DEA Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

Jessica LEVEQUE

Production de paires d'électrons à HERA

Stage de DEA effectué sous la direction de Claude VALLEE

mars-juin 2000

Centre de Physique des Particules de Marseille
163, Avenue de Luminy
13288 Marseille

Table des matières

Introduction

La représentation actuelle de la structure de la matière est contenue dans une théorie appelée modèle standard. Ce modèle considère 12 particules élémentaires de matière (et leurs anti-particules), 12 bosons de jauge qui véhiculent 3 des quatres interactions fondamentales (la gravitation n'est pas prise en compte), et une particule scalaire qui donne la masse aux autres particules, le boson de Higgs. L'ensemble de ces particules est rassemblé dans les tableaux 0.1 et 0.2.

	Fermions			Charge électrique
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1
Quarks	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3

Tableau 0.1: les 3 familles de fermions

interaction	médiateur	masse	action
électromagnétique	photon	0	particules chargées
faible	$Z°$,$W^{\pm}$	91.2 ; 80.3 GeV	toutes les particules
forte	gluons(8)	0	quarks

Tableau 0.2: interactions fondamentales

Ce modèle est testé depuis les années 70 dans les accélerateurs de particules et ses prédictions n'ont pour l'instant jamais été mises en défaut. Seul le Higgs reste à découvrir. Plusieurs modèles de remplacement existent pour parer aux insuffisances du modèle actuel, qui ne prend pas en compte toutes les interactions, n'explique pas les trois générations de particules... Mais rien ne peut permettre pour l'instant de choisir l'un d'eux.

L'objet de ce stage a été d'étudier la création de paires d'électrons dans l'accélérateur HERA, en particulier à haute énergie, afin de tester les prédictions théoriques du modèle standard et de rechercher une indication de nouvelle physique. Ce travail se place dans le cadre d'études préliminaires pour l'augmentation de luminosité à HERA prévue autour de 2001.

Chapitre 1

Production des paires de leptons : aspects théoriques et motivations

Cette première partie explique le processus qui fait intervenir deux photons dans les interactions lepton-proton à HERA. Nous décrirons ensuite le processus de production des paires de leptons selon le modèle théorique implémenté dans le générateur Monte Carlo LPAIR utilisé dans notre analyse. Enfin, nous exposerons les motivations de cette étude.

1.1 La production de paires de leptons dans les collisions photon-photon à HERA

Le processus à deux photons est présenté sur la figure 1.1. Le lepton et le proton incidents émettent chacun un photon, et l'interaction entre ces deux photons génère une paire de leptons.

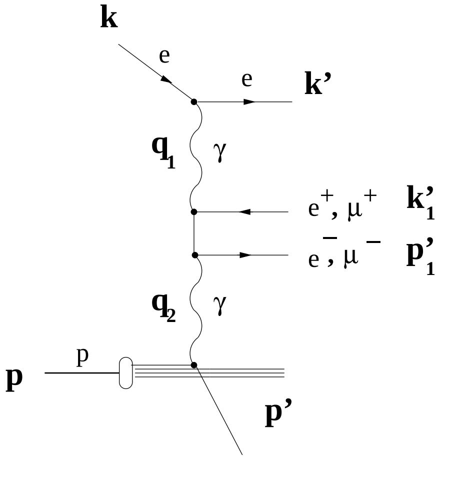


Figure 1.1: création d'une paire de leptons par un processus photon-photon

Ce processus est caractérisé par les quadri-vecteurs d'échange $\mathbf{q_1}$ et $\mathbf{q_2}$ entre les particules initiales et les photons émis. Ils sont définis de la façon suivante : $\mathbf{q_1^2} = (\mathbf{k} - \mathbf{k'})^2$ et $\mathbf{q_2^2} = (\mathbf{p} - \mathbf{p'})^2$ où $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k'}$ sont les quadri-impulsions de l'électron incident et diffusé, et $\mathbf{p}$ et $\mathbf{p'}$ celles du proton avant et après interaction.

Pour le vertex d'interaction qui met un jeu un fermion élémentaire, le courant s'écrit :

$$< e, \mathbf{k'} | J^{\mu}_{elmag} | e, \mathbf{k} >= \bar{u}(k')\gamma^{\mu}u(k)$$

Pour le vertex qui met en jeu un proton, on ne peut plus utiliser l'approximation des particules ponctuelles. Le comportement des constituants du proton, quarks de valence et de la mer, ne pouvant être décrit par la QCD perturbative, on utilise une méthode plus phénoménologique. On introduit un vecteur de Lorentz Γ^{μ} qui permet d'écrire :

$$< p, \mathbf{p'} | J^{\mu}_{elmag} | p, \mathbf{p} >= \bar{u}(p')\Gamma^{\mu}u(p)$$

et de garder ainsi une expression similaire à celle d'un électron.

Ce vecteur dépend des quadri-impulsions de transfert q_2^{μ} et du proton p^{μ}, et dans l'hypothèse d'invariance sous transformation de jauge on peut l'écrire avec seulement deux termes :

$$\Gamma^{\mu} = F_1(q^2)\gamma^{\mu} + i\frac{\kappa}{2m_p}F_2(q^2)p^{\nu}\sigma_{\mu\nu} \quad \sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} - \gamma^{\nu}\gamma^{\mu}), \ \kappa = 1.7928$$

Les fonctions $F_i(q_2^2)$ sont appelées facteurs de forme élastiques ou fonctions de structure selon la valeur des variables q, p et p' :

$$q^2 = (p - p')^2 = p^2 + p'^2 - 2p^{\mu}p'_{\mu}$$

- Si $p'^2 = p^2$, on se situe dans le domaine élastique, et on utilise les facteurs de forme. F_1 et F_2 sont appelées facteur de forme électrostatique et facteur de forme magnétique.

- Si $p'^2 \neq p^2$ on se situe dans le domaine inélastique, qui correspond à un grand quadri-moment de transfert q_2^2. Dans ce domaine d'énergie, on sonde l'intérieur du proton ($\Delta E \sim \frac{\hbar c}{\Delta X}$ où ΔX représente la distance sondée). On utilise des fonctions de structure qui décrivent les distributions d'impulsion des différents constituants du proton.

Les fonctions $F_i(q^2)$ ont été déterminées à partir de mesures de sections efficaces dans des expériences sur cibles fixes et plus récemment à HERA. L'utilisation de ces fonctions sera précisée dans la partie suivante.

1.2 Générateur Monte Carlo : LPAIR

Plusieurs processus autres que l'interaction entre 2 photons peuvent être à l'origine de la création de paires de leptons:

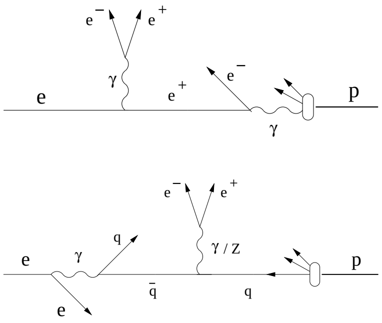


Figure 1.2: création d'une paire de leptons par processus Cabibbo-Parisi et Drell-Yan

Le processus Drell-Yan est une interaction entre un quark du proton et un antiquark issu de la matérialisation en paire $q\overline{q}$ d'un photon émis par l'électron incident. Dans le processus Cabibbo-Parisi, la paire de leptons créée est issue de l'annihilation du lepton incident avec un lepton provenant de la matérialisation d'un photon émis par le proton. Ces diagrammes ont des contributions faibles dans le domaine cinématique que nous considérons ici [3]

Dans toute analyse, il est nécessaire de comparer les données recueillies avec les prédictions théoriques du modèle standard. Nous utiliserons le générateur Monte Carlo LPAIR, qui permet de simuler des productions de paires de leptons chargés dans des collisionneurs e-e, e-p ou p-p. Ce générateur ne tient compte que du diagramme qui met en jeu deux photons.
Le calcul d'un processus de la forme $ep \rightarrow ep\ l^+l^-$ est effectué de la façon suivante : on commence par évaluer l'elément de matrice M du sous-diagramme $\gamma^*\gamma^* \rightarrow l^+l^-$. On calcule ensuite à partir des faisceaux de particules incidentes (e p) des flux de photons équivalents, que l'on convolue avec le processus central afin d'obtenir l'élément de matrice complet :

$$\sigma = \Phi(\gamma_e)\Phi(\gamma_p)|M|^2$$

Cette méthode est connue sous le nom d' approximation de Weizsäcker-Williams [5]. Il est possible de spécifier des fonctions de structure pour les particules incidentes.

Pour notre analyse, trois lots Monte-Carlo distincts ont été générés, correspondant à différentes valeurs de $Q^2 = -q^2$ et de masse du système hadronique final M_X. (q^2 est le quadri-moment de transfert et Q^2 la masse de la particule échangée).

- Lot élastique : $M_X = M_p$. Le proton reste sur sa couche de masse, on utilise les facteurs de forme hadronique pour le décrire.
- Lot quasi-élastique : M_X légèrement supérieure à M_p. Le proton est excité lors de l'interaction. L'état final est une particule plus lourde appelée

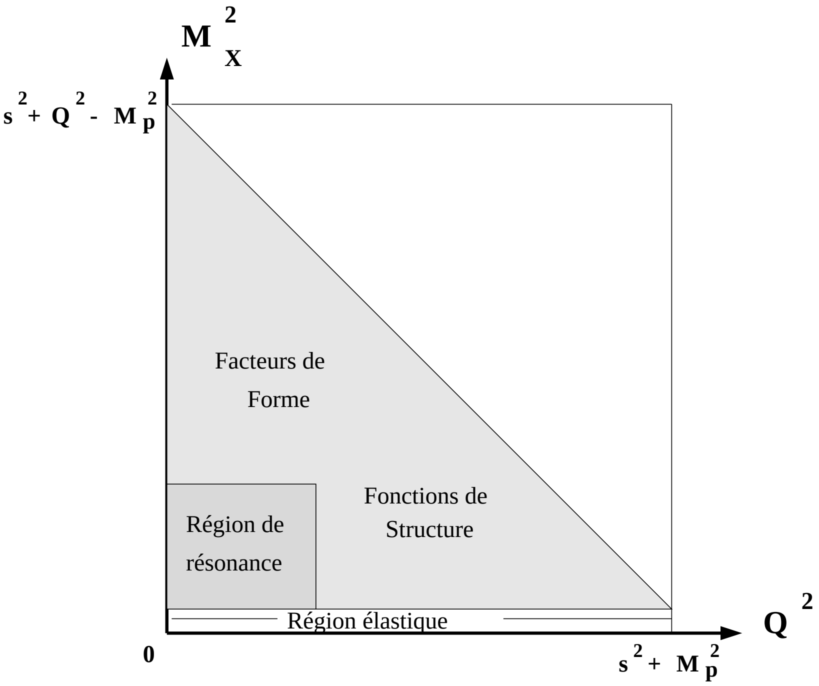


Figure 1.3: Domaines de description du proton en fonction de Q^2 et de la masse du système hadronique

résonance. Les résonances du proton sont de deux type : N(isospin $\frac{1}{2}$) et Δ(isospin $\frac{3}{2}$). Les facteurs de forme sont modifiés dans cette région.

- Lot inélastique : $M_X > M_P$. C'est un quark qui participe à l'interaction, on utilise donc des fonctions de structure. Le proton éclate et ses différents constituants s'hadronisent (création de nouvelles particules autour des quarks et des gluons qui ne peuvent rester à l'état libre). L'état final est constitué d'un grand nombre de particules dont la masse totale est supérieure à celle du proton.

