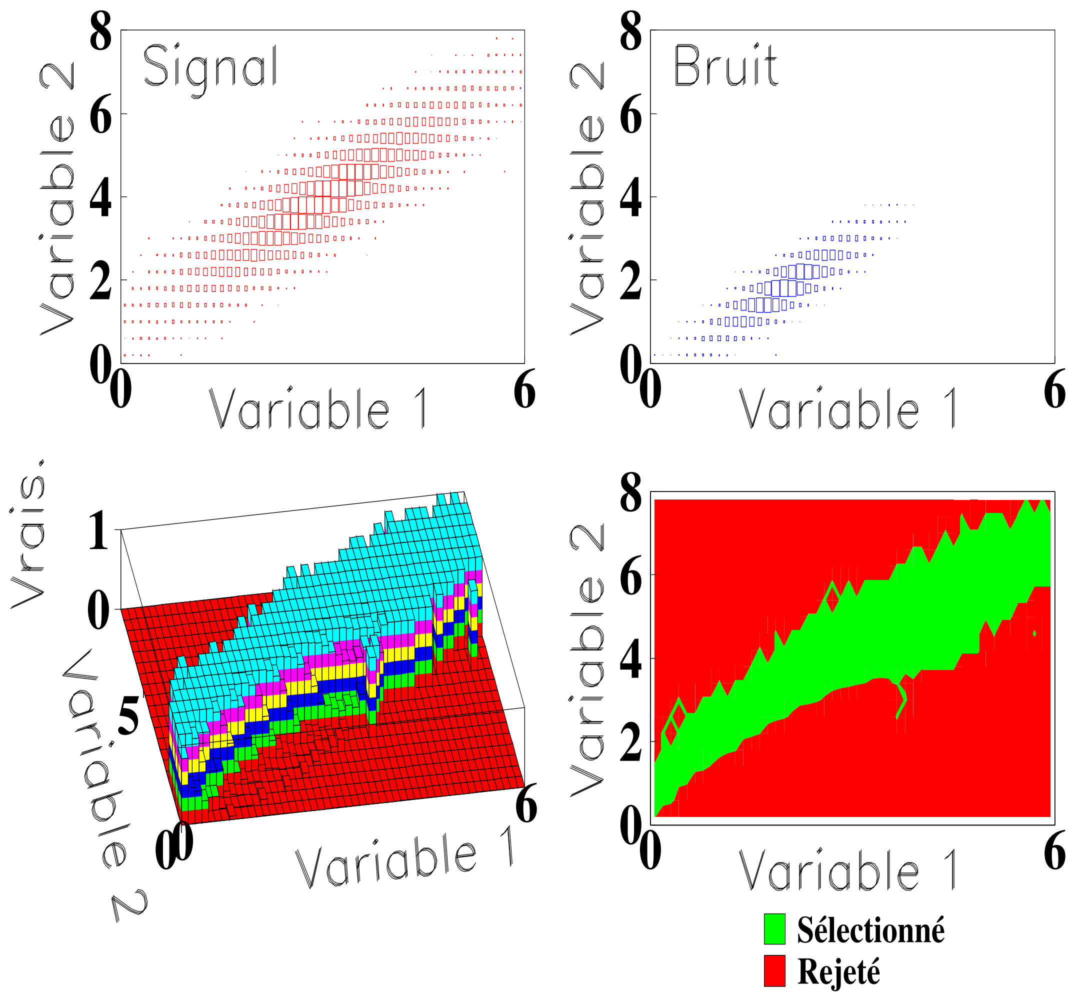
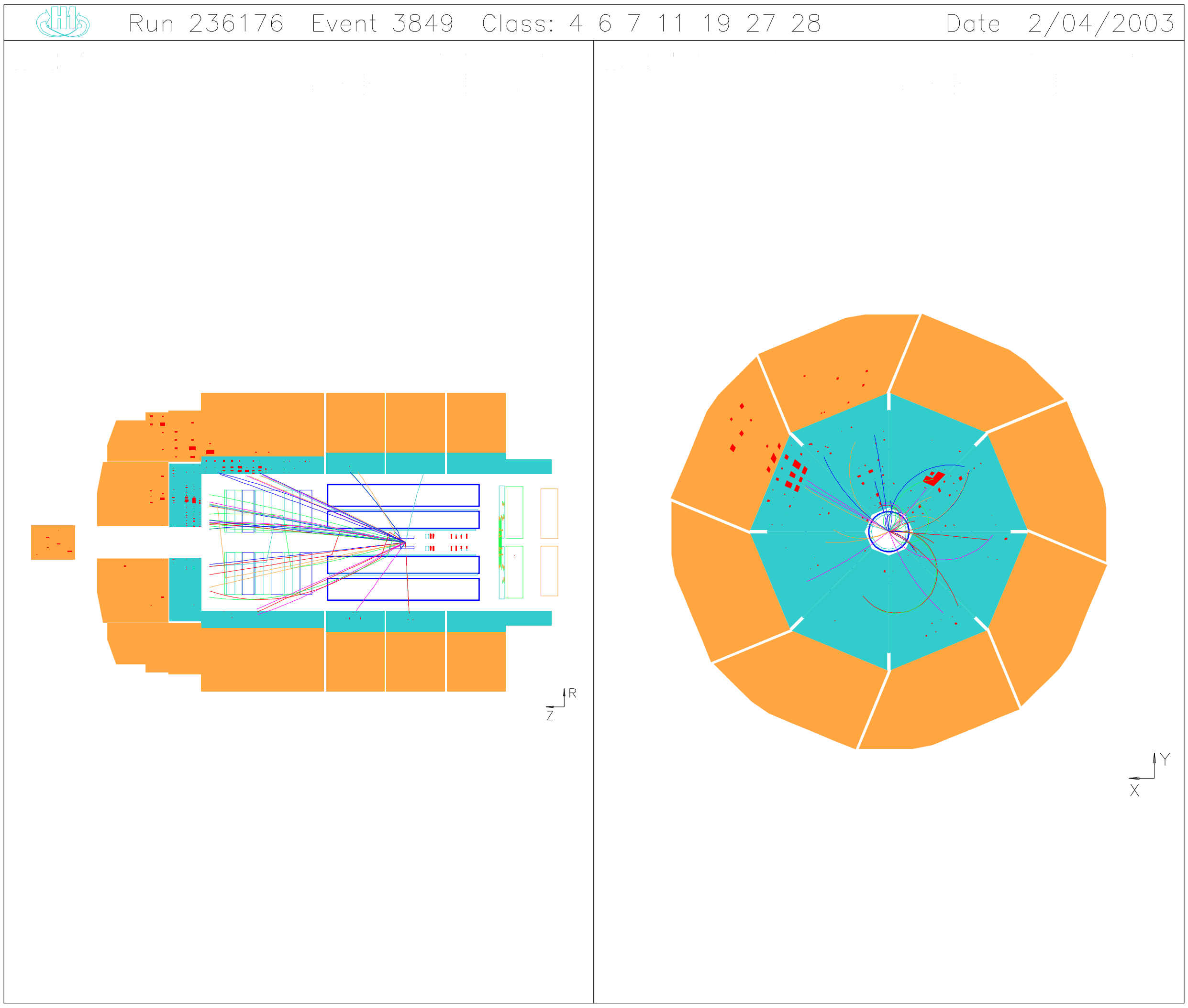
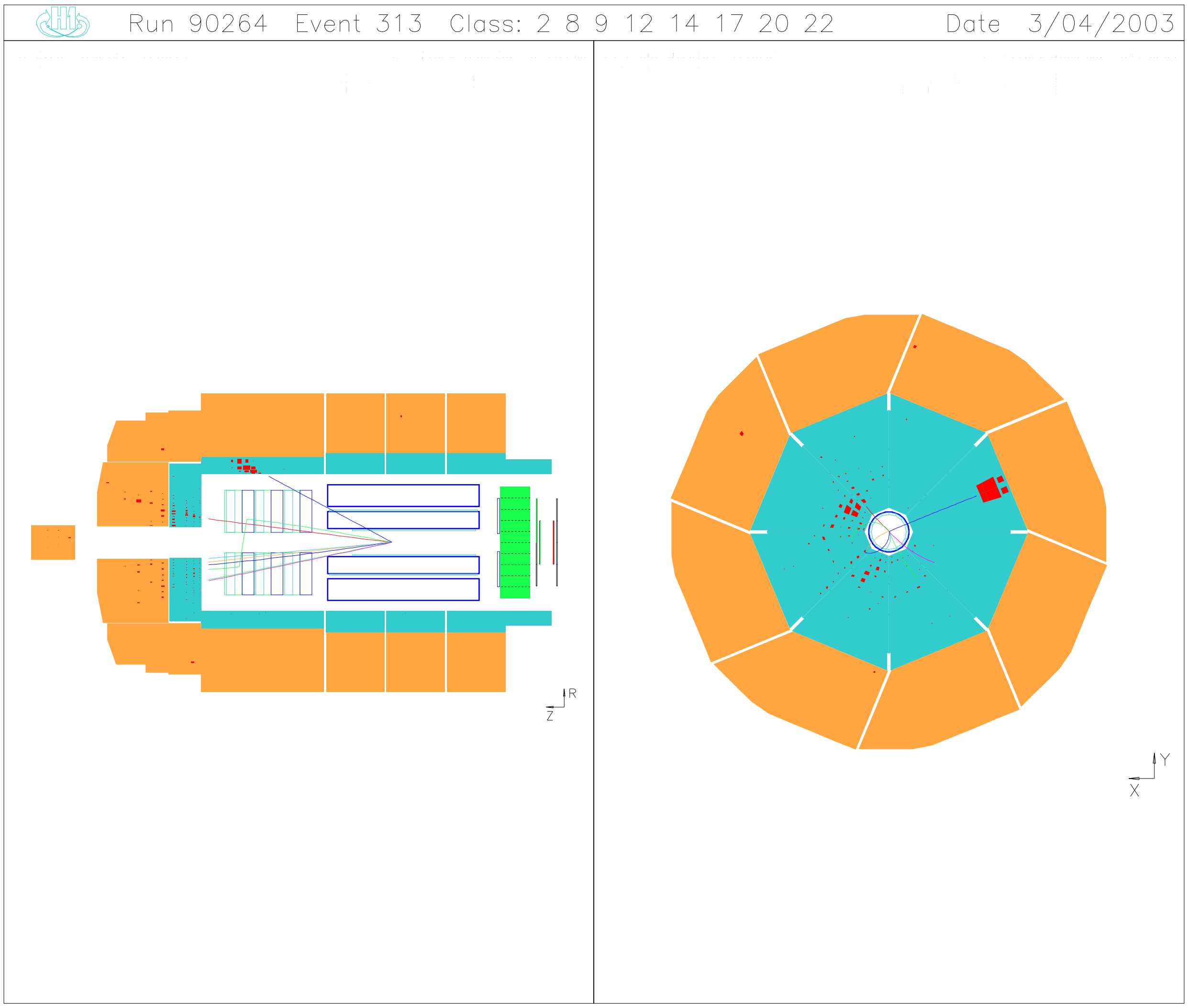


FIG. B.11 – *Distribution bi-dimensionnelle des variables d'entrée de la fonction de vraisemblance pour le signal et pour le bruit (figures du haut) ; vraisemblance en fonction des variables d'entrée (figure du bas à gauche) ; vraisemblance coupée à 0.8 sur la vraisemblance en fonction des variables d'entrée (figure du bas à droite).*

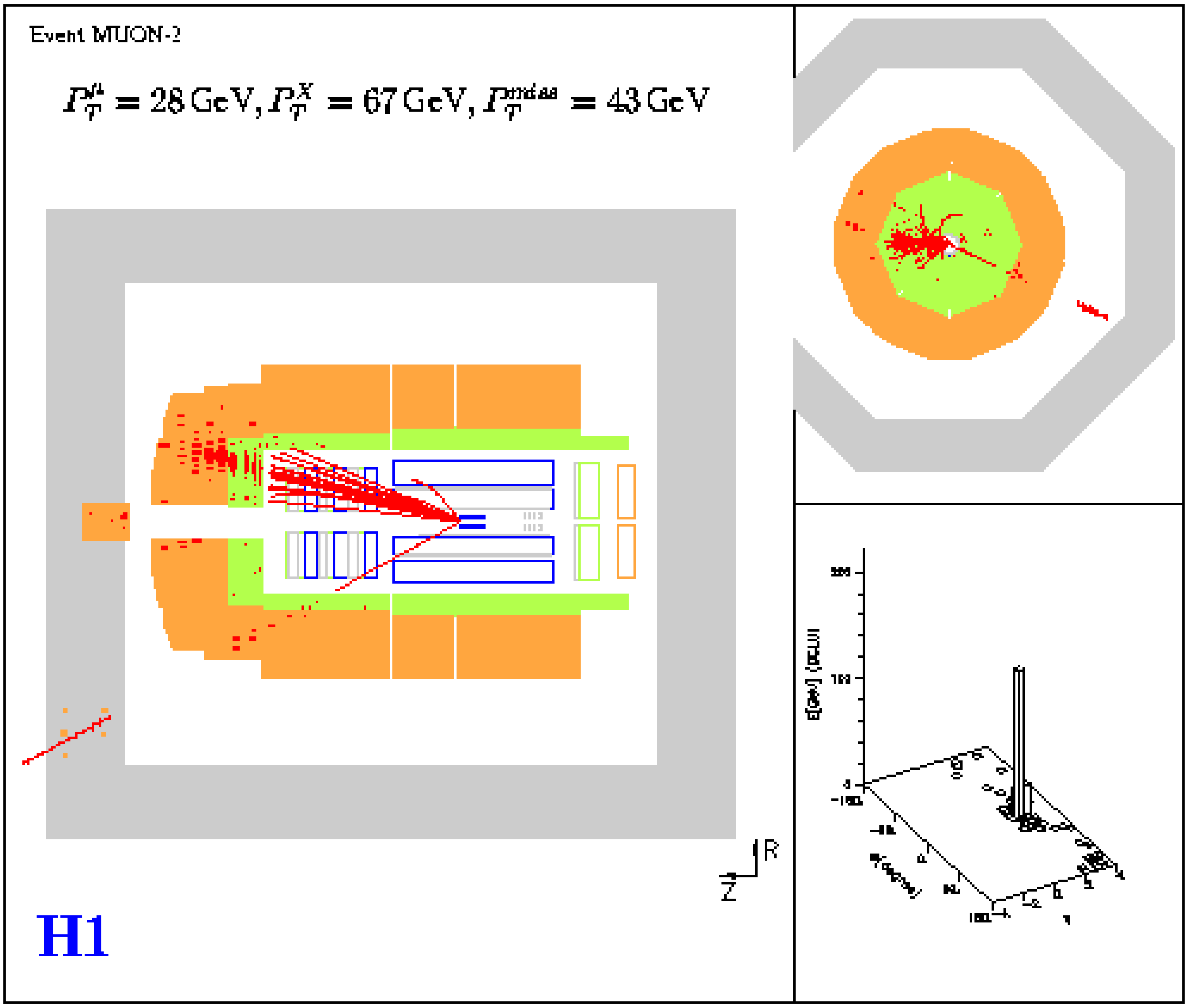
Annexe C

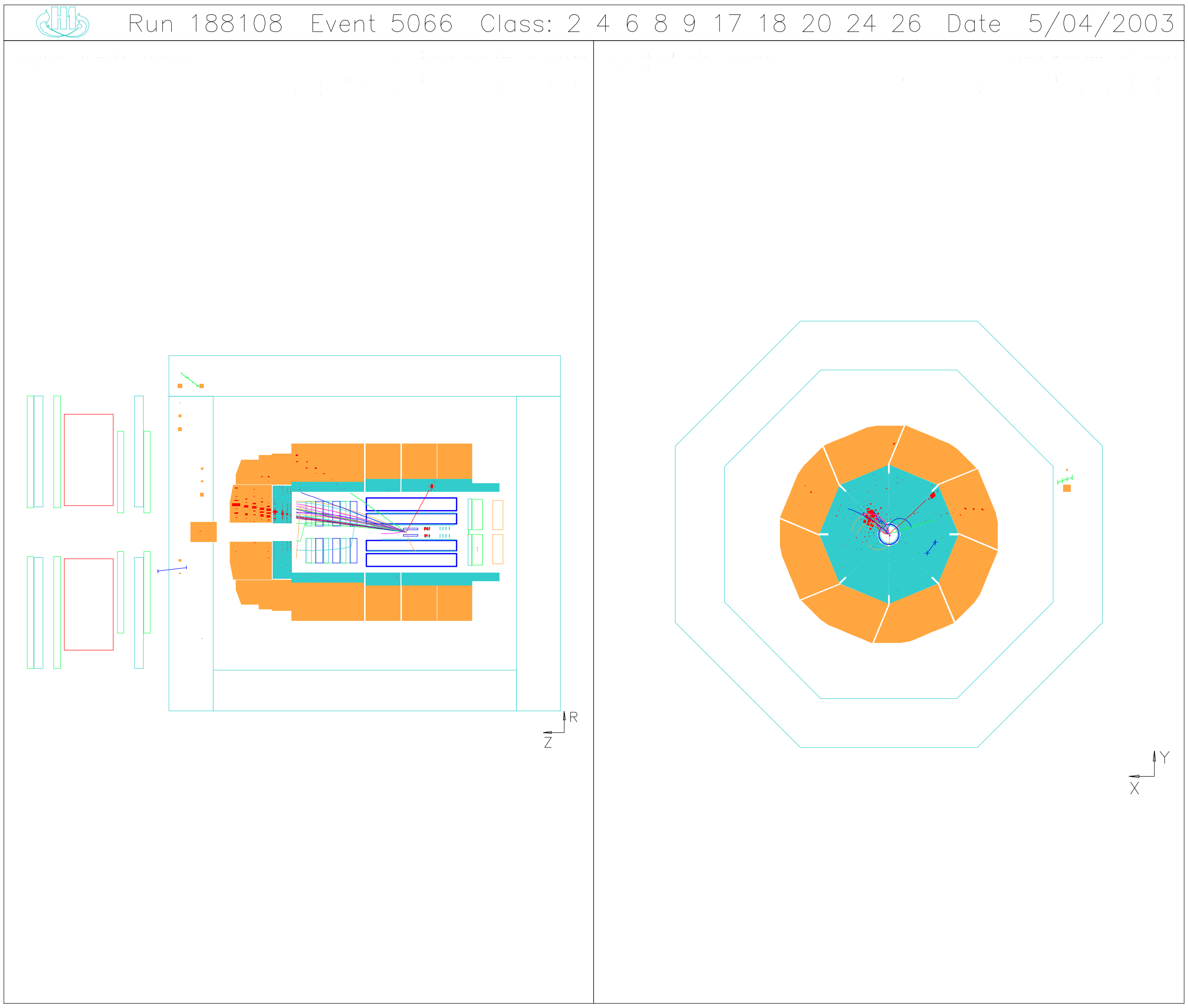
Candidats sélectionnés

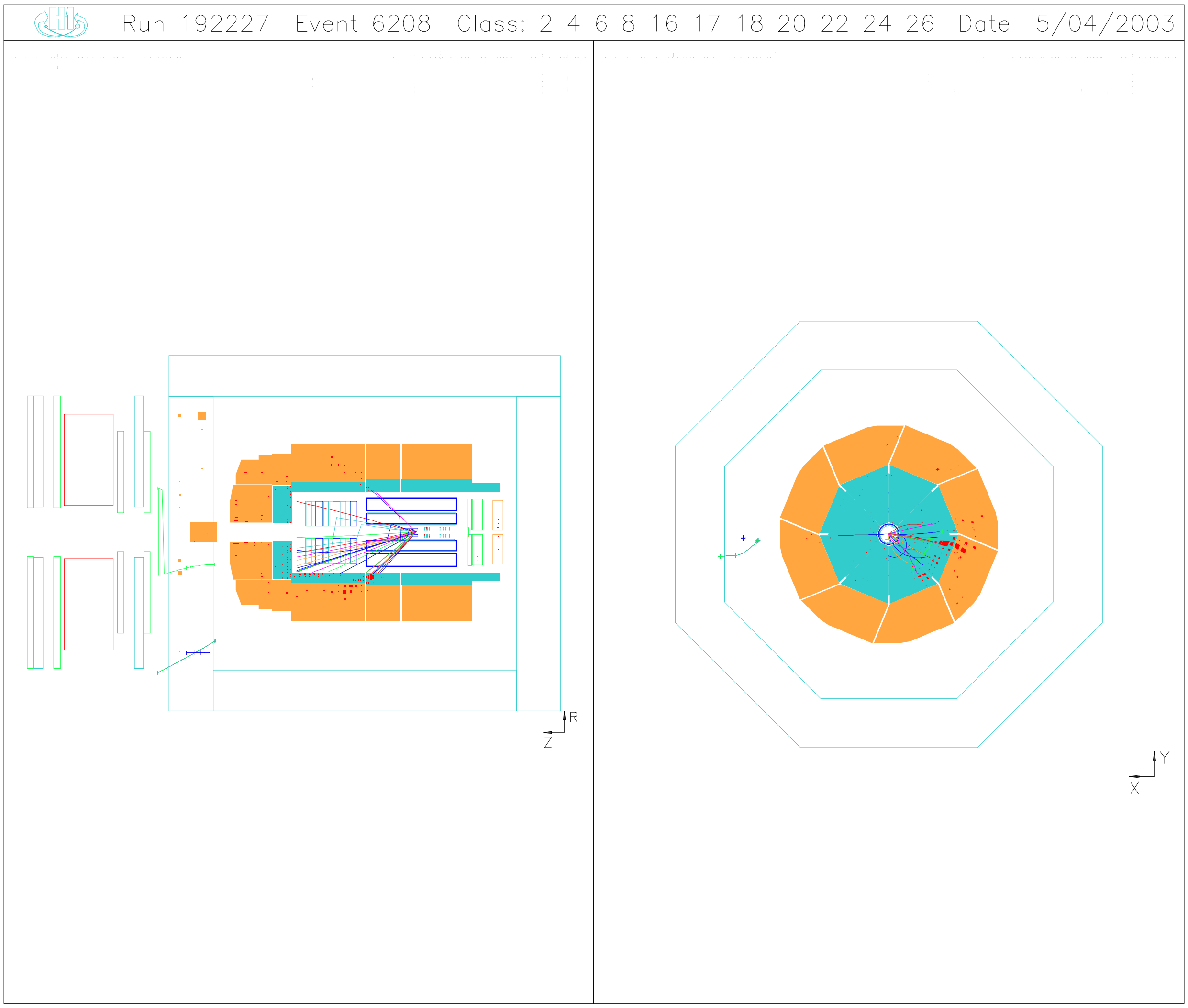


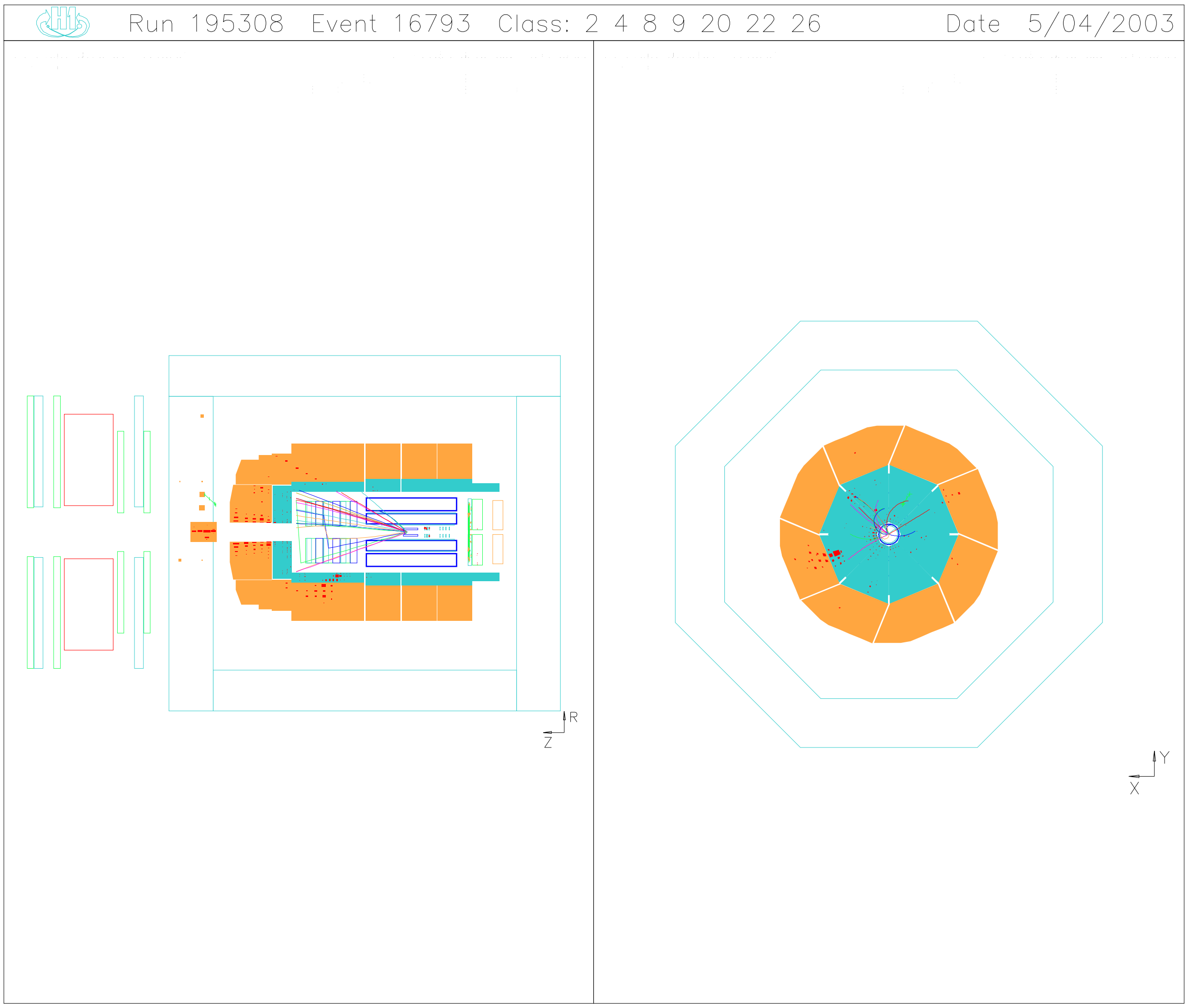

Run 90264 Event 313 Class: 2 8 9 12 14 17 20 22 Date 3/04/2003
R
Z