La figure 1.3 montre ces différentes régions dans le plan (Q^2, M_X)

1.3 Motivations de l'étude

Notre étude est motivée par deux aspects : tester les prédictions théoriques du modèle standard et rechercher des phénomènes nouveaux.

1.3.1 Test du modèle standard

La production de paires de leptons dans les processus à deux photons constitue un bruit de fond important pour d'autres analyses actuellement menées au sein du groupe H1. En particulier, l'étude sur les leptons isolés [6] a mis en évidence un excès d'événements avec un muon isolé et de l'impulsion transverse manquante. Les muons très énergétiques interagissent peu avec la matière et traversent tout le détecteur sans être arrêtés. Les paires de muons créées par le processus $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ peuvent contribuer à ce genre d'événement si l'un des deux n'est pas détecté. La confirmation de l'excès observé ne peut se faire qu'après un contrôle rigoureux des taux d'événements et des distributions des variables cinématiques générées par LPAIR. Cette vérification est plus aisée dans le canal électron, où les énergies sont mesurées avec précision et tous les électrons sont bien détectés.

Les événements observés ont aussi la particularité d'avoir un système hadronique de très grande impulsion transverse (notée P_TX). Nous devrons vérifier si dans le canal électron il existe aussi un excès à grand P_TX, qui pourrait mettre en évidence une contribution des ordres supérieurs de QCD (radiation de gluons par les quarks par exemple) mal prise en compte par le générateur.

Enfin, si cet excès est réellement observé, son interprétation est une production anormale du boson W. Il pourrait aussi exister une production anormale du Z, facilement observable à partir des paires e^+e^-.

1.3.2 Recherche d'un signal "non standard"

De manière générale, les processus donnant naissance à des particules de grande impulsion transverse constituent un domaine privilégié pour la recherche de phénomènes nouveaux. Ils mettent en jeu des énergies importantes pour lesquelles les tests du modèle standard sont encore peu nombreux. Plusieurs exemples de signaux non standards observables dans notre canal multi-électron peuvent se trouver dans le cadre de nouveaux modèles:

Modèles composites : ils proposent une sous-structure pour les fermions, et prévoient la création de fermions excités. Certaines désexcitations peuvent être visibles dans notre canal, avec une signature particulière :
$e^* \rightarrow e\ Z^\circ \rightarrow\ e\ e^+\ e^-$ L'électron se désexcite en émettant un boson Z°. La masse invariante de la paire d'électrons créée doit être proche de la masse du Z°.
$\nu^* \rightarrow \nu\ Z^\circ \rightarrow \nu\ \ e^+\ e^-$ La paire doit aussi avoir une masse proche de celle du Z°. Le neutrino s'échappe du détecteur, l'état final doit montrer de l'énergie

manquante.
$\nu^* \to e\ W \to e^+\ e^-\ \nu$ Ce canal doit montrer de l'énergie manquante.

La SUperSYmétrie (SUSY) peut aussi nous apporter un candidat dans l'hypothèse de la violation de la R-parité ($R_P = (-1)^{3B+L+2S}$, où B, L et S sont les nombres baryoniques, leptoniques et le spin. R_P vaut +1 pour les particules du modèle standard et -1 pour les particules supersymétriques). La particule supersymétrique la plus légère (LSP), électriquement neutre et dont la masse est prédite autour de 100 GeV, pourrait se désintégrer en 3 particules du modèle standard $LSP \to e^+\ e^-\ \nu$. La paire d'électrons serait accompagnée d'énergie manquante.

Enfin, des théories plus générales que le modèle standard et prenant en compte des symétries supplémentaires prévoient de nouveaux bosons de jauges massifs, dont certains peuvent donner une paire e^+e^- (le Z' par exemple).

Chapitre 2

Identification des leptons dans le détecteur H1

Les données ont été collectées auprès du collisionneur HERA situé sur le site de DESY (DEutsche SYnchrotron) à Hambourg.

2.1 Présentation de l'expérience

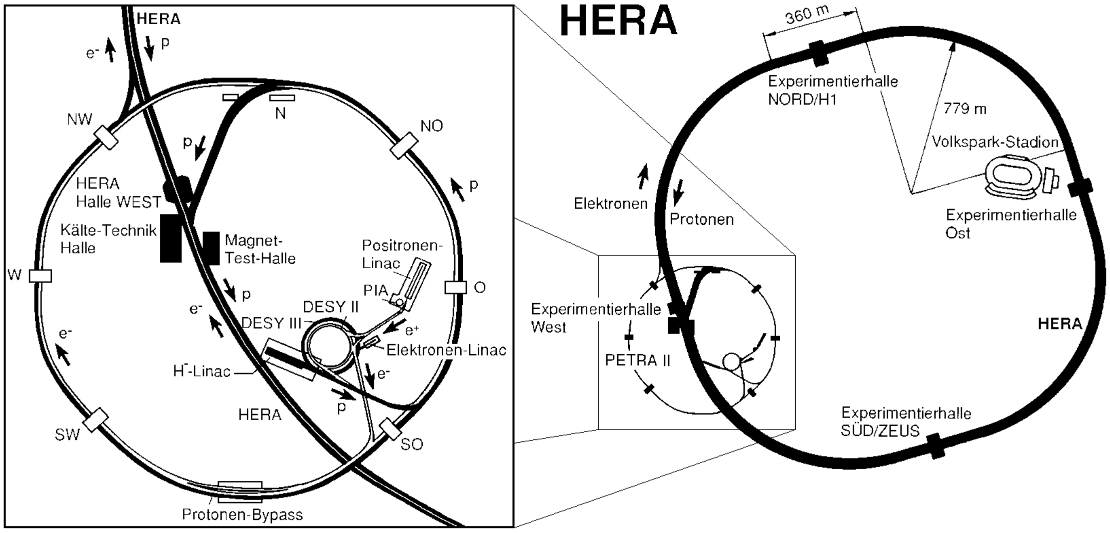


Figure 2.1: Le site de DESY

HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) est un accélérateur circulaire de 6,3 km de circonférence dans lequel tournent un faisceau de protons et un faisceau de leptons (électrons ou positrons) dans des anneaux indépendants.

Les électrons sont produits dans le préaccélérateur LINAC I et accélérés jusqu'à 12 GeV dans PETRA II avant d'être injectés dans HERA, où ils atteignent leur énergie nominale. Les protons, créés à partir d'hydrogène, sont préaccélérés jusqu'à 40 GeV puis envoyés dans HERA. Chaque faisceau est constitué de 210 paquets de particules.

Nous distinguerons 3 périodes de prise de données selon les énergies des faisceaux et leur nature :

années	leptons	protons	luminosité	$\sqrt{s}$
94-97	positrons 27.5 GeV	820 GeV	35.6 pb^{-1}	300 GeV
98-99	electrons 27.5 GeV	920 GeV	14.2 pb^{-1}	318 GeV
99-2000	positrons 27.5 GeV	920 GeV	31.4 pb^{-1}	318 GeV

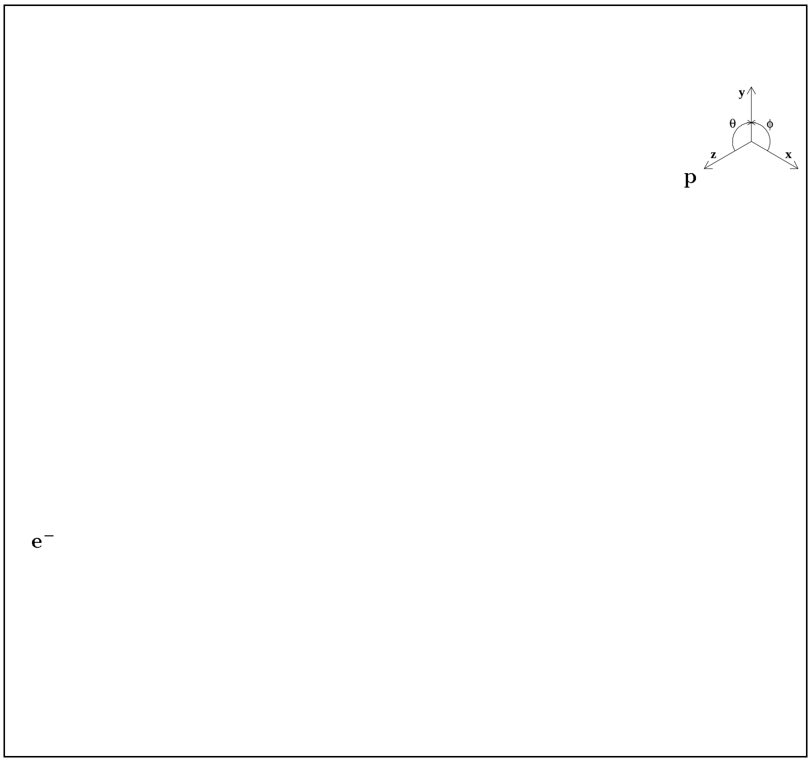
4 expériences sont actuellement en fonctionnement sur l'anneau:
H1 et ZEUS sont des expériences généralistes (étude de la structure du proton, recherche de processus au-dela du modèle standard,...).
HERA-B étudie la physique du quark b.(violation CP)
HERMES étudie les protons polarisés

2.2 Détection et mesures

Le détecteur H1 est asymétrique du fait de la grande différence d'énergie entre les faisceaux : les particules produites lors d'une interaction sont projetées dans la direction du proton incident, que l'on définit comme la direction $z > 0$. Un système de coordonnées est attaché au détecteur : l'angle $\theta \in [0;\pi]$ est mesuré à partir de l'axe z et l'angle $\phi \in [-\pi;\pi]$ est mesuré dans le plan transverse. Nous ne détaillerons que les sous-détecteurs utiles pour notre analyse. Plus de renseignements pourront être trouvés dans [12].

2.2.1 Détecteurs de traces

Trajectographes en silicium : ce sont des semi-conducteurs situés au centre du détecteur, qui laissent passer le courant lorsqu'ils sont traversés par des particules chargées. Leur très bonne résolution spatiale permet de déterminer avec précision la position du vertex d'interaction.
Chambres proportionnelles à fils et à dérive : Ces systèmes permettent la reconstruction des trajectoires de particules chargées. Le principe est le suivant : ces chambres sont remplies de gaz soumis à un champ électrique. Les particules chargées qui traversent l'enceinte ionisent ce gaz, et les électrons arrachés sont collectés sur les fils. Les trajectoires sont reconstruites à partir des signaux provenant des fils touchés, dont la position est connue, et à partir du temps de dérive des charges.
Ces chambres sont entourées d'une bobine supraconductrice qui fournit un champ magnétique de 1.15 Tesla. Le rayon de courbure des traces permet de retrouver le signe et l'impulsion de la particule ($P = qRB_{\perp}$).



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

Figure 2.2: Vue en coupe du détecteur H1

2.2.2 Calorimétrie

Le principe est de faire perdre aux particules toute leur énergie par interaction avec la matière du détecteur. Les calorimètres sont donc constitués de matériaux absorbeurs dans lequels les particules interagissent et créent de nouvelles particules, en alternance avec un milieu détecteur. Le nombre de particules détectées est relié à l'énergie de la particule incidente par calibration du détecteur. Quatre calorimètres différents sont utilisés dans H1:

Plug : $0.6^\circ < \theta < 3.5^\circ$ Situé à l'avant du détecteur, le PLUG est utilisé pour détecter les particules qui s'échappent à très petit angle près du tube à vide. Il est constitué de couches de cuivre et de détecteurs en silicium. Résolution $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E}}$.