Y
X

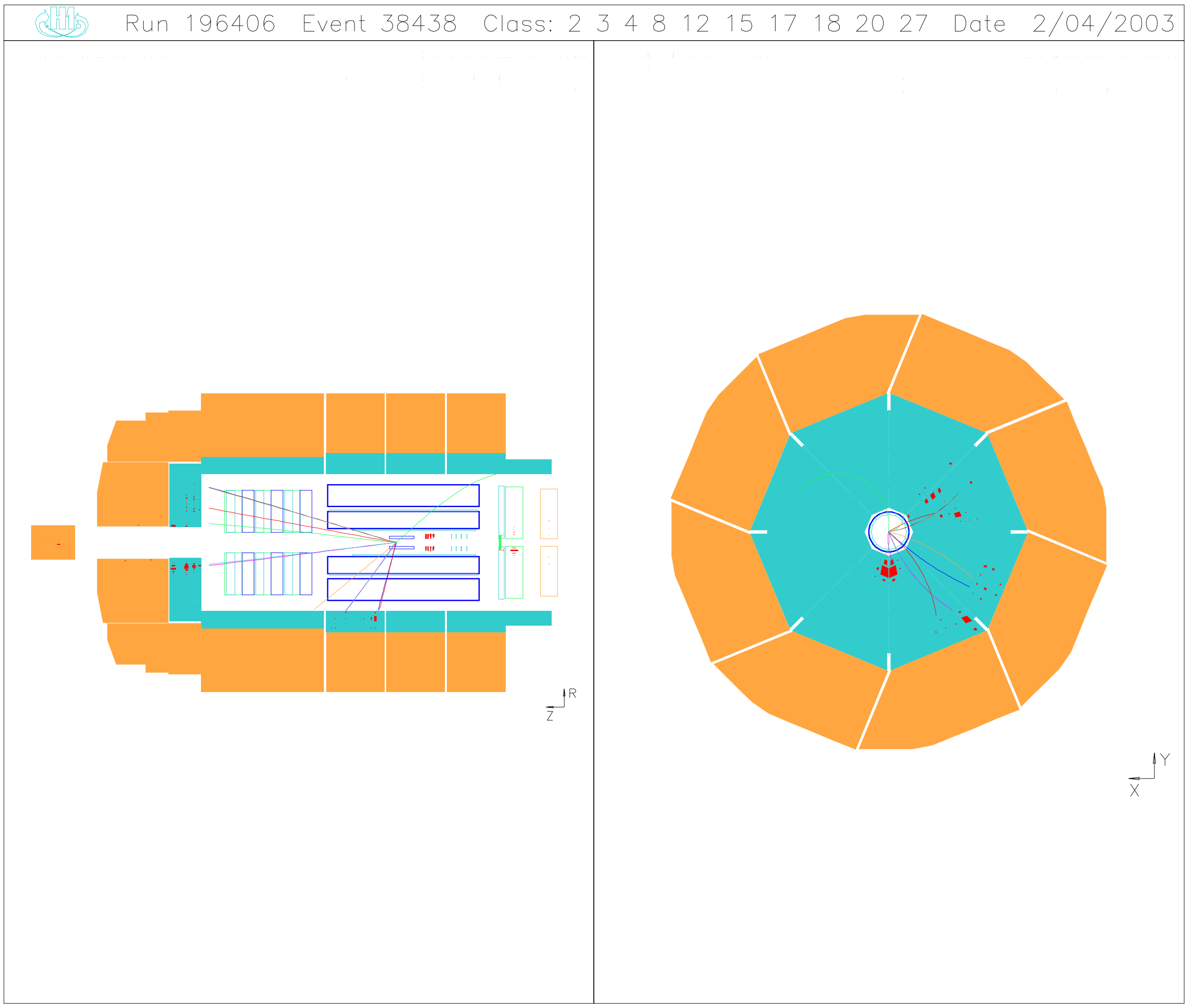
$$e^+p \rightarrow \mu^+X$$

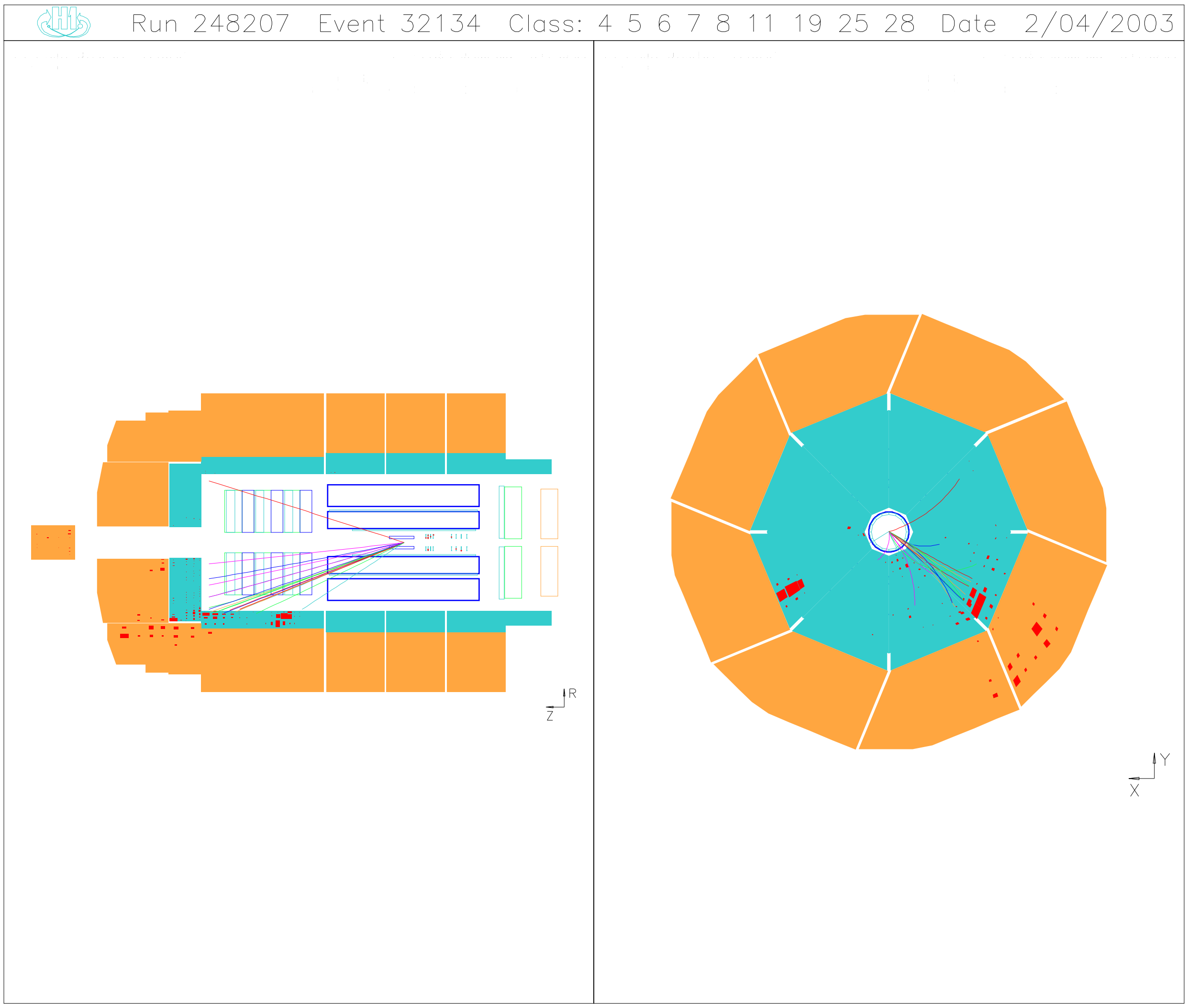


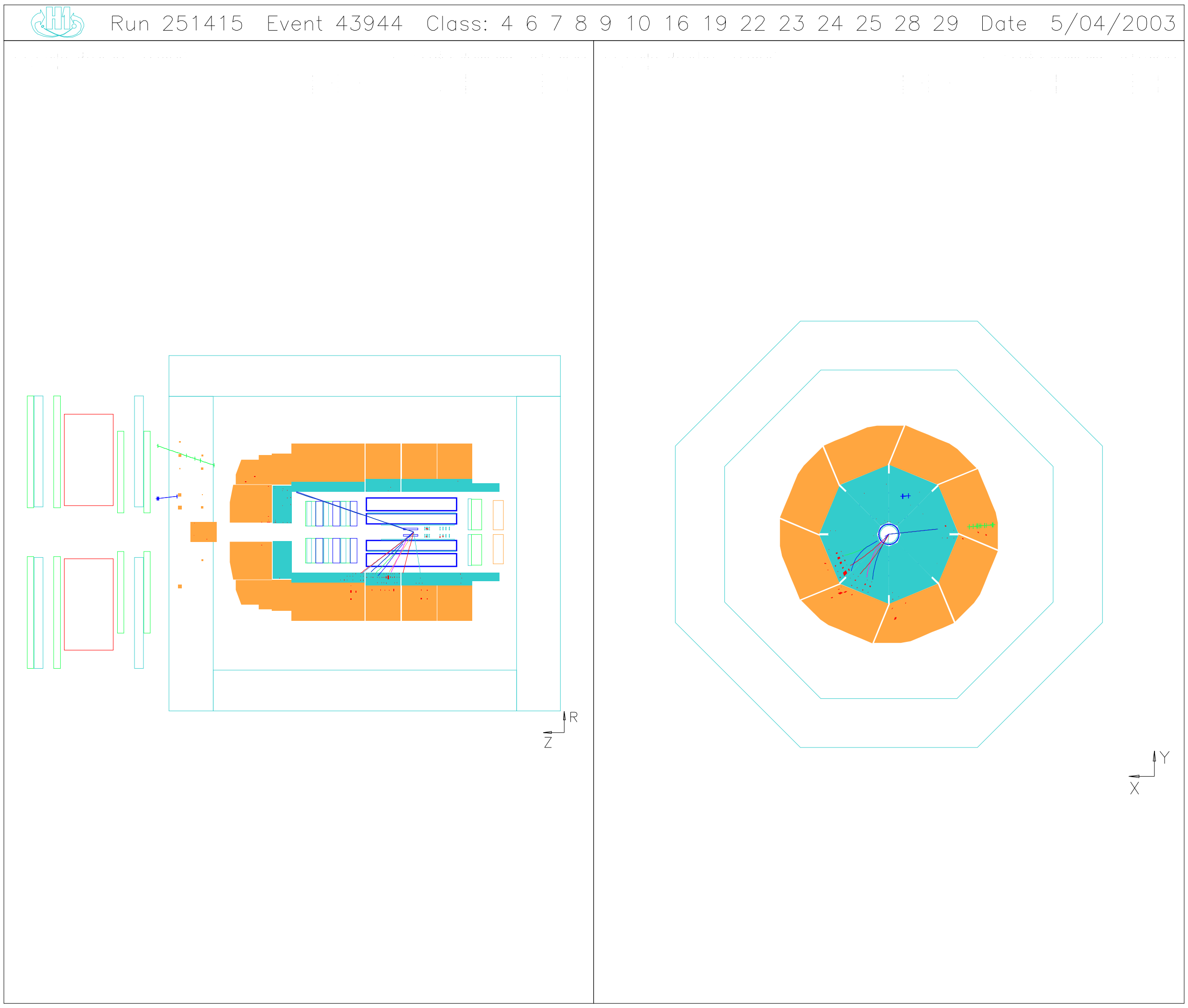

Run 188108 Event 5066 Class: 2 4 6 8 9 17 18 20 24 26 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