SpaCal : $155° < \theta < 178°$, détection des particules projetées vers l'arrière. Ce détecteur contient du plomb et des fibres scintillantes. Il est séparé en une partie électromagnétique et une partie hadronique. Résolution électromagnétique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7.1\%}{\sqrt{E}}$, hadronique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}}$.

LAr : $4° < \theta < 154°$. Il s'agit du détecteur principal qui constitue la structure de H1. La partie électromagnétique est très segmentée , les couches d'absorbeurs sont en plomb et l'argon liquide tient lieu de milieu détecteur. Dans la partie hadronique, les cellules sont plus grandes et le plomb est remplacé par de l'acier. Résolutions électromagnétique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}}$, hadronique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{50\%}{\sqrt{E}}$.

Fer instrumenté : il entoure tout le détecteur et sert à la fois au retour des lignes de champ magnétique et à la détection des particules chargées qui parviennent à traverser tout le détecteur,c'est à dire essentiellement les muons et quelques hadrons très énergétiques qui n'ont pas déposé toute leur énergie dans le Lar.

2.3 Identification des particules

Le photon et l'électron interagissent avec le détecteur par interaction électromagnétique : Bremsstrahlung (émission d'un rayonnement de freinage quand l'électron entre dans le champ d'un atome) et création de paires (matérialisation du photon en paire électron-positron dans le champ des noyaux). Ces deux particules perdent très rapidement leur énergie. Les hadrons, qui cèdent leur énergie par ionisation et interaction forte, doivent traverser davantage de matière pour être arrêtés. C'est cette différence qui explique la séparation électromagnétique/hadronique du Lar et du SpaCal, et qui nous permet de distinguer les particules.
l'électron : il laisse une trace dans les détecteurs centraux et un dépôt compact dans la partie électromagnétique du calorimètre.
le photon : le dépôt calorimétrique est le même que pour l'électron. Le photon n'étant pas chargé, il ne laisse pas de trace dans les chambres centrales.
les hadrons : Ils sont souvents regroupés en jets contenant de nombreuses traces. Les gerbes sont plus étendues et vont plus loin dans le calorimètre que celles des électrons.

Chapitre 3

Sélection des événements multi-électrons

3.1 Caractéristiques du signal recherché

Nous aurons à traiter deux topologies distinctes selon que l'électron incident est diffusé ou non dans le détecteur. Les événements dileptons sont ceux dans lesquels seule la paire d'électrons créée est visible, tandis que pour les trileptons on observe en plus l'électron diffusé. Ces deux topologies diffèrent essentiellement par la valeur de la quantité cinématique $E - P_z$: énergie totale moins l'impulsion selon l'axe z. Puisque les faisceaux sont dirigés selon l'axe z, les quadri-vecteurs des particules initiales s'écrivent :

$$p = (E_p, 0, 0, E_p) \quad e = (E_e, 0, 0, -E_e)$$

La quantité $E - P_z$ vaut 0 pour le proton et $2E_e$ pour l'électron, c'est à dire 55 GeV dans l'état initial. Cette quantité se conserve au cours de la réaction, et nous indique si toutes les particules de l'état final ont été détectées (à l'exception des restes du proton dont le $E - P_z$ est quasiment nul). Dans le cas des trileptons, $E - P_z$ sera proche de 55 GeV. Pour les dileptons où l'électron incident a disparu, cette quantité sera moindre.
Les figure 3.1 et 3.2 montrent les 4 types d'événements que nous pouvons trouver : dans un cas, les restes du proton sont visibles (réaction inélastique) tandis que pour les réactions élastiques le proton disparait dans le tube à vide.

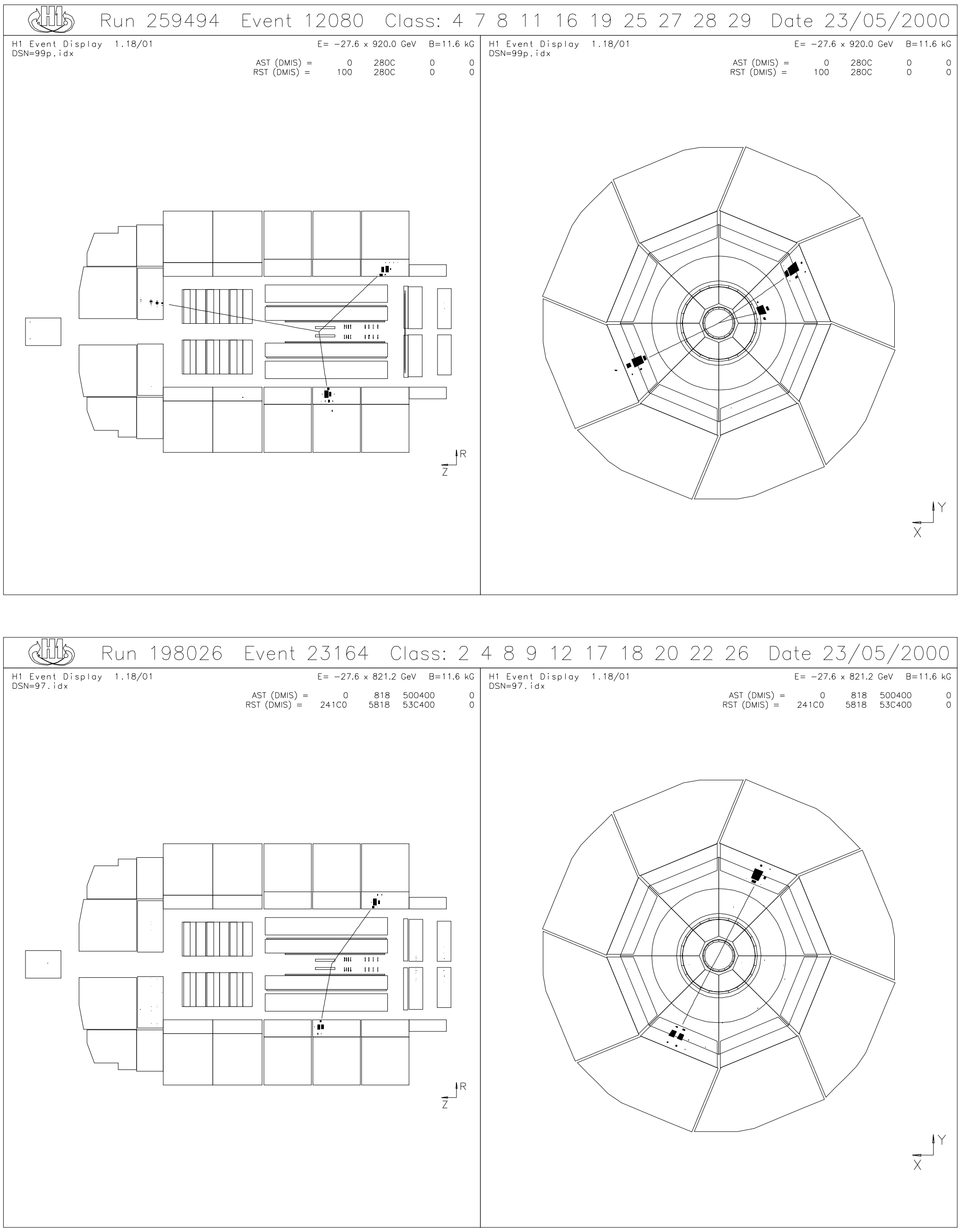


Figure 3.1: Productions élastiques d'une paire de leptons chargés : en haut, l'electron diffusé est aussi visible dans le détecteur, on détecte donc trois électrons au total

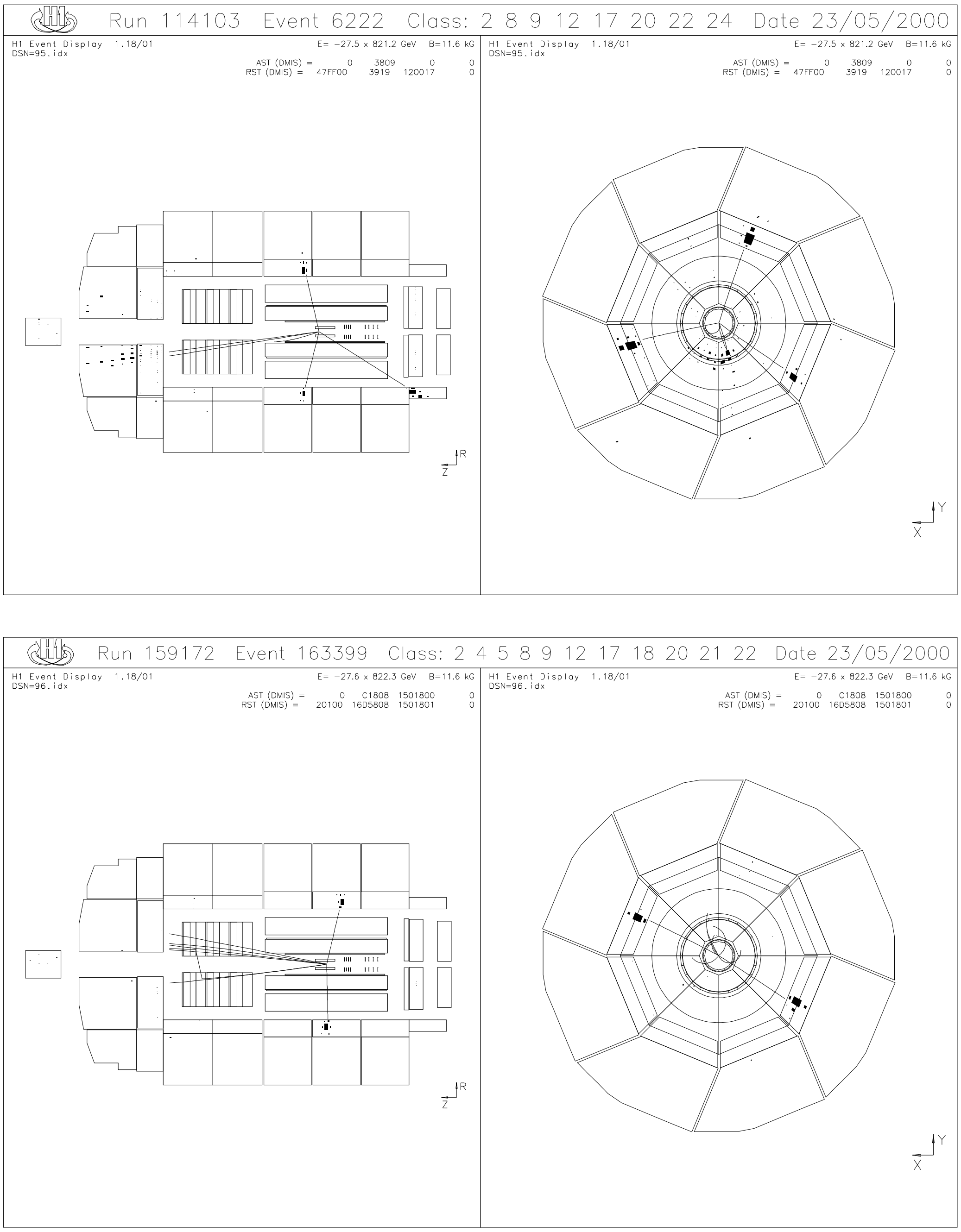


Figure 3.2: Productions inélastiques d'une paire de leptons chargés. En haut, l'électron diffusé est visible. Les restes du protons se situent à l'avant du détecteur.

3.2 Bruit de fond

Deux processus sont susceptibles de se glisser dans notre sélection : les courants neutres et les diffusions Compton, représentés sur les diagrammes 3.3 et 3.4.