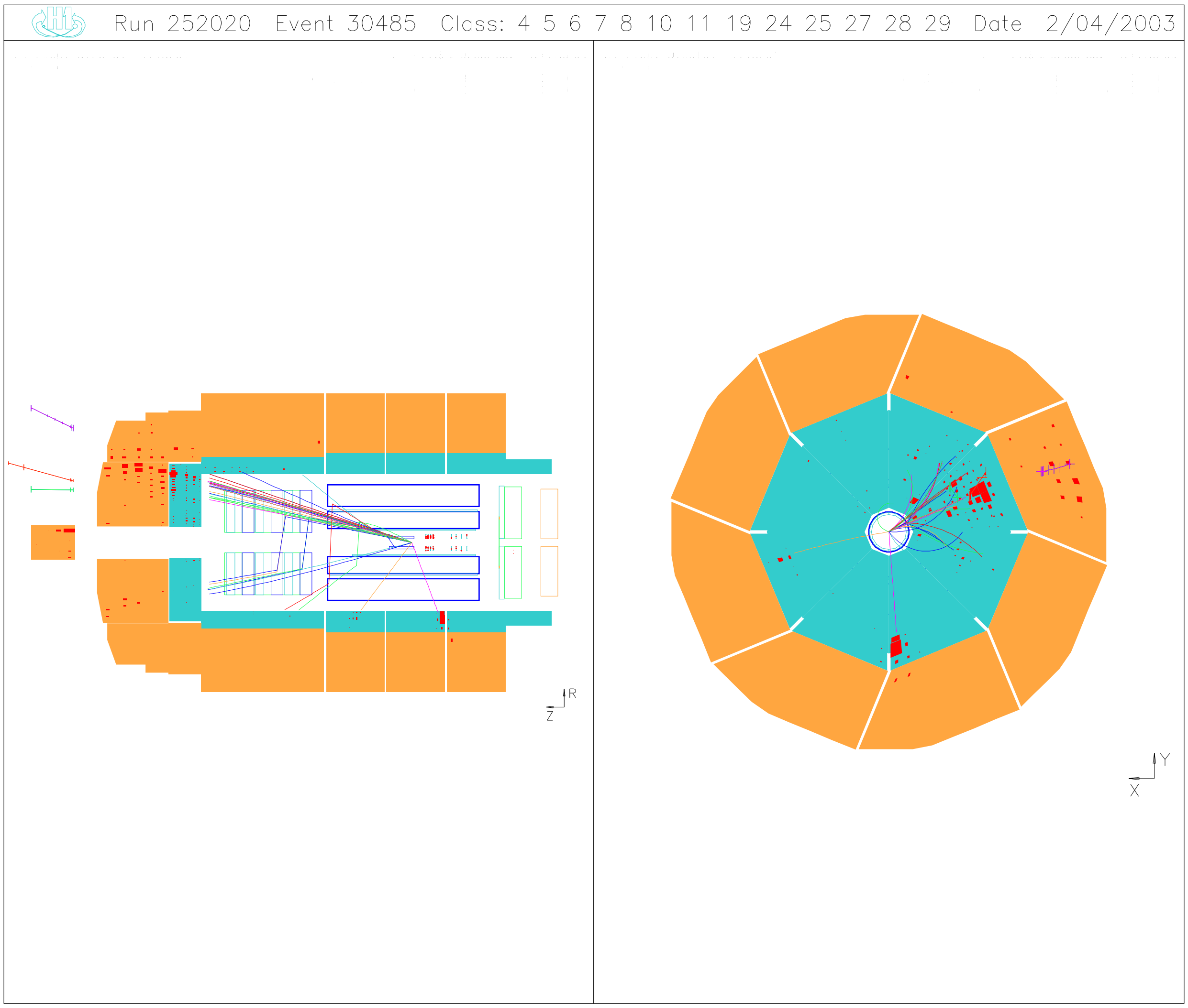

Run 192227 Event 6208 Class: 2 4 6 8 16 17 18 20 22 24 26 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

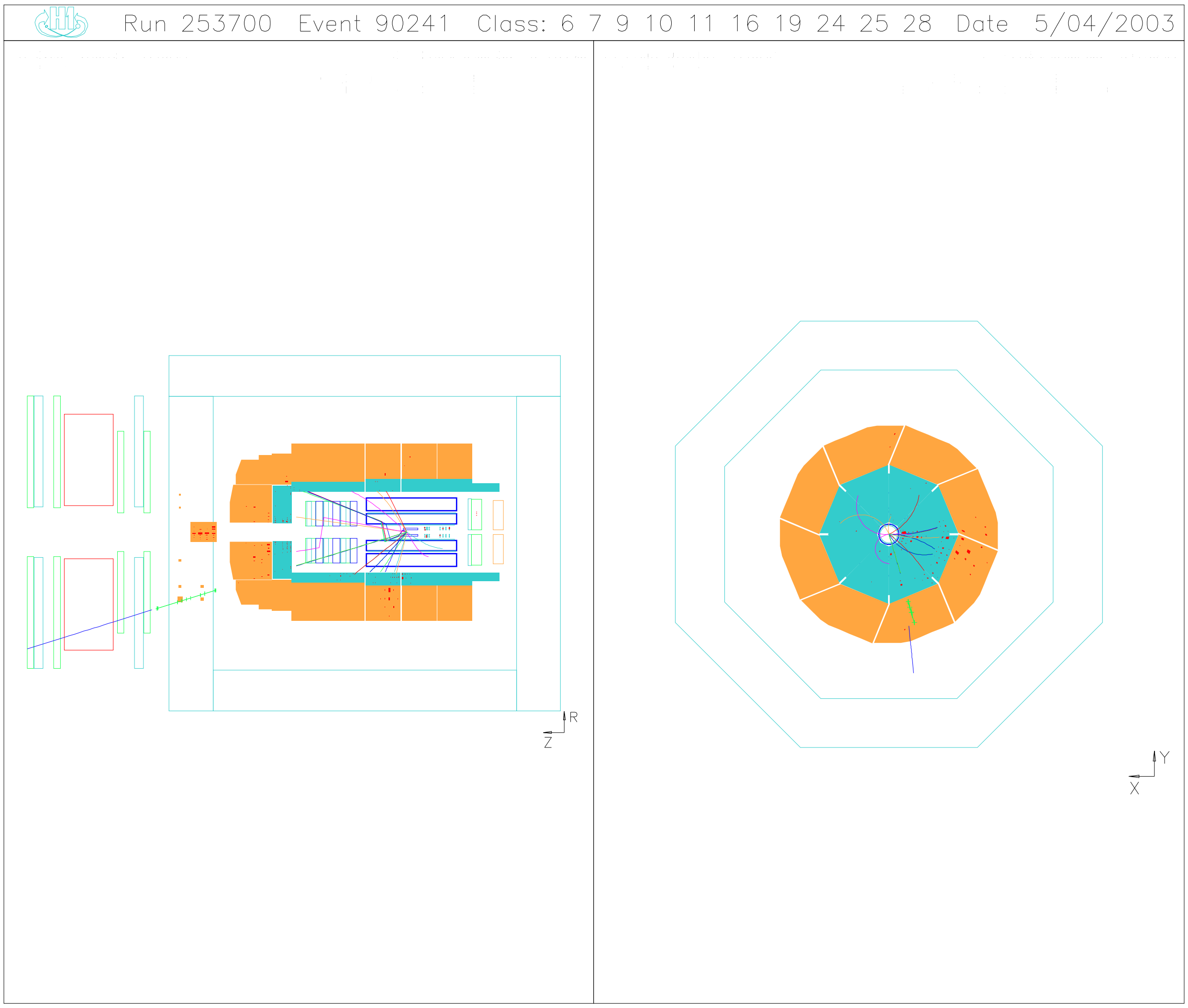

Run 195308 Event 16793 Class: 2 4 8 9 20 22 26 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