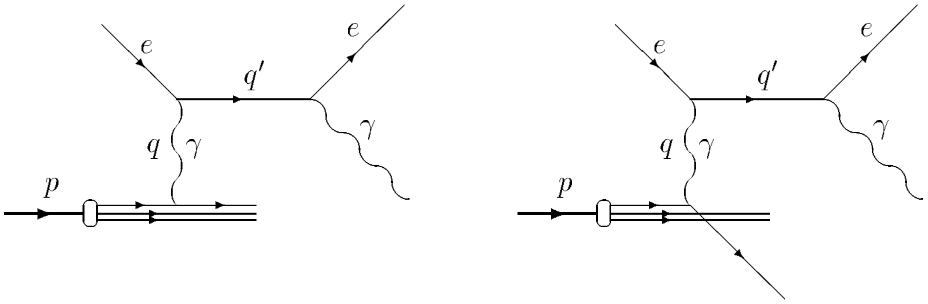


Figure 3.3: Diagrammes de diffusion Compton élastique et inélastique

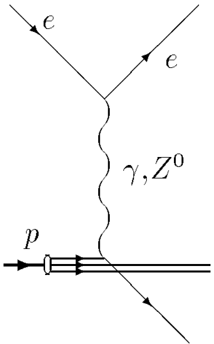


Figure 3.4: Diagramme de Courant Neutre

La radiation Compton ne constitue un bruit de fond que dans le cas bien précis où l'électron diffusé est visible dans le détecteur et le photon émis a fluctué en paire e^+ e^- avant d'arriver dans le calorimètre (il interagit avec la matière des chambres centrales). Une ou plusieurs traces sont associées au photon qui possède alors tous les attributs d'un électron.
Pour les courants neutres, ce sont les mésons neutres π° dans des jets de hadrons de faible énergie qui sont confondus avec des électrons : les π° forment un dépôt d'énergie similaire à celui d'un électron, et les hadrons chargés qui l'accompagnent dans le jet laissent des traces près de ce dépôt.

Des événements Compton et courant neutre sont montrés sur les figures 3.5 et 3.6. Dans ces processus, tout l'état final est détecté et $E - P_z$ est proche de 55 GeV.

Pour l'analyse, nous avons utilisé des simulations Monte Carlo de ce bruit de fond, pour pouvoir estimer le taux de pollution de notre sélection finale.

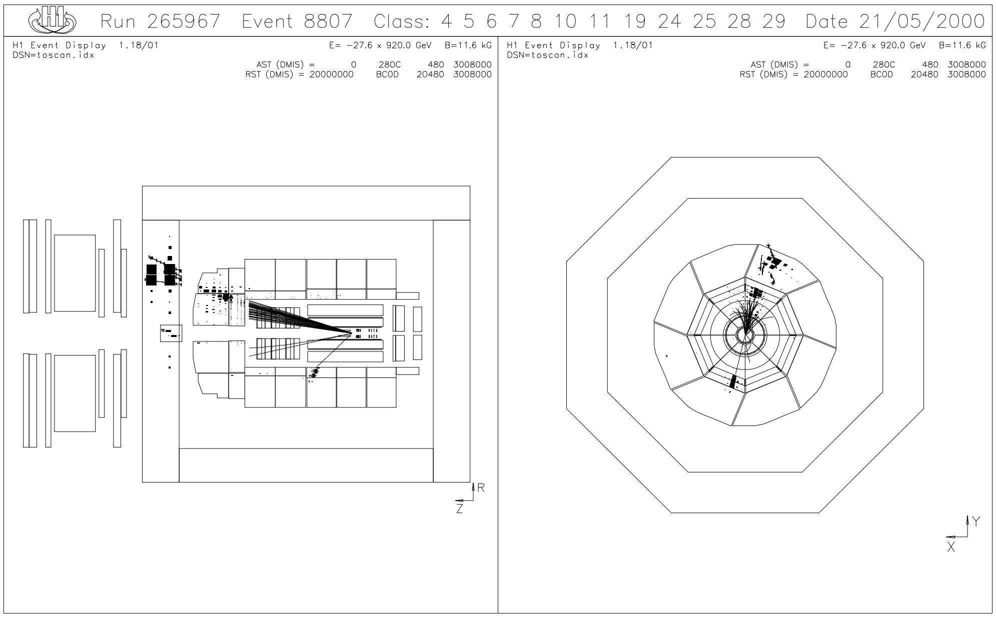


Figure 3.5: Evénement Courant Neutre (données)

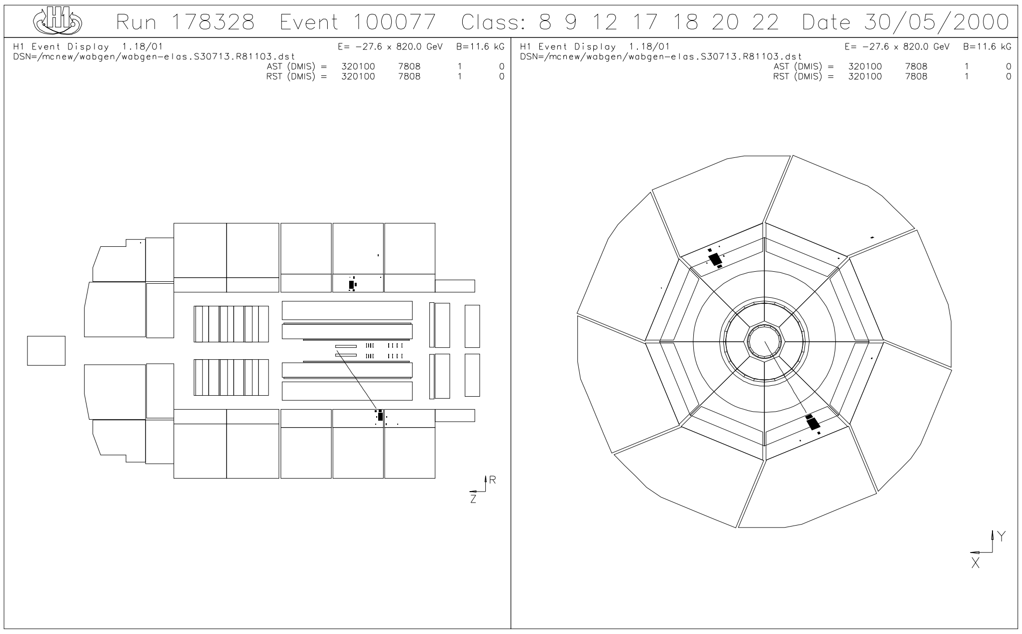


Figure 3.6: Evénement Compton élastique (simulation)

3.3 Coupures

Nous avons vu que seule la topologie à deux électrons est réellement polluée par le bruit de fond. Il y aura donc davantage de coupures dans ce canal.

3.3.1 Sélection des électrons valides

Il existe deux "Electron-Finder" différents, XASELE et QESCAT, des algorithmes qui identifient les électrons dans les calorimètres électromagnétiques du LAr et du SpaCal. Nous utiliserons tous les électrons trouvés par l'un et/ou l'autre de ces algorithmes. Pour couper le bruit de fond, il est nécessaire d'appliquer des critères de qualité qui sélectionneront des électrons "propres" pour notre analyse. Les électrons seront numérotés selon les impulsions décroissantes.

Efficacité des Electron-Finder :
Les algorithmes ont tendance à identifier un électron dans le moindre petit dépot d'énergie. Pour enlever ces faux électrons, on demandera que leur impulsion transverse (P_T) soit supérieure à 5 GeV et que leur dépot d'énergie soit isolé de ceux des autres électrons et des jets hadroniques. Les distances d'isolation sont mesurées dans le plan (η, ϕ). On utilise la pseudo-rapidité $\eta = -ln(\frac{\theta}{2})$, qui se transforme par addition d'une constante lors d'une transformation de Lorentz. La distance entre deux dépôts $D = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ est ainsi indépendante du référentiel. Les critères d'isolation seront les suivants : $D(e-e) < 0.5$ pour l'isolation par rapport aux autres électrons et et $D(e-jet) < 0.5$ pour l'isolation par rapport aux jets.
Une restriction sur l'angle $\theta < 175°$ permet de supprimer à l'arrière du détecteur les particules trop proches du tube à vide pour que leur énergie soit mesurée précisément.

Trace associée à un électron :
Pour chaque trace mesurée par les détecteurs centraux, on calcule la distance entre son point d'impact dans le calorimètre et le centre de gravité du dépôt d'énergie des électrons. Celle dont cette distance est minimale est associée à l'électron.
On applique alors des critères d'isolation : sur la variable $Dtra$, qui mesure la distance entre cette trace et la trace la plus proche, on applique $Dtra < 0.5$, et pour $Djet$, qui mesure la distance entre cette trace et le jet le plus proche on demande $Djet < 1$. Les distances sont encore une fois mesurées en (η, ϕ).
Ces critères permettent de distinguer les vrais électrons des photons qui fluctuent en paire $e^+ \, e^-$. En général, les 2 particules ont le temps de se séparer grâce au champ magnétique et de donner 2 traces distinctes mais proches. Ces photons peuvent être supprimés en demandant une trace isolée.
L'autre type de bruit de fond (courant neutre) peut être réduit par une contrainte supplémentaire : pour les petits jets hadroniques, la trace associée ne pointe pas précisément vers le centre du dépot calorimétrique. On pose donc une contrainte sur la distance entre le centre de gravité du dépot et le point d'impact de la trace (distance notée D_{ct}). La figure 3.7, où l'on a représenté

la distance trace-dépot pour les simulations Monte-Carlo du signal et du bruit de fond, illustre cette coupure. La distribution est plus uniforme pour les courants neutres tandis que les multi-leptons sont concentrés pour les valeurs de D_{ct} inférieures à 0.1.

L'ensemble de ces critères nous permet de définir 2 sortes d'électrons : Des électrons “propres” qui vérifient les conditions suivantes : $P_T > 5\ GeV$, $\theta < 175°$, trace isolée qui pointe précisément vers le centre de gravité du dépot. Des électrons moins contraints qui doivent vérifier $E > 5\ GeV$, $\theta < 175°$ et l'isolation du dépot d'énergie, et pour lesquels nous ne demandons pas de trace.