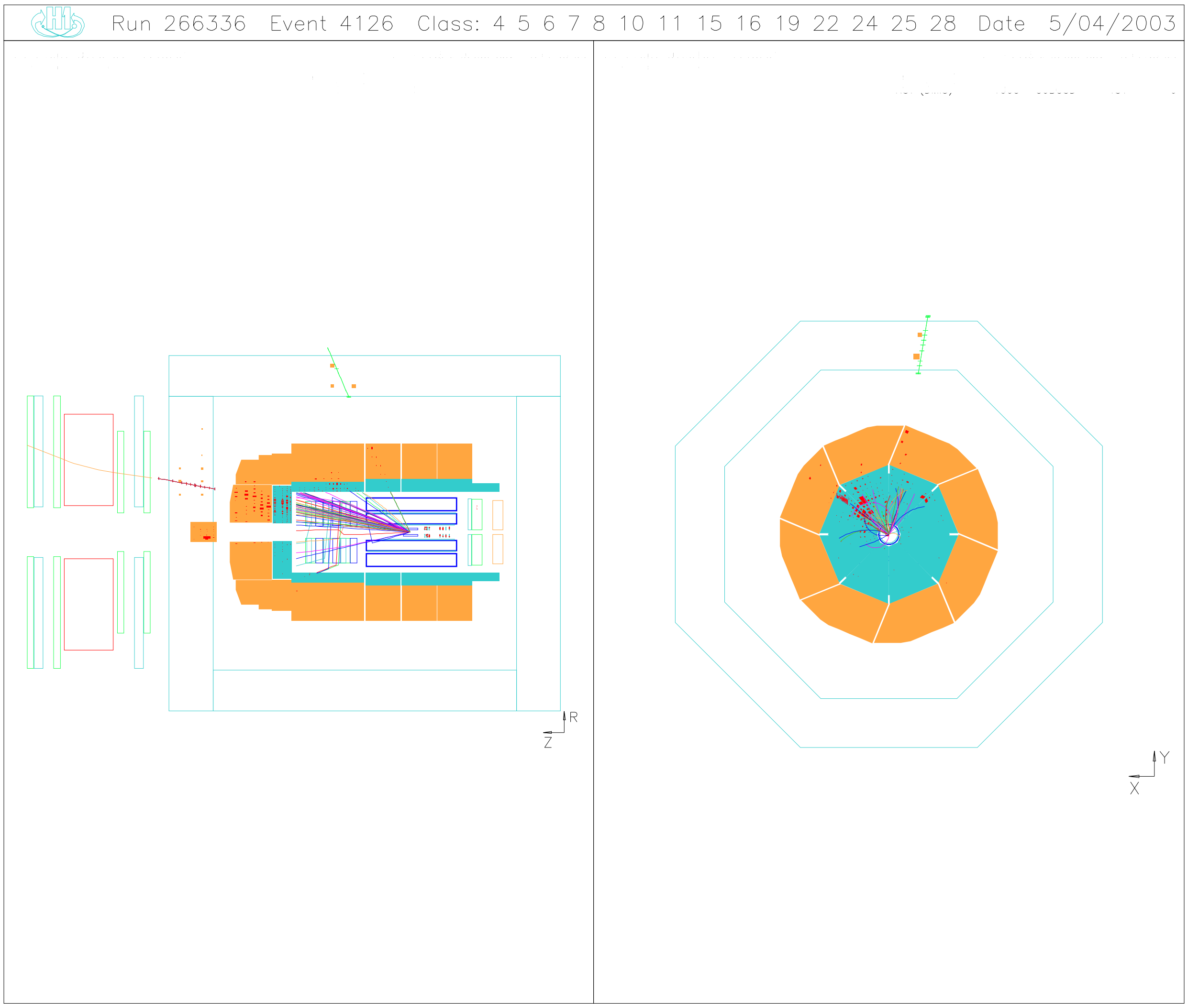

Run 196406 Event 38438 Class: 2 3 4 8 12 15 17 18 20 27 Date 2/04/2003
R
Z
Y
X

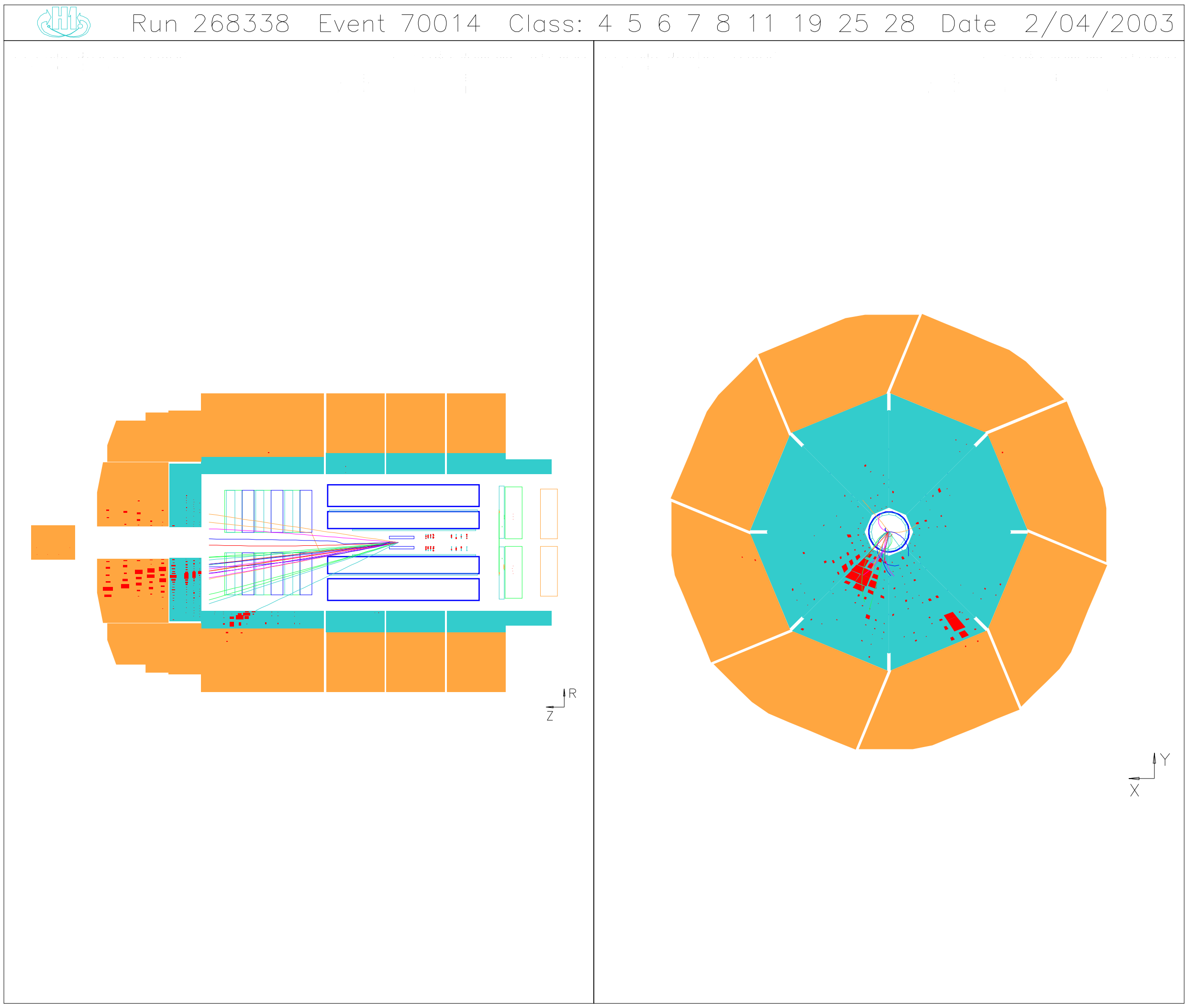

Run 248207 Event 32134 Class: 4 5 6 7 8 11 19 25 28 Date 2/04/2003
R
Z
Y
X

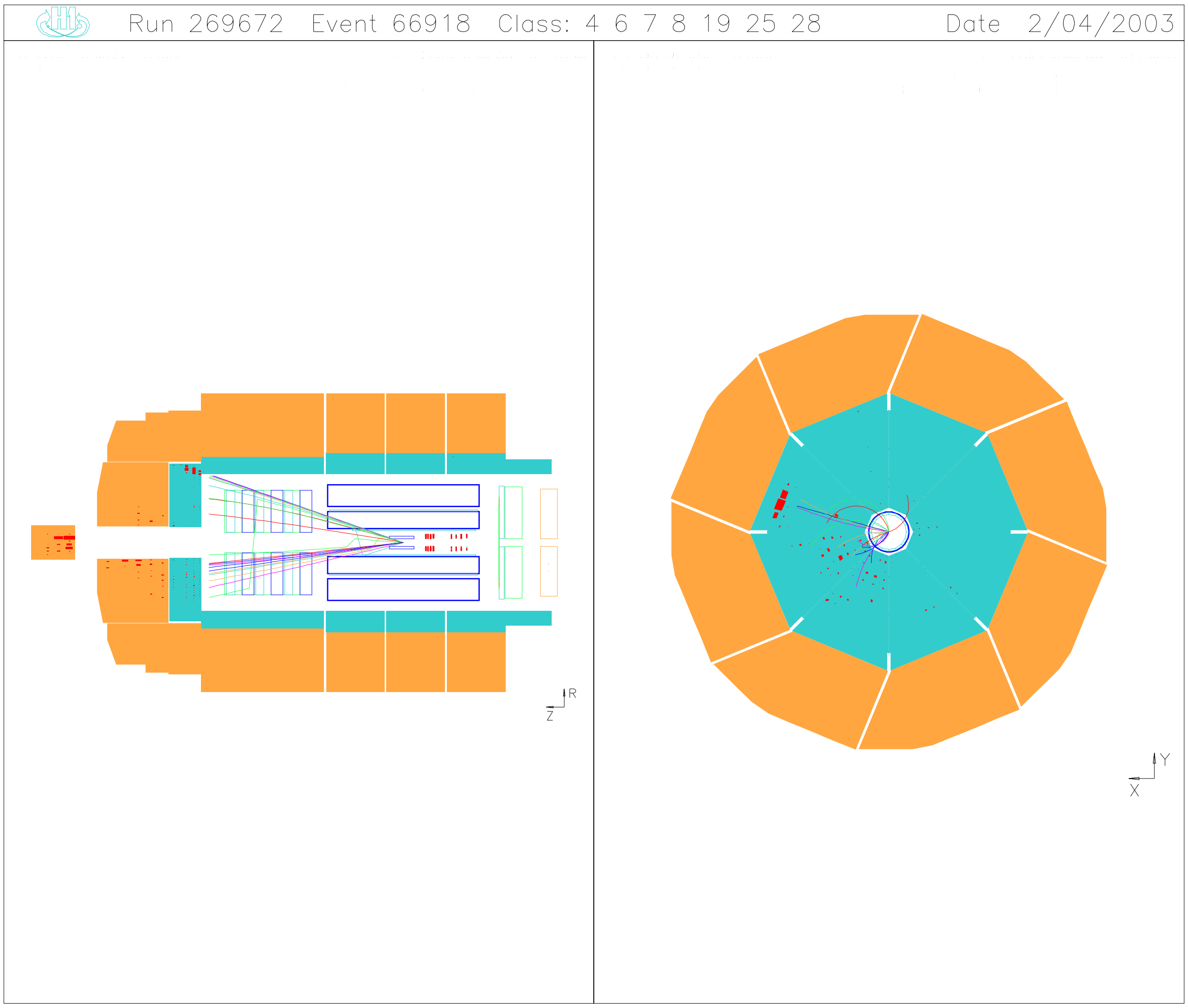

Run 251415 Event 43944 Class: 4 6 7 8 9 10 16 19 22 23 24 25 28 29 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

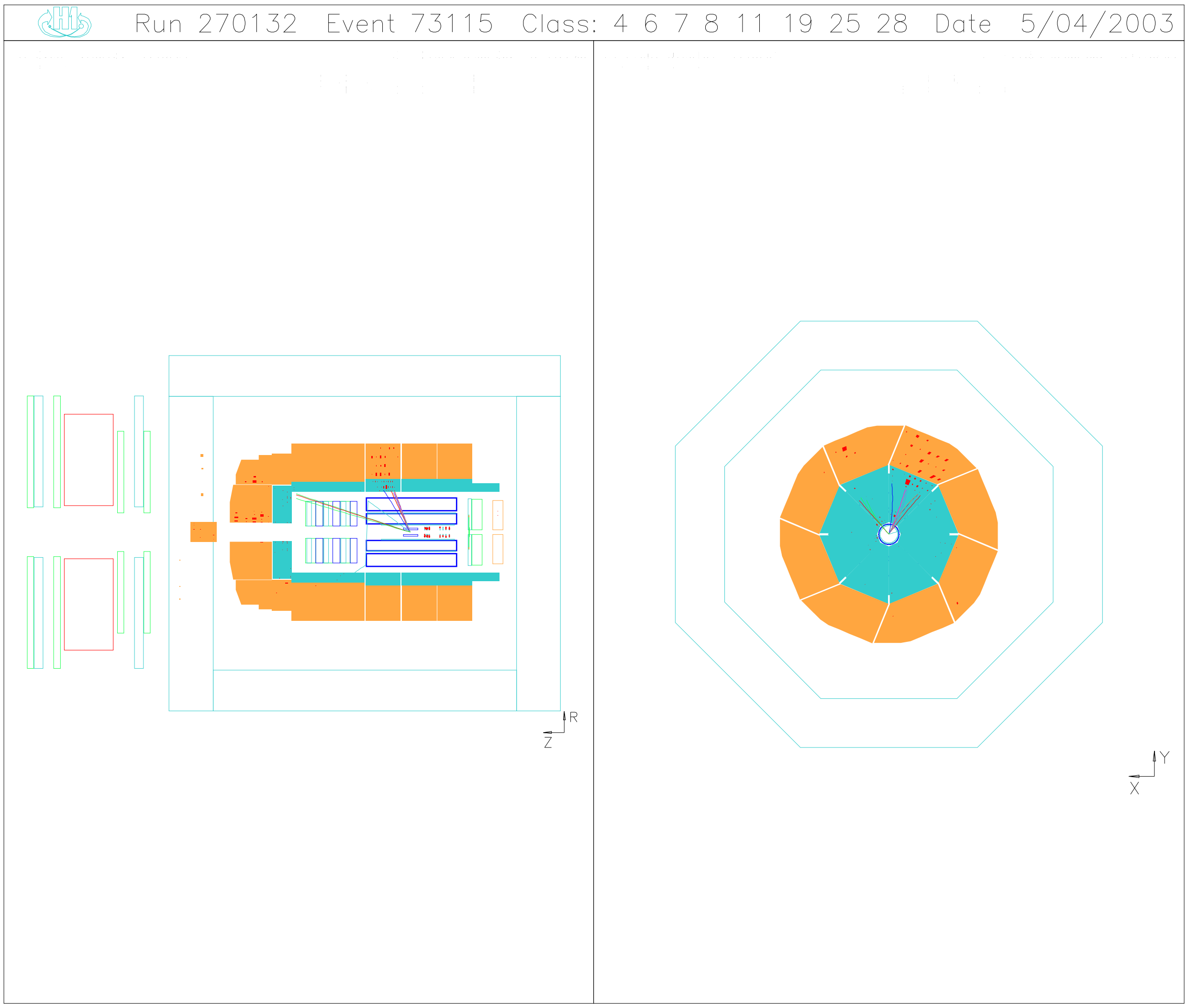

Run 252020 Event 30485 Class: 4 5 6 7 8 10 11 19 24 25 27 28 29 Date 2/04/2003
R
Z
Y
X

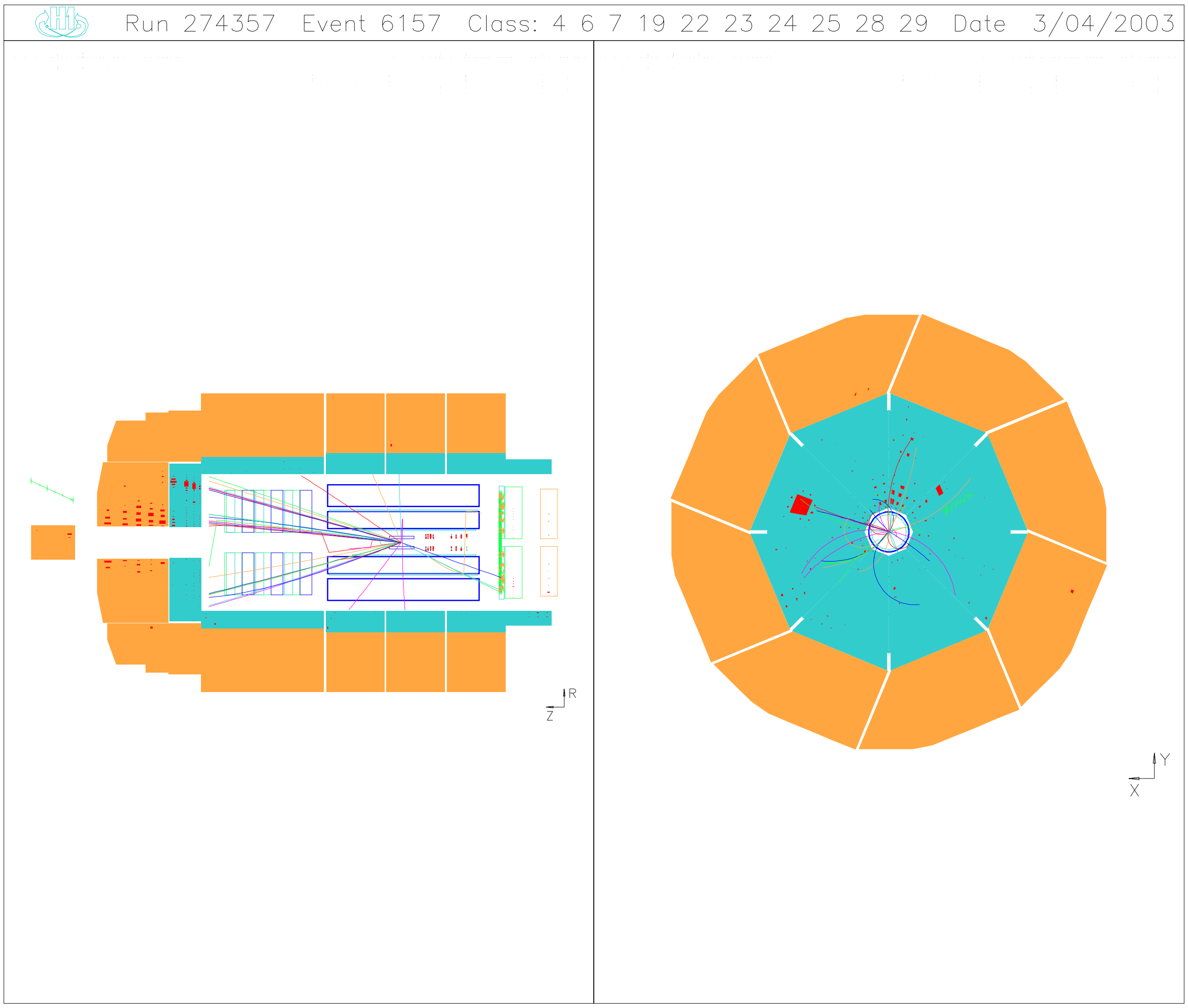

Run 253700 Event 90241 Class: 6 7 9 10 11 16 19 24 25 28 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