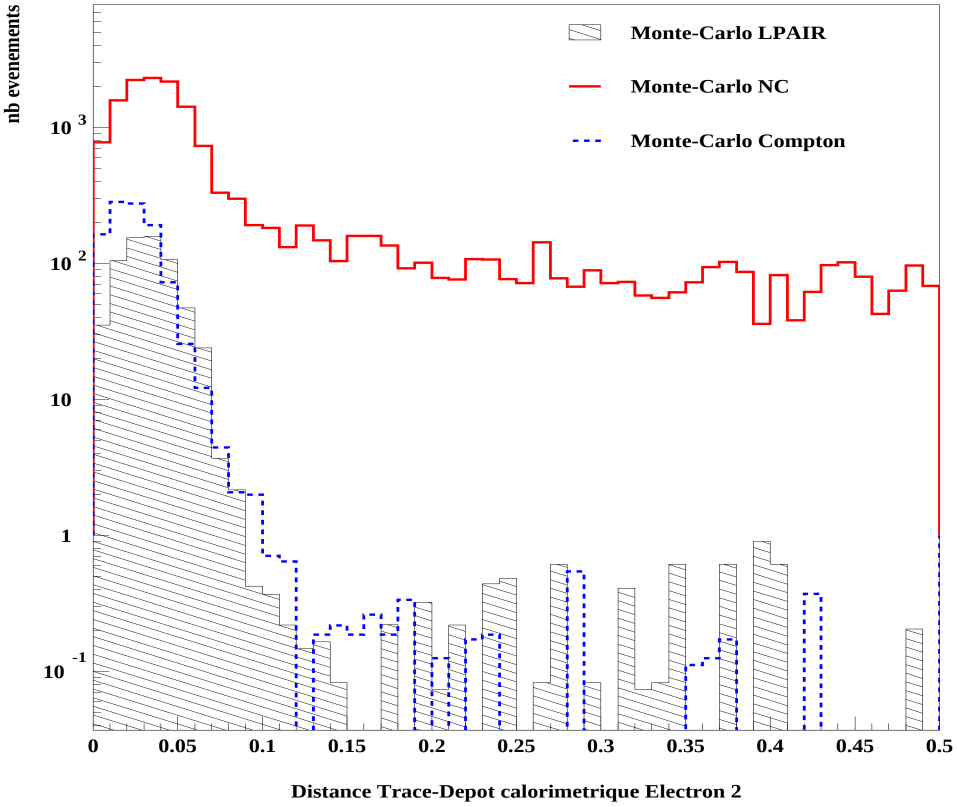


Figure 3.7: Distance entre le point d'impact de la trace et le centre de gravité du dépot calorimétrique pour le second candidat électron

3.3.2 Sélection des multi-électrons

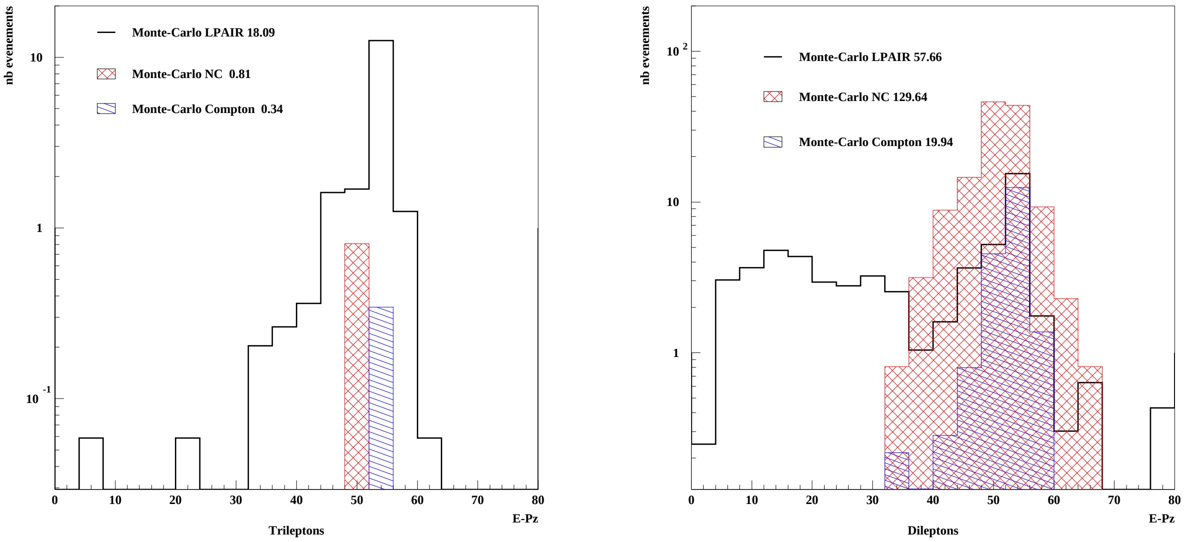


Figure 3.8: Bruit de fond et signal après les coupures préliminaires de qualité sur les électrons, pour les canaux di et tri-leptons

Trileptons : On demande 2 électrons "propres" définis ci-dessus dont un de $P_T > 10\ GeV$, et un troisième sur lequel les restrictions sont moindres, puisque le bruit de fond est très faible.
Il reste quand même quelques courants neutres (figure 3.8) dans lesquels le troisième électron est identifié à l'avant du détecteur, dans les fragments du proton. On peut affiner la sélection en demandant $E > 10\ GeV$ si le troisieme électron est à un angle θ inférieur à 20°. La figure 3.9 montre la distribution en énergie des électrons situés à l'avant du détecteur pour des processus tri-électrons et pour des coutrants neutres dans lesquels trois leptons sont identifiés. Ce contrôle est fait sur des événements simulés. On voit que la coupure précédente supprime un peu de signal mais améliore le rapport signal/bruit.

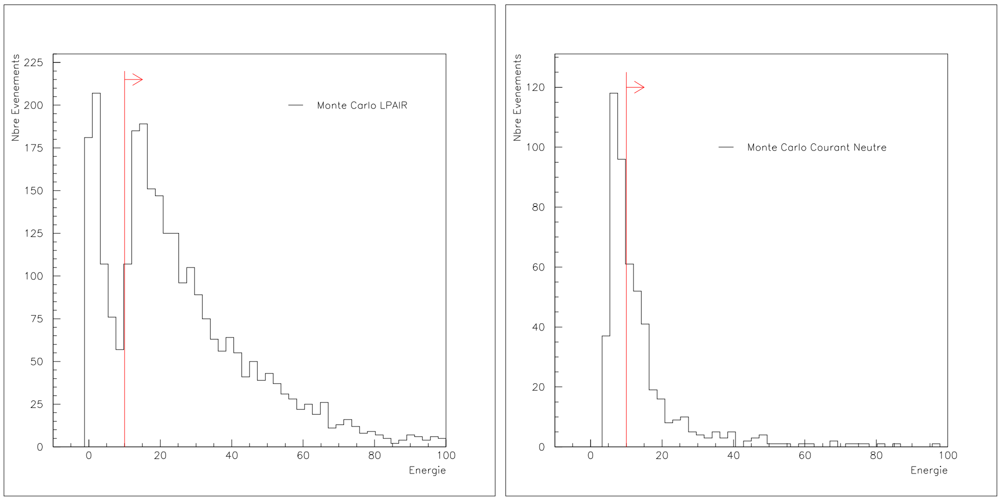


Figure 3.9: Comparaison de l'énergie des électrons situés à l'avant du détecteur ($\theta < 20°$) pour des processus trileptons et des courants neutres (simulations Monte Carlo)

Dileptons : la sélection est beaucoup plus délicate, puisqu'après avoir demandé deux électrons propres il nous reste 207 événements dont 149 sont des bruits de fond (figure 3.8). Il est nécéssaire d'appliquer des coupures supplémentaires :

1. Coupure sur $E - P_z$: comme nous l'avons expliqué précédemment, la valeur de cette variable cinématique est proche de 55 GeV pour le bruit de fond. Seuls sont gardés les dileptons tels que $E - P_z < 45\ GeV$.
2. Paire e^+e^- : en demandant que les 2 électrons valides soient de signes opposés, on élimine les photons dont la trace associée n'a pas la bonne courbure.
3. Corrélation P_T Track/P_T Calo : pour une unique particule, les impulsions mesurées à partir de la courbure de la trace et du dépot calorimétrique doivent être identiques. Le bruit de fond qui nous reste est essentiellement dû à des courants neutres dans lesquels se trouvent des $\pi°$ vers lesquels pointe la trace d'une autre particule chargée. Pour ce type d'événements, les deux impulsions ne sont pas corrélées pour le candidat électron le moins énergétique. Nous ne garderons donc que les événements pour lesquels le deuxième électron vérifie $\Delta_{P_T} = |\frac{1}{P_T\ Track} - \frac{1}{P_T\ Calo}| < 0.02$ Nous utilisons la variable $\frac{1}{P_T\ Track}$ car c'est une variable gaussienne. La valeur de coupure est justifiée par la figure 3.10, où l'on peut voir les vrais dileptons centrés sur 0, avec une largeur de 0.02.

Sélection à très grande impulsion : Pour des particules de grande impulsion, la courbure de la trace devient trop faible pour que le signe puisse être déterminé précisément. La coupure 2 est donc supprimée pour des électrons dont le P_T est supérieur à 40 GeV. Nous supprimons aussi la coupure sur $E - P_z$, en pensant que pour ces processus à très grande impulsion , l'électron incident a fournit une grande partie de son énergie et qu'ils doivent donc se situer autour de 50 GeV de $E - P_z$.

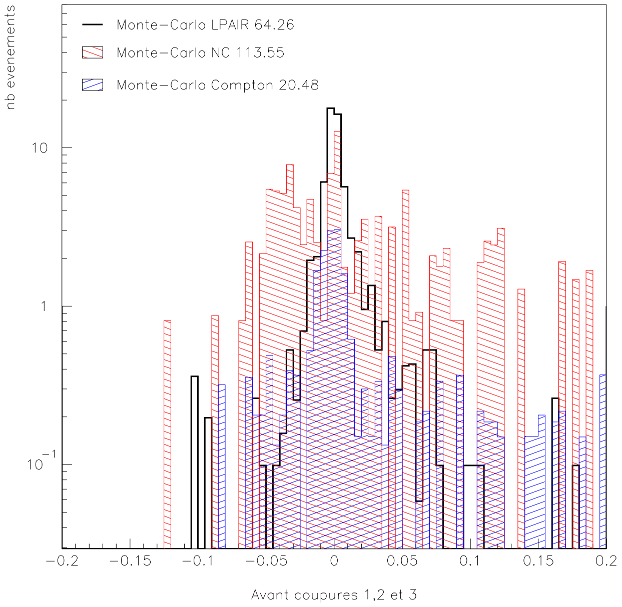


Figure 3.10: Différence entre l'impulsion du dépot et l'impulsion de la trace pour le second électron

3.3.3 Résumé des coupures

Dans un premier temps, nous sélectionnons des électrons propres, qui sont ensuite utilisés pour extraire les événements à deux ou trois électrons:

Electrons "propres":
P_T >5 GeV
$\theta < 175°$
Trace isolée $Dtra < 0.5$ et $Djet < 0.5$ et qui pointe précisément vers le centre du dépot d'énergie $D_{tc} < 0.1$.

Canal Trileptons :
2 électrons "propres"
1 électron moins contraint :
    $Energie > 5$ GeV ou > 10 Gev si $\theta < 20°$
    $\theta < 175°$
    Dépot isolé des autres électrons et des jets hadroniques
$D(e-e) < 0.5$ et $D(e-jet) < 0.5$

Canal Dileptons :
2 électrons "propres"
$\Delta_{P_T} < 0.02$ pour l'électron 2
    $P_T(e1) > 40$ GeV
        ou
    $E - P_Z$ <45 GeV
    et e1/e2 de signes opposés

Chapitre 4

Résultats

Il nous a semblé intéressant d'analyser les résultats sous plusieurs formes : d'abord les nombres totaux d'événements, en distinguant les périodes de prise de données et les canaux dileptons et trileptons. Dans la seconde partie, les distributions des variables cinématiques de l'ensemble des données seront présentées. Dans la dernière partie, nous comparerons les processus à deux et trois leptons.

4.1 Tableaux récapitulatifs

Le tableau 4.1 résume les nombres d'événements simulés et collectés dans les données pour chacune des trois périodes que nous avions distinguées en fonction des caractéristiques cinématiques des faisceaux. Un bon accord global est observé, et on peut remarquer que le bruit de fond ne représente plus que 2% du nombre total d'événements attendus. L'essentiel des paires de leptons est créé dans le domaine élastique pour des photons réels ($q^2 \approx 0$).