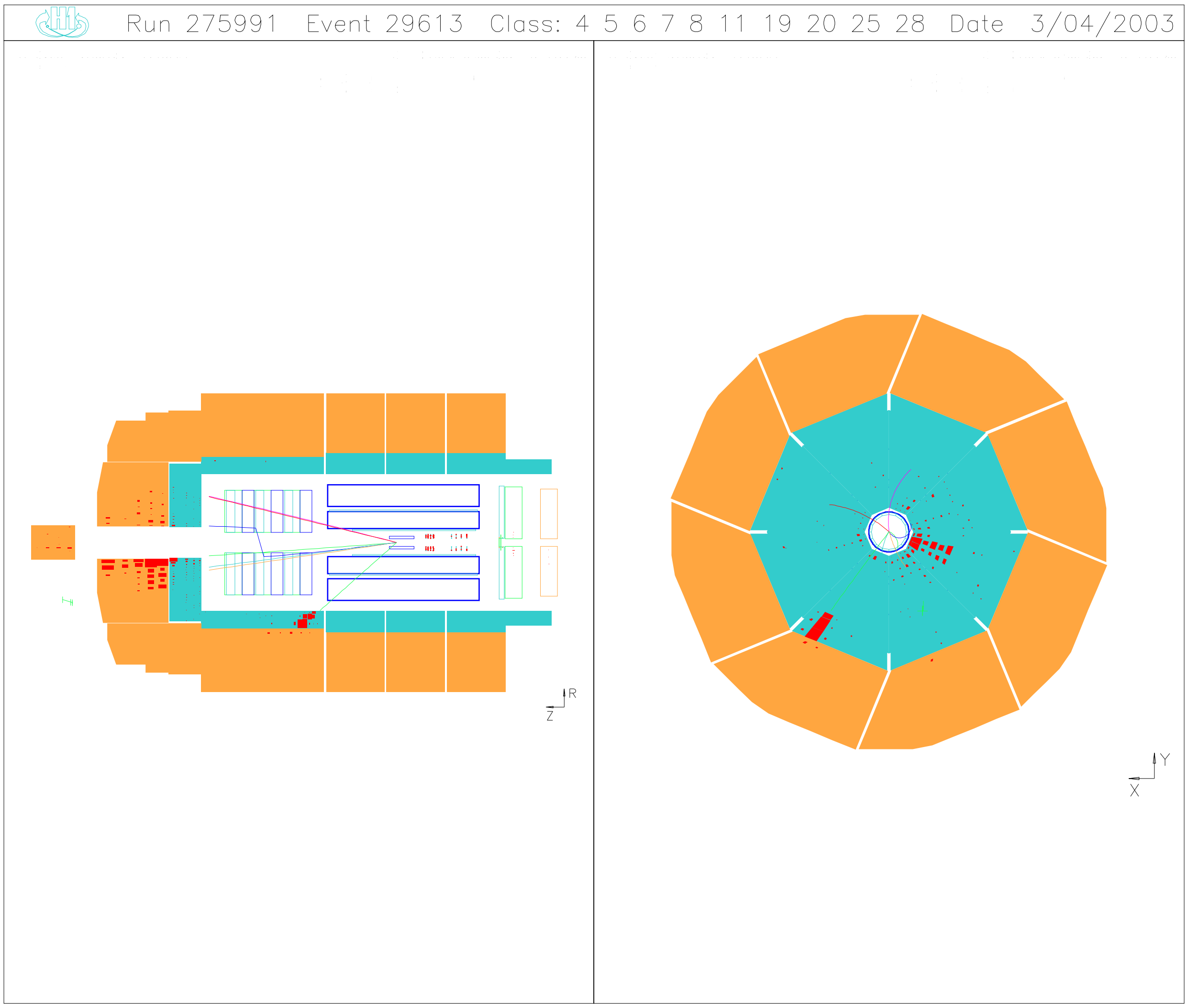

Run 266336 Event 4126 Class: 4 5 6 7 8 10 11 15 16 19 22 24 25 28 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X

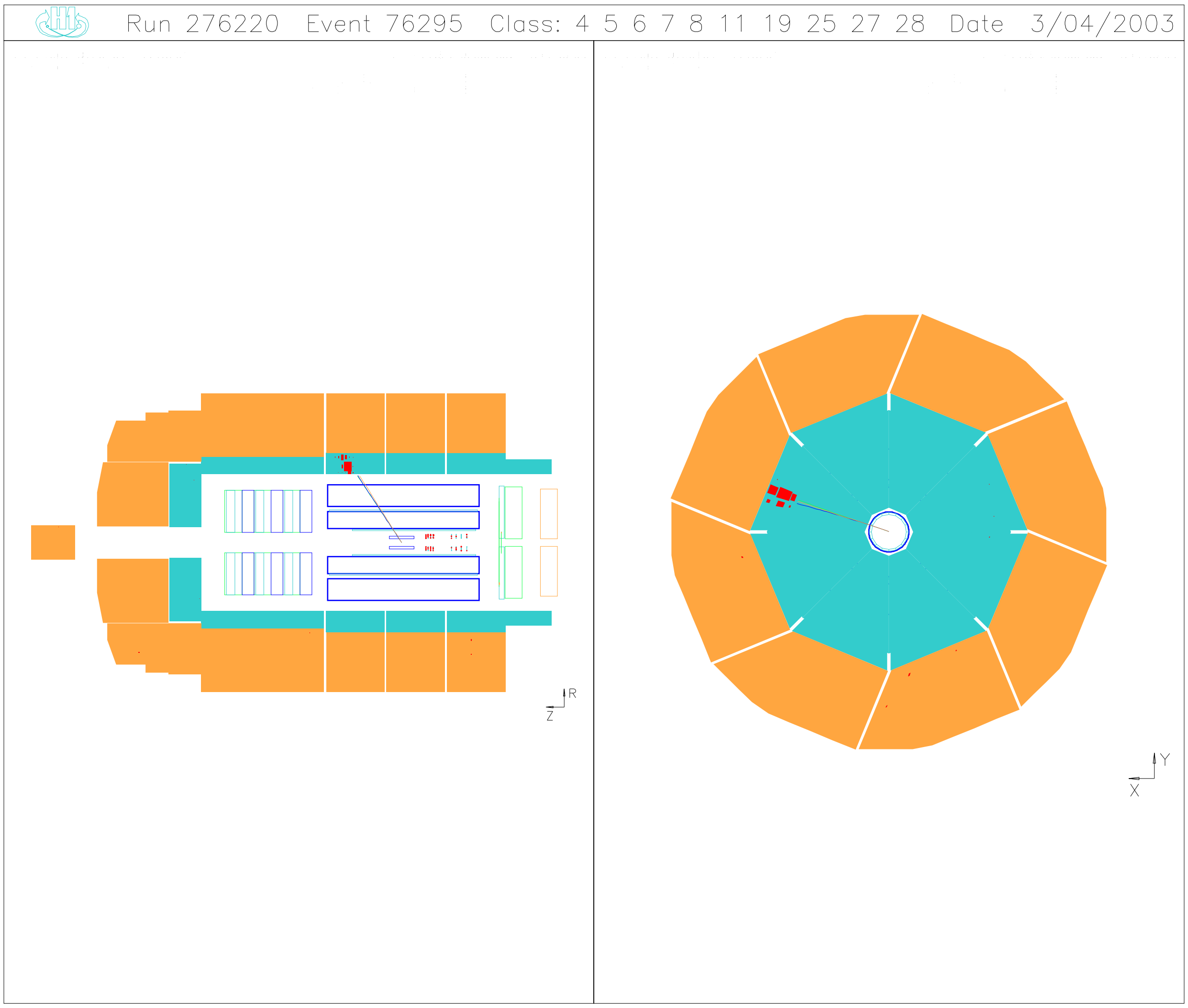

Run 268338 Event 70014 Class: 4 5 6 7 8 11 19 25 28 Date 2/04/2003
R
Z
Y
X

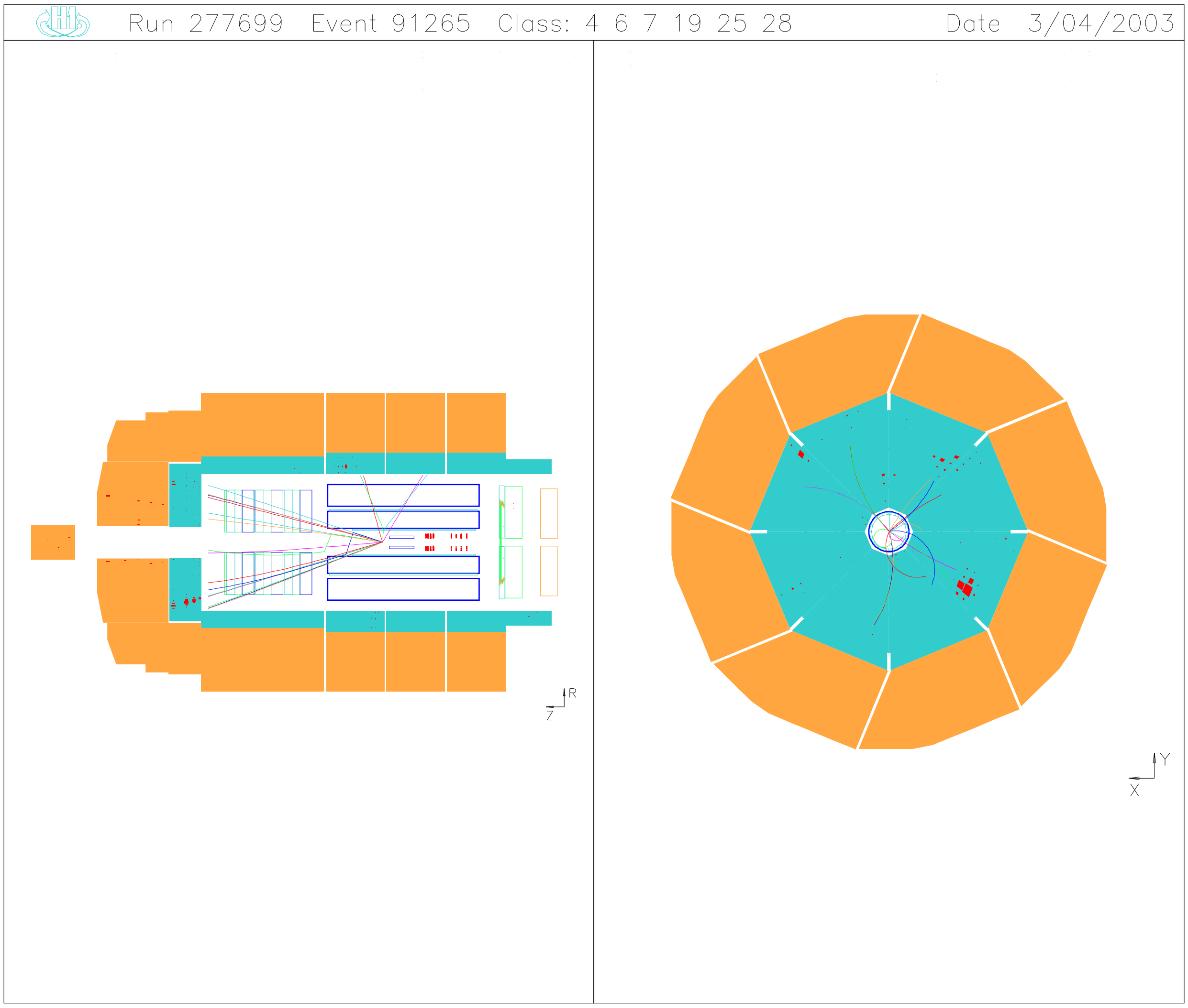

Run 269672 Event 66918 Class: 4 6 7 8 19 25 28 Date 2/04/2003
R
Z
Y
X


Run 270132 Event 73115 Class: 4 6 7 8 11 19 25 28 Date 5/04/2003
R
Z
Y
X


Run 274357 Event 6157 Class: 4 6 7 19 22 23 24 25 28 29 Date 3/04/2003
R
Z
Y
X


Run 275991 Event 29613 Class: 4 5 6 7 8 11 19 20 25 28 Date 3/04/2003
R
Z
Y
X


Run 276220 Event 76295 Class: 4 5 6 7 8 11 19 25 27 28 Date 3/04/2003
R
Z
Y
X


Run 277699 Event 91265 Class: 4 6 7 19 25 28 Date 3/04/2003
R
Z
Y
X

Annexe D

Description succinte des principales variables utilisées

Impulsions transverses	**Description**
P_T^{cal}	Impulsion transverse calorimétrique totale
P_T^{miss}	Impulsion transverse manquante totale
P_T^{X}	Impulsion transverse du système hadronique
$P_T^{X_h}$	Impulsion transverse du système hadronique ($X_h = X - hadron\ isolé\ concerné$)
P_T^{lep}	Impulsion transverse du lepton considéré ($lep = el$ ou μ)
P_T^{track}	Impulsion transverse de la trace considérée
$P_T^{jet1,2,3}$	Impulsion transverse de chacun des trois jets de plus grand P_T (canal had.)
P_T^{jets}	Impulsion transverse de la somme des jets (candidat quark b, canal lep.)
P_T^{b}	Impulsion tranverse du jet résiduel (candidat quark b, canal had.)