	Total	94-97 Positrons	98-99 Electrons	99-2000 Positrons
Données	60	25	8	27
Monte Carlo Total	**61.8**	**23.5**	**11.9**	**26.4**
LPAIR élastique	28.2	10.8	5.4	12.0
LPAIR quasi-élastique	24.6	10.5	4.4	9.7
LPAIR inélastique	7.5	1.9	1.7	3.9
MC Courant neutre	0.9	0.3	0.2	0.4
MC Compton	0.6	0.0	0.2	0.4

Tableau 4.1: Présentation des résultats par période de prise de données

Le tableau 4.2 présente ce même accord global par canal. Le canal trilepton contient davantage de bruit de fond courant neutre, pour lesquel le troisième électron est identifié dans les débris du proton.
Aucune différence n'est à noter entre les faisceaux de positrons ou d'électrons, les contributions relatives de chaque composante (élastique, inélastique et quasi-élastique) sont identiques. La période 98-99, de faible luminosité, est plus sensible aux fluctuations statistiques mais les écarts entre nombres prédits et observés restent compatibles

		Total	94-97 Positrons	98-99 Electrons	99-2000 Positrons
Dileptons	Données	35	16	6	13
	MC Total	**35**	**14.6**	**6.3**	**14.1**
	LPAIR élastique	15.3	5.6	3.0	6.7
	LPAIR quasi-élastique	16.1	8.0	2.5	5.6
	LPAIR inélastique	3.5	1.0	0.8	1.7
	MC Courant Neutre	0.0	0.0	0.0	0.0
	MC Compton	0.1	0.0	0.0	0.1

		Total	94-97 Positrons	98-99 Electrons	99-2000 Positrons
Trileptons	Données	25	9	2	14
	MC Total	**27.0**	**9.0**	**5.6**	**12.4**
	LPAIR élastique	13.0	5.3	2.4	5.3
	LPAIR quasi-élastique	8.6	2.5	1.9	4.2
	LPAIR inélastique	4.1	0.9	1.0	2.2
	MC Courant Neutre	0.9	0.3	0.2	0.4
	MC Compton	0.4	0.0	0.1	0.3

Tableau 4.2: Présentation des résultats par période de prise de données et par canal

4.2 Présentation de l'ensemble des données

La sélection a permis d'extraire 60 événements multi-électrons de l'ensemble des données recueillies, qui représentent une luminosité totale de 81.2 pb^{-1}. Les graphiques montrent les 3 composantes du Monte-Carlo LPAIR, les Monte-Carlo courant neutre et Compton et les points expérimentaux. Les contributions des différents Monte-Carlo sont sommées pour pouvoir être comparées aux données. Dans l'ensemble, les nombres d'événements prédits et les profils des variables sont bien décrits. Le bruit de fond résiduel est très faible.

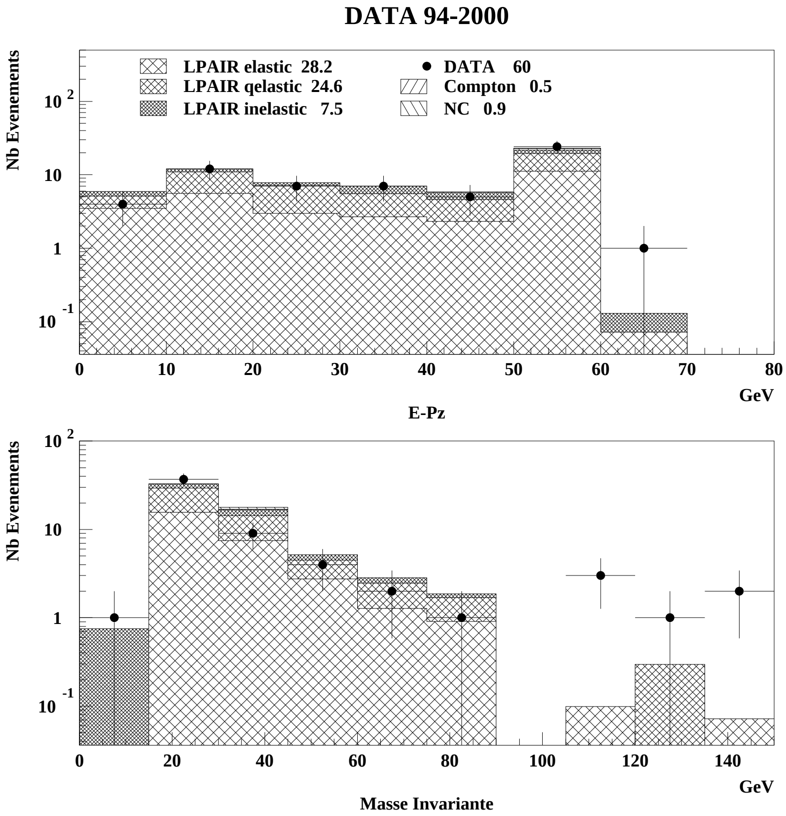


Figure 4.1: Comparaison données/simulations de E-P_z et de la masse invariante

La figure 4.1 montre la variable cinématique $E - P_Z$, ainsi que la masse invariante reconstruite à partir des 2 électrons de plus grande impulsion. Six événements de très grande masse se détachent du lot (pour $M_{12} > 100$ GeV, seulement 0.5 événements prédits). Parmi eux, trois sont particuliers car leurs électrons ont des valeurs d'impulsions très élevées que le générateur LPAIR ne simule pas. On peut les voir en fin de spectre sur la figure 4.2 où sont montrées les impulsions des 2 électrons les plus énergétiques.

La figure 4.3 montre la distribution en impulsion transverse des hadrons et l'impulsion transverse manquante. Sachant que l'état initial ne fournit que de l'impulsion dans la direction z, cette impulsion transverse doit être

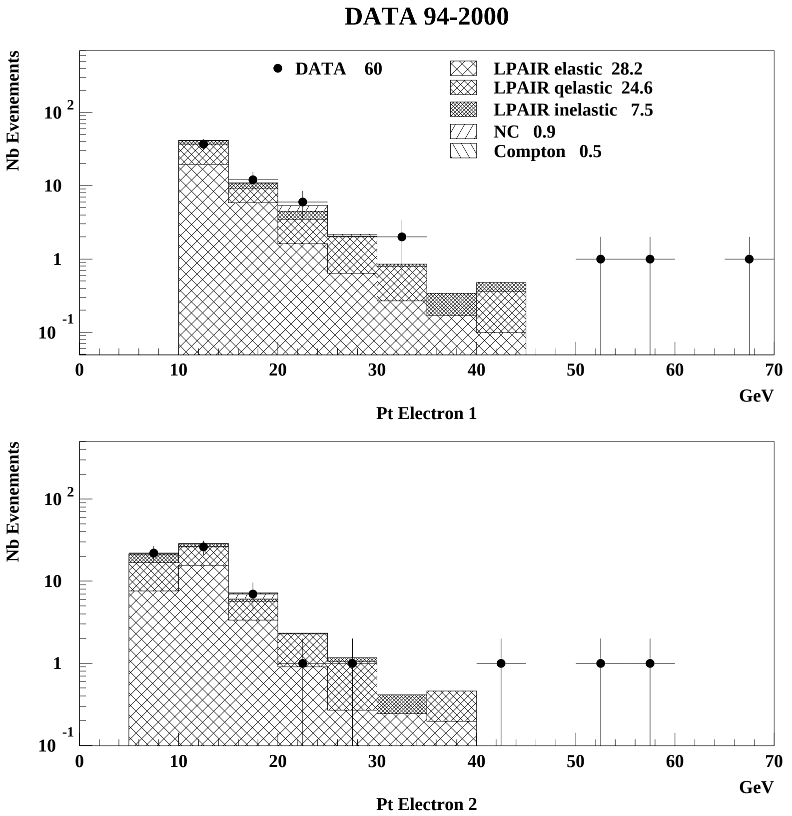


Figure 4.2: Comparaison données/simulations de l'impulsion des deux électrons les plus énergétiques

nulle si toutes les particules finales sont détectées. La distribution ne montre aucun candidat exotique (fermion excité, SUSY...) avec de l'énergie manquante significative. Le spectre en impulsion des hadrons ne montre pas d'excès d'événements dans les régions très inélastiques (pour un $P_TX > 15GeV$, 1.5 événements sont attendus), ce qui signifie que pour le processus photon-photon au moins, les ordres supérieurs de QCD ont un effet mineur. Les 2 événements les plus inélastiques sont présentés en annexe sur les figure A.1 et A.2. Les 2 électrons les plus énergétiques sont situés dans un même hémisphère opposé au jet.

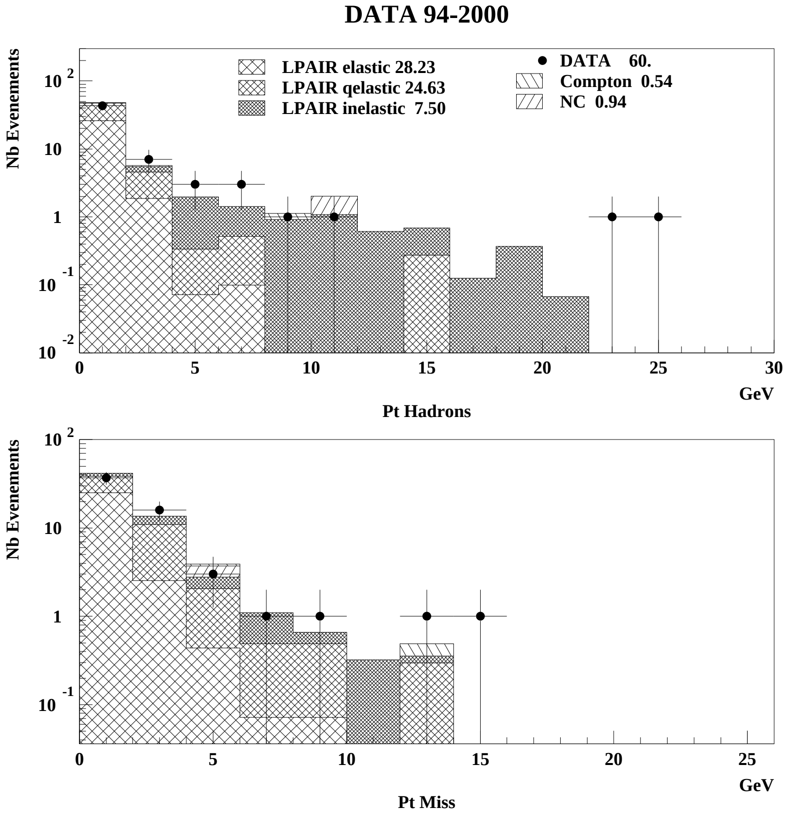


Figure 4.3: Impulsion hadronique et impulsion transverse manquante

La dernière figure 4.4 montre les distributions angulaires des deux électrons de plus grande impulsion. La distribution uniforme en θ nous permet de contrôler que la génération de la cinématique par LPAIR est correcte dans tout l'espace de phase. La dernière distribution montre la position relative des 2 électrons de plus grand P_T dans le plan (r,ϕ). Elle est centrée sur 0 pour des électrons exactement opposés en ϕ.