Masses	**Description**
$M_{\ell\nu}$	Masse invariante du système lepton-neutrino (candidat W, canal lep.)
$M_T^{\ell\nu}$	Masse transverse du système lepton-neutrino (candidat W, canal lep.)
M_{jj}	Masse invariante des deux jets formant le candidat W (canal had.)
$M_{\ell-\nu-jets}$	Masse du système lepton-neutrino-jet (candidat top, canal lep.)
M_{jets}	Masse de la somme des jets (candidat top, canal had.)

Angles	**Description**
θ^{ℓ}_{W*}	Angle entre le W et le lepton issu du W dans le CM du W (canal lep.)
θ^{*}_{W}	Angle entre le W et le jet de plus bas P_T issu du W dans le CM du W (canal had.)
$\widehat{\theta}$	Angle entre les deux jets de désintégration du W (canal had.)
θ_{lep},Φ_{lep}	Angles polaire et azimutal du lepton considéré ($lep = el$ ou μ)
θ_{jet}, Φ_{jet}, η_{jet}	Angle polaire, angle azimutal et pseudo-rapidité du jet considéré

Autres variables discriminantes	**Description**
D_{jet}	Distance entre l'objet considéré et le jet le plus proche
D_{track}	Distance entre l'objet considéré et la trace la plus proche
$E - P_z$	Différence entre l'énergie totale et son impulsion longitudinale
$\Delta\Phi_{\ell-X}$	Acoplanarité du lepton par rapport au système hadronique
V_p/V_{ap}	Balance azimutale
ζ^2	Quadri-impulsion transférée Q^2 (pour les courants neutres)
$E_{c\hat{o}ne}/E_e$	Isolation calorimétrique de l'électron
$N(lep)$	Nombre de leptons identifiés ($lep = el$ ou μ)
$Signe(e)$	Signe de la charge de l'électron
z_{vertex}	Coordonnée longitudinale du vertex reconstruit de l'événement
$\kappa/\delta\kappa$	Significance de la charge mesurée

Annexe E

Unités de mesure et variables de Mandelstam

Unités de mesures :

Unités de longueur :	Unités d'énergie :	Unités de section efficace :
1 $\mu m = 10^{-6}$ m	1 eV = $1.6.10^{-19}$ J	1 b = 10^{-24} cm^2
1 $nm = 10^{-9}$ m	1 KeV = 10^3 eV	1 nb = 10^{-9} b
1 $\dot{A} = 10^{-10}$ m	1 GeV = 10^6 eV	1 pb = 10^{-12} b
		1 fb = 10^{-15} b

Variables de Mandelstam :

- **Variables partoniques (s, t, u, t_1, t_2) :**

  * $s = (k_1 + k_2)^2$
  * $t = (k_1 - p_1)^2$; $t_1 = t - M_W^2$
  * $u = (k_2 - p_1)^2$; $u_1 = u - M_W^2$

  avec k_1 le quadrivecteur du photon, k_2 le quadrivecteur du quark d'entrée et p_1 le quadrivecteur du boson W sortant.

- **Variables hadroniques (S, T_1, U_1) :**

  * $S = s/x_\gamma x_p$
  * $T_1 = t_1/x_\gamma = -\sqrt{S(P_T^{W^2} + M_W^2)} \exp(-y_w - y_0)$
  * $U_1 = u_1/x_p = -\sqrt{S(P_T^{W^2} + M_W^2)} \exp(y_w + y_0)$;

  avec :

  * $x_p = -\frac{x\gamma T_1 + M_W^2}{x\gamma S + U_1}$
  * $x_\gamma = -\frac{U_1 + M_W^2}{S + T_1}$

Annexe F

Lexique

- ADC : convertisseur analogique-digital (*Analogic Digital Converter*)
- b : quark *bottom* (beau)
- BDC : chambre à dérive arrière (*Backward Drift Chamber*)
- BRW : modèle de Buchmüller, Rückl et Wyler
- BSET : déclencheur à électron simple du BEMC (*BEMC Single Electron Trigger*)
- BT : grandes tours du calorimètre (*Big Towers*)
- BToF : détecteur à temps de vol arrière (*Backward Time of Flight detector*)
- c : quark *charm* (charmé)
- CB : tonneau central (*Central Barrel*)
- CC : interaction inélastique à courant chargé (*Charged Current*)
- CERN : Centre Européen de Recherche Nucléaire
- CI : interaction de contact (*Contact Interaction*)
- CIP : chambre proportionnelle centrale intérieure (*Central Inner Proportional*)
- CIZ : chambre en z centrale intérieure (*Central Inner z-Chamber*)
- CJC : chambre à dérive centrale (*Central Jet Chamber*)
- CKM : Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM)
- CL : niveau de confiance (*Confidence Level*)
- CM : centre de masse
- CN : interaction inélastique à courant neutre
- COP : chambre proportionnelle centrale extérieure (*Central Outer Proportional*)
- COZ : chambre en z centrale extérieure (*Central Outer z-Chamber*)
- CTD : détecteur de traces central (*Central Track Detector*)
- d : quark *down*
- DIS : diffusion profondément inélastique (*Deep Inelastic Scattering*)
- DST : Bandes de données résumées (*Data Summary Tapes*)
- ET : détecteur à électron (*Electron Tagger*)
- FB : tonneau avant (*Forward Barrel*)
- FCNC : interactions par courant neutre avec changement de saveur (*Flavour Changing Neutral Current*)
- FERMILAB : laboratoire national de Fermi (*FERmi national LABoratory*)
- FFT : Transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*)
- FMD : détecteur à muons avant (*Forward Muon Detector*)
- FTD : détecteur de traces avant (*Forward Track Detector*)
- FToF : détecteur à temps de vol avant (*Forward Time of Flight detector*)

- FTT : système de déclenchement rapide sur les traces (*Fast Track Trigger*)
- FWPC : chambre proportionnelle avant (*Forward multi-Wire Proportional Chamber*)
- g : gluon
- $\gamma\gamma$: processus de production de paires de leptons (photon-photon)
- γp : processus de photoproduction
- GUT : théorie de la grande unification (*Grand Unification Theory*)
- HERA : collisionneur électron-proton (*Hadron Elektron Ring Anlage*)
- HMA : approximation à grande masse (*High Mass Approximation*)
- IF : détecteur avant interne (*Inner Forward*)
- λ : longueur d'interaction
- LAr : calorimètre à argon liquide (*Liquid Argon calorimeter*)
- LED : modèle d'extra-dimensions (*Large Extra Dimensions*)
- LEP : collsionneur électron-positron (*Large Electron-Positron collider*)
- LFV : violation de la saveur leptonique (*Lepton Flavour Violation*)
- LHC : grand collisionneur hadron-hadron (*Large Hadron Collider*)
- LINAC : accélérateur linéaire (*LINear ACcelerator*)
- LO : calculs aux premier ordre (*Lowest Order*)
- LQ : leptoquarks
- MIP : Particule d'ionisation minimale (*Minimum ionizing particle*)
- MS : Modèle Standard
- MSSM : modèle supersymétrique minimal (*Minimal Supersymmetric Standard Model*)
- mSUGRA : modèle minimal de supergravité (*minimal SUper GRAvity model*)
- MWPC : chambre proportionnelle multifils (*Multi-Wire Proportional Chamber*)
- ν : neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ pour électronique, muonique et tauique)
- NC : interaction par courant neutre (*Neutral Current*)
- NLO : calculs à l'ordre supérieur (*Next to Leading Order*)
- PCA : Projection et approximation des corrélations (*Projection and Correlation Approximation*)
- PD : détecteur à photon (*Photon Detector*)
- PDF : fonction de densité partonique (*Parton Density Function*)
- PLUG : bouchon calorimétrique avant
- PM : photomultiplicateur
- POT : bande de sortie de production (*Production Output Tape*)
- PToF : détecteur à temps de vol du PLUG (*PLUG Time of Flight detector*)
- QCD : chromodynamique quantique (*Quantum Chromodynamics*)
- QED : électrodynamique quantique (*Quantum ElectroDynamics*)
- s : quark *strange* (étrange)
- SLAC : accélérateur linéaire de Stanford (*Stanford Linear Accelerator Center*)
- SPACAL : calorimètre électromagnétique arrière (*SPAghetti CALorimeter*)
- SUSY : supersymétrie (*SUperSYmmetry*)
- t : quark *top*
- TEVATRON : collisionneur proton-antiproton
- ToF : détecteur à temps de vol (*Time of Flight detector*)
- TT : tour de déclenchement (*Trigger Tower*)
- u : quark *up*
- X_0 : longueur de radiation

Bibliographie

[1] C. Adloff et al. Observation of events with an isolated high energy lepton and missing transverse momentum at HERA. *Eur. Phys. J.*, C5p575–584, (1998), hep-ex/9806009.

[2] C Longuemare. *Eléments de Physique des Particules et des Hautes Energies.* Support de cours de maîtrise, (1991).

[3] M. Zitoun. *Physique des particules - Introduction.* Nathan, Paris, (1998). 128 pages.

[4] http://web.ccr.jussieu.fr/radioactivite/histoire/physique.html.

[5] http://www.ens-lyon.fr/ bgoglin/physique/particules.html.

[6] http://www.lal.in2p3.fr/CPEP/history/smt.html.

[7] http://voyage.in2p3.fr/fermions.html.

[8] F. Halzen and Alan D. Martin. QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS. New York, Usa: Wiley (1984) 396p.

[9] Zhiqing Zhang. New insights into the proton structure with e p collider HERA. (2000), hep-ph/0012249.

[10] B. Foster. Lectures on HERA physics. *Eur. Phys. J.*, DIRECTA1p1–11, (2002), hep-ex/0206011.

[11] T. Naumann. Measurement of the proton structure function F2(x,Q**2) in the H1 detector at HERA.

[12] M. Derrick et al. Measurement of the proton structure function F2 in *ep* scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B316p412, (1993).

[13] S. Aid et al. The Gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F2. *Phys. Lett.*, B354p494–505, (1995), hep-ex/9506001.

[14] C. Adloff et al. Deep-inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of alpha(s). *Eur. Phys. J.*, C21p33–61, (2001), hep-ex/0012053.

[15] C. Adloff et al. Measurement of neutral and charged current cross sections in electron proton collisions at high Q**2. *Eur. Phys. J.*, C19p269–288, (2001), hep-ex/0012052.

[16] T. Ahmed et al. First measurement of the deep inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett.*, B348p681–696, (1995), hep-ex/9503005.

[17] M. Derrick et al. Diffractive hard photoproduction at HERA and evidence for the gluon content of the pomeron. *Phys. Lett.*, B356p129–146, (1995), hep-ex/9506009.

[18] Mireille Schneider. Search for new particles at HERA. (2002), hep-ex/0201042.

[19] C. Adloff et al. Search for compositeness, leptoquarks and large extra dimensions in e q contact interactions at HERA. *Phys. Lett.*, B479p358–370, (2000), hep-ex/0003002.

[20] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G. R. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett.*, B429p263–272, (1998), hep-ph/9803315.

[21] R. Ruckl W. Buchmuller and D. Wyler. Leptoquarks in lepton-quark collisions. *Phys. Lett.*, B448p320, (1999).

[22] C. Adloff et al. A search for leptoquark bosons in e- p collisions at HERA. *Phys. Lett.*, B523p234–242, (2001), hep-ex/0107038.

[23] J. Breitweg et al. Measurement of D*+- production and the charm contribution to F2 in deep inelastic scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C12p35–52, (2000), hep-ex/9908012.

[24] C. Adloff et al. Measurement of open beauty production at HERA. *Phys. Lett.*, B467p156–164, (1999), hep-ex/9909029.

[25] C. Adloff et al. A search for leptoquark bosons and lepton flavor violation in e+ p collisions at HERA. *Eur. Phys. J.*, C11p447–471, (1999), hep-ex/9907002.

[26] Hans Peter Nilles. SUPERSYMMETRY, SUPERGRAVITY AND PARTICLE PHYSICS. *Phys. Rept.*, 110p1, (1984).