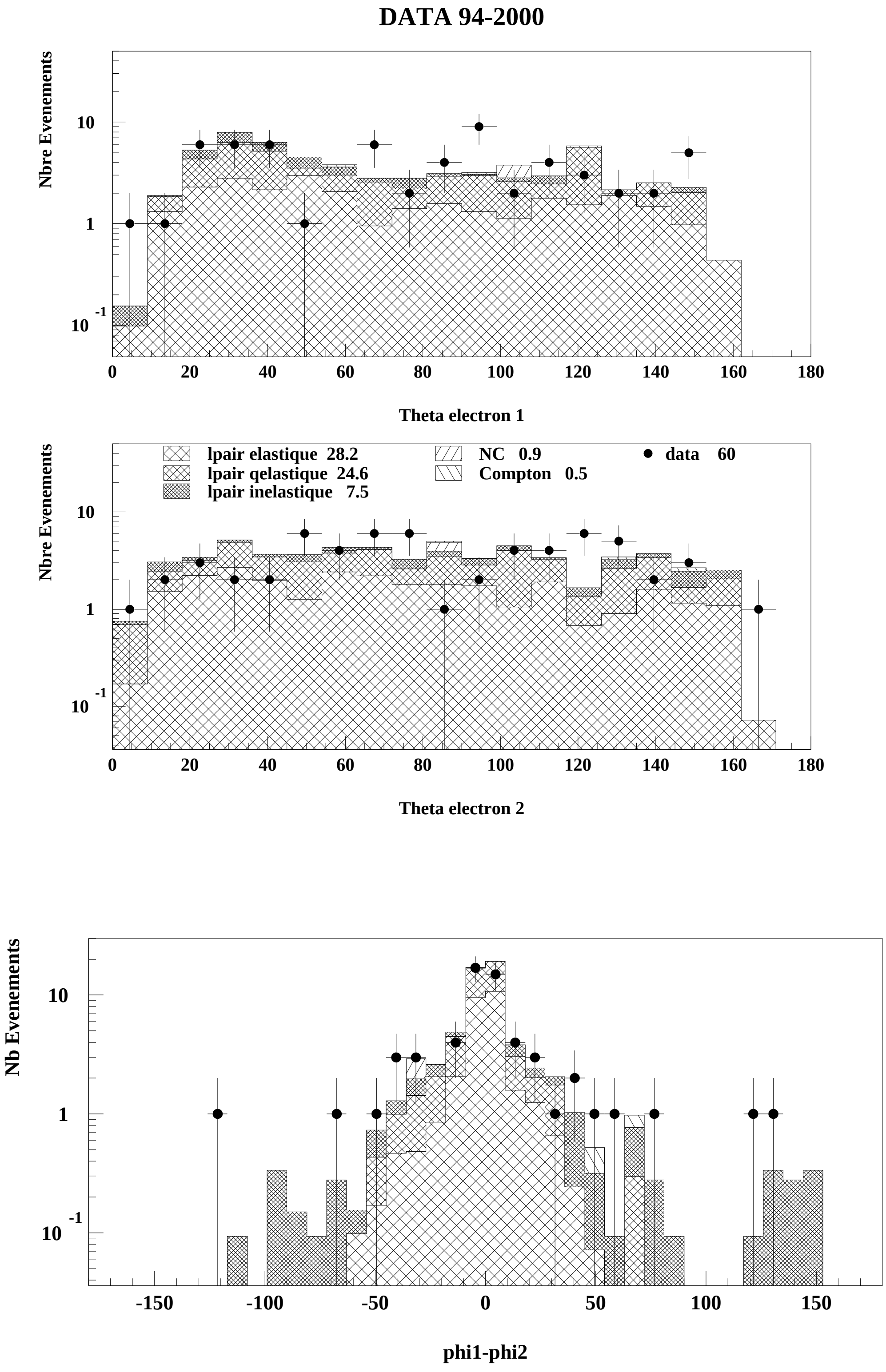


Figure 4.4: Distribution en angle θ et opposition en ϕ des 2 électrons de plus grande impulsion.

4.3 Comparaison dileptons/trileptons

Dans cette section, les variables cinématiques qui distinguent les dileptons des trileptons sont étudiées plus en détail.
La figure 4.5 montre la variable $E - P_Z$ et la masse invariante de la paire e^+e^- de plus grand P_T créée pour les processus à deux et trois électrons. C'est $E - P_Z$ qui fait la différence majeure entre les deux canaux, piquée autour de 55 GeV pour les trileptons, et plus uniforme pour les dileptons. On observe que les deux événements issus de la sélection à très grand P_T se situent autour de 50 GeV de $E - P_Z$. L'un de ces dileptons est en fait un trilepton dont le troisième électron est de trop faible énergie pour être sélectionné. (annexe B.2)

Les masses invariantes sont calculées pour les deux électrons les plus énergétiques. Les 2 dileptons à très grand P_T se retrouvent à grande masse (136.2 GeV pour le "vrai" dilepton et 111.2 GeV pour l'autre). Ils sont présentés dans l'annexe B.
La distribution des trileptons montre aussi 4 événements dont la paire d'électrons est de très grande masse. Ce petit excès mérite que l'on s'attarde un peu plus sur ce canal.

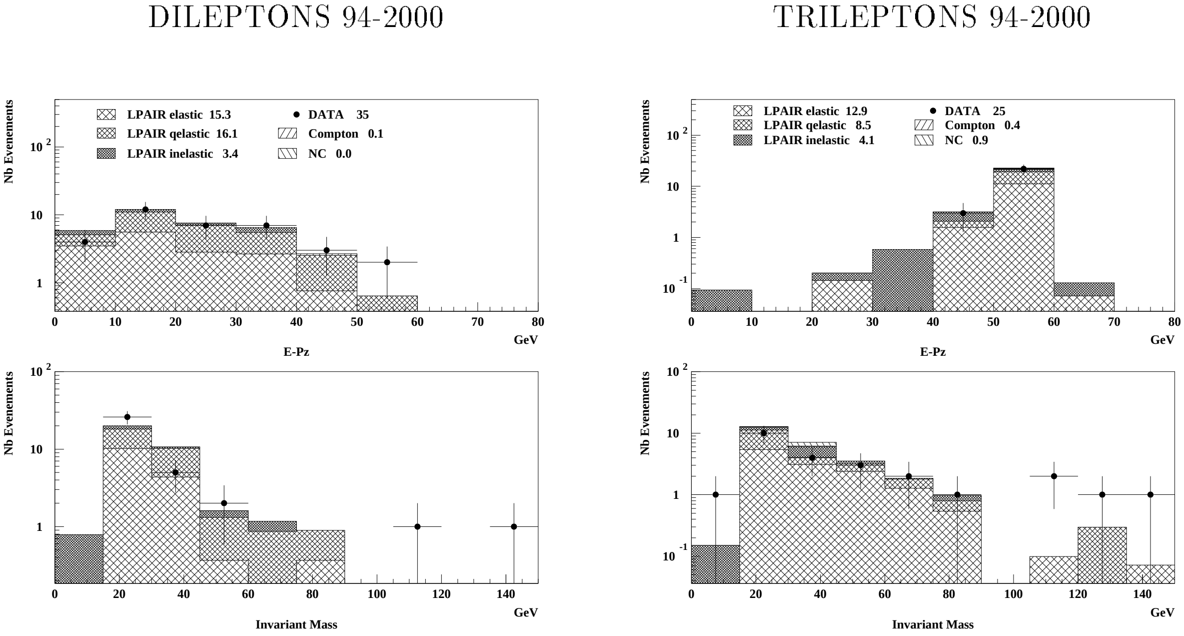


Figure 4.5: Comparaison de $E - P_z$ et de la masse invariante des 2 électrons de plus grand P_T pour les événements à deux et trois électrons

La figure 4.6 montre la masse invariante des trois leptons pour les événements trileptons. On observe 5 événements dans les données (qui incluent les 4 précédents) au dessus de 110 GeV pour 0.8 prédits. Les masses sont : 137.4 GeV, 143.9 GeV, 123.4 GeV, 142.0 GeV et 158.3 GeV. Ces évenements sont montrés dans l'annexe C.
Tous ces événements ont un électron très à l'avant dans le détecteur, caractéristique du processus Cabbibo-Parisi. Ce processus n'est plus négligeable dans l'espace de phase où les électrons ont une impulsion importante. La figure 4.7, extraite de [3]. Elle montre la section efficace de plusieurs processus à l'origine de la création d'une paire de leptons en fonction de l'impulsion transverse de l'un des leptons. Les sections efficaces Cabibbo et $\gamma\gamma$ sont du même ordre de grandeur au delà de 40 GeV de P_T.

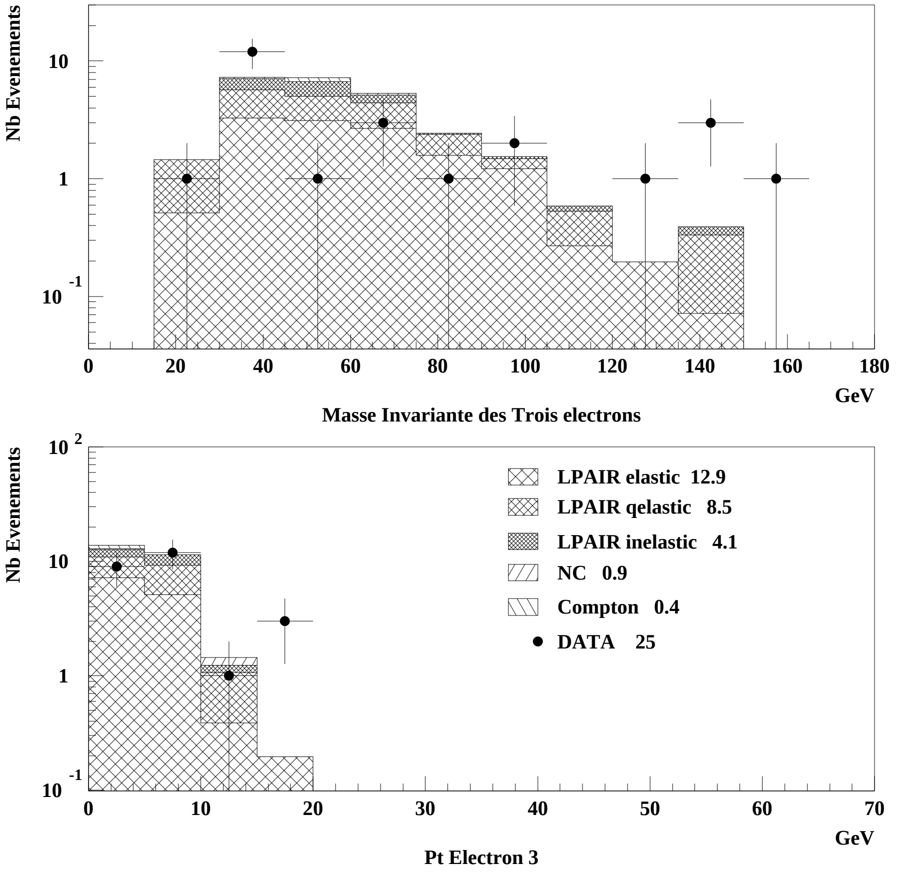


Figure 4.6: Impulsion du troisième électron et masse invariante des 3 électrons pour les événements trileptons.

Figure 4.7: Section efficace des différents processus de production des paires de leptons en fonctions de l'impulsion transverse des leptons

Conclusion

Cette étude a permis d'extraire des collisions électron-proton à HERA, 60 événements dans lesquels une paire d'électrons de grande impulsion a été produite. Dans l'ensemble, on observe un bon accord entre les données et la prédiction du modèle standard.
Aucun excès significatif n'est visible à grand P_TX, ce qui montre que les contributions des ordres supérieurs de QCD sont faibles. La distribution de l'impulsion manquante ne montre aucun candidat exotique.
Plusieurs événements à grande masse ont été mis en évidence, 2 dans le canal dilepton et 5 dans le canal trilepton, et sont en excès par rapport aux prédictions (0.8 attendus). Pour les trileptons, des vérifications sur les paramètres cinématiques devraient nous permettre de déterminer s'il s'agit de processus Cabibbo-Parisi. Pour les dileptons, il sera nécessaire d'augmenter la statistique des événements générés à grande énergie pour confirmer l'excès à grande masse.