[27] C. Adloff et al. Searches at HERA for squarks in R-parity violating supersymmetry. *Eur. Phys. J.*, C20p639–657, (2001), hep-ex/0102050.

[28] Leszek Roszkowski G. L. Kane, Chris Kolda and James D. Wells. Study of constrained minimal supersymmetry. *Phys. Rev.*, D49p6173–6210, (1994).

[29] K. Hagiwara, D. Zeppenfeld, and S. Komamiya. EXCITED LEPTON PRODUCTION AT LEP AND HERA. *Z. Phys.*, C29p115, (1985).

[30] C. Adloff et al. Search for excited neutrinos at HERA. *Phys. Lett.*, B525p9–16, (2002), hep-ex/0110037.

[31] C. Adloff et al. Search for excited electrons at HERA. *Phys. Lett.*, B548p35–44, (2002), hep-ex/0207038.

[32] C. Adloff et al. A search for excited fermions at HERA. *Eur. Phys. J.*, C17p567–581, (2000), hep-ex/0007035.

[33] Tao Han and JoAnne L. Hewett. Top charm associated production in high energy e+ e- collisions. *Phys. Rev.*, D60p074015, (1999), hep-ph/9811237.

[34] David Atwood, Laura Reina, and Amarjit Soni. Probing flavor changing top - charm - scalar interactions in e+ e- collisions. *Phys. Rev.*, D53p1199–1201, (1996), hep-ph/9506243.

[35] G. M. de Divitiis, R. Petronzio, and L. Silvestrini. Flavour changing top decays in supersymmetric extensions of the standard model. *Nucl. Phys.*, B504p45–60, (1997), hep-ph/9704244.

[36] R. D. Peccei and X. Zhang. DYNAMICAL SYMMETRY BREAKING AND UNIVERSALITY BREAKDOWN. *Nucl. Phys.*, B337p269–283, (1990).

[37] Harald Fritzsch and Dirk Holtmannspotter. The production of single t-quarks at LEP and HERA. *Phys. Lett.*, B457p186–192, (1999), hep-ph/9901411.

[38] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66p010001, (2002).

[39] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386p310–347, (1997).

[40] I. Abt et al. The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386p348–396, (1997).

[41] B. Andrieu et al. Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A344p492–506, (1994).

[42] P. Bruel. *Recherche d'interactions au-delà du Modèle Standard à HERA*. Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, (1998).

[43] R. Poeschl. *Measurement of the Double Differential Dijet Rate in Deep Inelastic Scattering at HERA and Comparison to NLO QCD Calculations.* Thèse de Doctorat, Université de Dortmund, (2000). DESY-THESIS-2000-057.

[44] Stephen D. Ellis and Davison E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev.*, D48p3160–3166, (1993), hep-ph/9305266.

[45] H1 Collaboration. Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA. *International Conference on High Energy Physics ICHEP'96*, Paper pa17-026, (Warsaw, Poland, July 1996).

[46] J. Mock et al. Artificial neural networks as a second-level trigger at the H1 experiment: Performance analysis and results. In *Pisa 1995, New computing techniques in physics research* 465-471.

[47] M. Jacquet. The steering of the H1 Level 2 Topological Trigger. *Note interne H1-06/97-519*, (1997).

[48] C. Adloff et al. Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron proton collisions at large momentum transfer. *Eur. Phys. J.*, C13p609–639, (2000), hep-ex/9908059.

[49] B. Leissner. *Muon Pair Production in ep collisions.* Thèse de Doctorat, RWTH Aachen, (DESY-THESIS-2002-049).

[50] B. Heinemann. *Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in e^+p Collisions at $\sqrt{s} = 300$ GeV.* Thèse de Doctorat, Université de Hambourg, (1999).

[51] F. Keil. *Dijet Production in Charged and Neutral Current e^+p Interactions at High Q^2 at HERA.* Thèse de Doctorat, Université de Heidelberg, (2001).

[52] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135p238–259, (2001), hep-ph/0010017.

[53] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, **82** p74–90, (1994).

[54] Torbjorn Sjostrand and Mats Bengtsson. THE LUND MONTE CARLO FOR JET FRAGMENTATION AND e+ e- PHYSICS: JETSET VERSION 6.3: AN UPDATE. *Comput. Phys. Commun.*, 43p367, (1987).

[55] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, and P. Zanarini. GEANT3. CERN-DD/EE/84-1.

[56] U. Baur, J. A. M. Vermaseren, and D. Zeppenfeld. Electroweak vector boson production in high-energy e p collisions. *Nucl. Phys.*, **B375** p3–44, (1992).

[57] U. Baur and D. Zeppenfeld. MEASURING THE W W gamma VERTEX IN SINGLE W PRODUCTION AT e p COLLIDERS. *Nucl. Phys.*, B325p253, (1989).

[58] C. F. von Weizsacker. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, 88p612–625, (1934).

[59] E. J. Williams. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, 45p729–730, (1934).

[60] H. L. Lai et al. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev.*, D55p1280–1296, (1997), hep-ph/9606399.

[61] P. Aurenche, P. Chiappetta, M. Fontannaz, J. P. Guillet, and E. Pilon. Higher order QCD corrections to the photoproduction of a direct photon at HERA. *Z. Phys.*, C56p589–600, (1992).

[62] H. Plothow-Besch. PDFLIB: A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations. *Comput. Phys. Commun.*, 75p396–416, (1993).

[63] D. Waters. *A first estimate of $\sigma(e^+p \to e^+W^\pm X)$ and studies of high P_T leptons with the ZEUS detector at HERA.* Thèse de Doctorat, Wolfson College, université d'Oxford, (Hilary Term 1998).

[64] Kai-Peer O. Diener, Christian Schwanenberger, and Michael Spira. Photoproduction of W bosons at HERA: QCD corrections. *Eur. Phys. J.*, C25p405–411, (2002), hep-ph/0203269.

[65] Michael Spira. W boson production at NLO. (1999), hep-ph/9905469.

[66] Kai-Peer O. Diener, Christian Schwanenberger, and Michael Spira. Photoproduction of W bosons at HERA: Reweighting method for implementing QCD corrections in Monte Carlo programs. (2003), hep-ex/0302040.

[67] Hannes Jung. Hard diffractive scattering in high-energy *ep* collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP. *Comp. Phys. Commun.*, **86** p147–161, (1995).

[68] G. A. Schuler and H. Spiesberger. DJANGO: The Interface for the event generators HERACLES and LEPTO. In *Hamburg 1991, Physics at* HERA*, vol 3.*, pages 1419–1432, (1991).

[69] (ed.) Doyle, A. T., (ed.) Grindhammer, G., (ed.) Ingelman, G., and (ed.) Jung, H. Monte Carlo generators for HERA physics. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, 1998-1999. DESY-PROC-1999-02.

[70] Tetsuo Abe. GRAPE-Dilepton (Version 1.1): A generator for dilepton production in e p collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 136p126–147, (2001), hep-ph/0012029.

[71] S. P. Baranov, O. Duenger, H. Shooshtari, and J. A. M. Vermaseren. LPAIR: A generator for lepton pair production. In *Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 3* 1478-1482. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 12988).

[72] J. A. M. Vermaseren. TWO PHOTON PROCESSES AT VERY HIGH-ENERGIES. *Nucl. Phys.*, B229p347, (1983).

[73] H.C. Kaestli. *Muon Pair Production with high invariant mass in* e^+p *collisions at HERA*. Thèse de Doctorat, Swiss Federal Institute of Technlogy Zurich, (2000).

[74] N. Delerue. *Recherche de leptons excités dans les données de l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA*. Thèse de Doctorat, CPPM Marseille, (Mai 2002). DESY-THESIS-2002-017.

[75] I. Negri and L. Abdou B. Gilles S. Kermiche A. Pieuchot C. Vallée. A minimal comprehensive set of muon background topological finders for high P_T physics analyses. *Note interne H1*, **H1-10/96-498** , (1996).

[76] E. Chabert et al. An Updated PHAN Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis. *Note interne H1*, **H1-11/98-556** , (1998).

[77] A. Pukhov et al. CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33. *Prépublication*, (1999), hep-ph/9908288.

[78] Isolated electrons and muons in events with missing transverse momentum at HERA. (2003), hep-ex/0301030.

[79] G. Frising. *Rare Phenomena and W Production in ep scattering at HERA*. Thèse de Doctorat, RWTH Aachen, (2000).

[80] S. Caron. *Jets in Photoproduction at HERA*. Thèse de Doctorat, RWTH Aachen, (September 2002). DESY-THESIS-2002-035.

[81] F. Abe et al. Observation of top quark production in anti-p p collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74p2626–2631, (1995), hep-ex/9503002.

[82] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74p2632–2637, (1995), hep-ex/9503003.

[83] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49p652–657, (1973).

[84] J. Dingfelder. *Search for anomalous production of single top quarks with the H1 experiment at HERA*. Thèse de Doctorat, Université de Heidelberg, (2003).

[85] Karlen. Using projections and correlations to approximate probability distributions. (1998), physics/9805018.

[86] J. Nielsen H. Hu. Analytic confidence level calculation using the likelihood ratio and Fourier transform. *Cern Yellow Book*.

[87] A. Belyaev and Nikolaos Kidonakis. QCD corrections to FCNC single top production at HERA. *Phys. Rev.*, D65p037501, (2002), hep-ph/0102072.

[88] D. E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C15p1–878, (2000).

[89] Search for single-top production in e p collisions at HERA. (2003), hep-ex/0302010.

[90] Search for single top production via flavour changing neutral currents: preliminary combined results of the LEP experiments. Presented at conferences EPS01 and LP01, (2001).

[91] F. Abe et al. Search for flavor-changing neutral current decays of the top quark in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 80p2525–2530, (1998).

Résumé

Recherche d'événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante sur le collisionneur HERA avec le détecteur H1

Des événements contenant un lepton isolé et de l'impulsion transverse manquante ont été observés dans les données accumulées de 1994 à 1997 par le détecteur H1 (37 pb^{-1}), installé sur le collisonneur électron-proton HERA. Cette topologie correspondrait dans le Modèle Standard à la production des bosons W et Z mais les événements observés ont une grande impulsion transverse hadronique, ce qui est peu probable dans cette interprétation.

Cette thèse est consacrée à la recherche d'événements présentant cette topologie en étendant l'espace de phase aux événements de basse impulsion transverse manquante et à l'ensemble des données H1 de HERA-1 (118.3 pb^{-1}) afin d'améliorer la sensibilité au signal et la précision statistique. Les résultats de cette analyse ont montré la persistance d'un excès d'événements à grande impulsion transverse manquante du système hadronique. L'étude du canal hadronique de désintégration du W ne montre aucun excès de données mais sa sensibilité au signal est insuffisante pour contredire l'excès observé dans le canal leptonique.

Une interprétation possible de cet excès dans un contexte au-delà du Modèle Standard est la production anormale de quark top. La recherche de ce processus a été effectuée dans le cadre de cette thèse à partir d'une analyse classique en coupures et d'une méthode multivariable de maximum de vraisemblance. Les résultats, semblables pour les deux méthodes, montrent que certains des candidats observés sont compatibles avec la production anormale de quark top. Le canal hadronique de recherche du top ne présente pas d'excès de données mais sa sensibilité au signal ne permet toujours pas de contredire l'excès du canal leptonique.

La précision statistique de l'excès observé n'est pas suffisante pour conclure sur la présence de nouvelle physique et des limites sur le couplage anormal au vertex $tu\gamma$ ont pu être déduites.

Mots-clefs : *Physique électro-faible, boson W, quark top, couplage anormal, excès, HERA, H1.*

Abstract

Search for events with an isolated lepton and missing transverse momentum at the HERA collider with the H1 detector

Events with an isolated lepton and missing transverse momentum have been observed in the 1994-1997 data of the H1 detector (37 pb^{-1}) installed on the electron-proton HERA collider. This topology corresponds in the Standard Model to the production of a W or Z boson but the observed events contain a high hadronic transverse momentum which is unlikely within this interpretation.

This thesis describes the search for events with this topology, extending the phase space to low missing transverse momentum and including the complete HERA-1 data sample (118.3 pb^{-1}) in order to improve the signal sensitivity and the statistical precision. Results show the persistence of an excess of events with a high hadronic transverse momentum. The hadronic channel of the W decay does not show any data excess but its sensitivity to the signal is not sufficient to contradict the observed excess in leptonic channel.

A possible interpretation of this excess beyond the Standard Model is the anomalous production of a top quark. The search for this process has been performed in this thesis using a classical cut-based analysis and a likelihood multi-variate analysis. Results are similar for both methods and show that some of the observed candidates are compatible with the anomalous production of a top quark. The top search in the hadronic channel does not show any data excess, but the lower signal sensitivity does not discard the top interpretation of the leptonic excess.

The statistical precision of the observed excess is not sufficient to conclude on the presence of New Physics and limits on the anomalous $tu\gamma$ coupling have been derived.

Key-words: *Electroweak Physics, W boson, top quark, anomalous coupling, excess, HERA, H1.*