Annexe A

Evénements très inélastiques

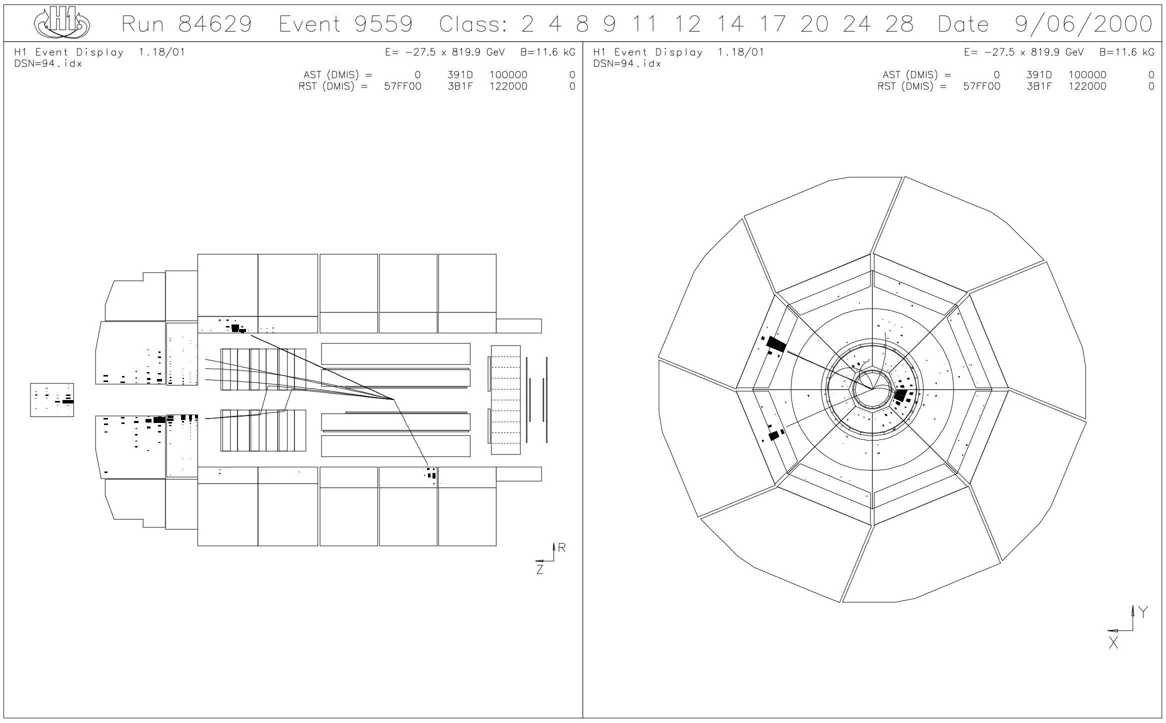


Figure A.1: Dilepton avec une grande impulsion transverse hadronique $P_T X$ = 22.6 GeV

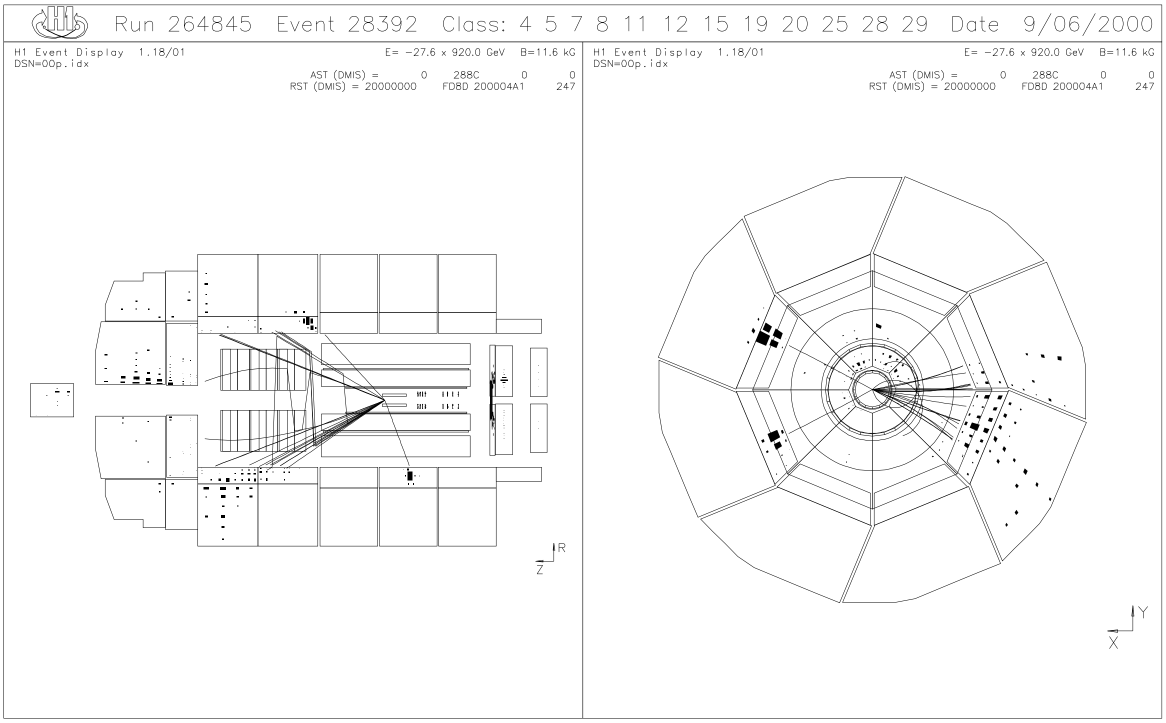


Figure A.2: Trilepton avec une grande impulsion transverse hadronique $P_T X$ = 24.9 GeV

Annexe B

Dileptons de grande masse invariante

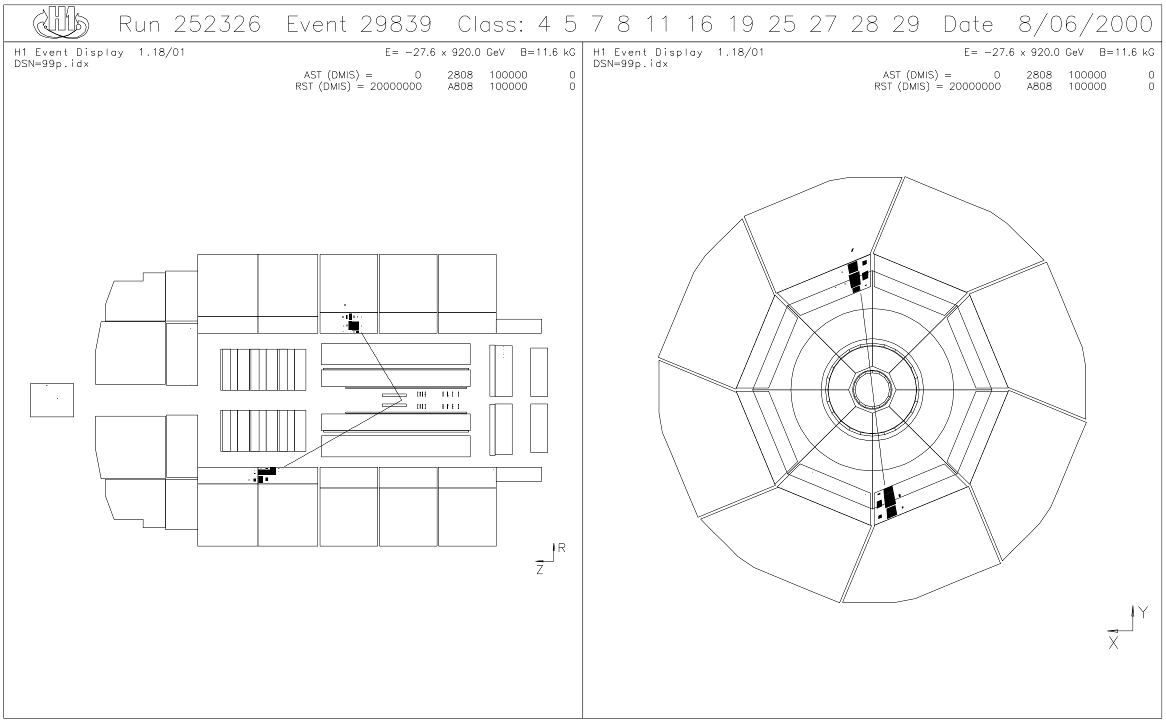


Figure B.1: Dilepton dont la paire d'électrons possède une grande masse invariante : 136.2 GeV. Ces électrons sont aussi très énergétiques : $P_T(e1) = 67.7\ GeV$ $P_T(e2) = 59.7\ GeV$

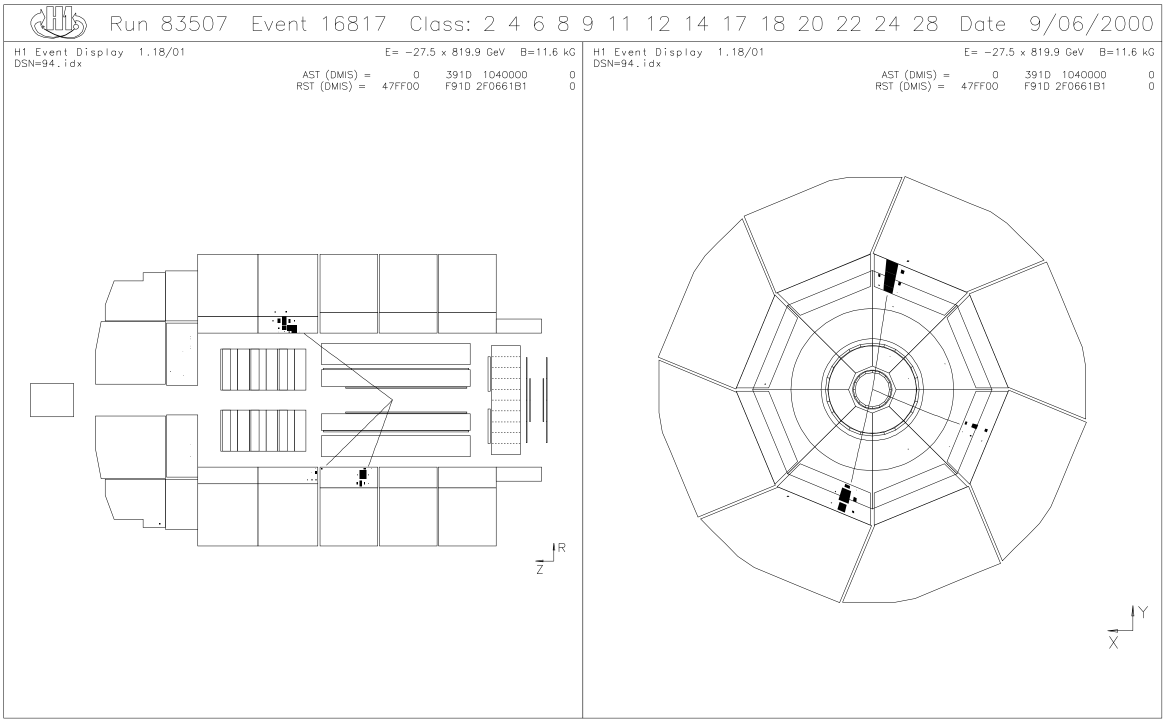


Figure B.2: Trilepton identifié comme un dilepton dans l'analyse car le troisième électron est tombé dans un trou du détecteur : son énergie mesurée est légèrement inférieure à 5 GeV, il ne passe donc pas nos critères de sélection. Les 2 autres électrons ont de grandes impulsions: $P_T(e1) = 53.7\ GeV$ $P_T(e2) = 50.3\ GeV$. La masse invariante des 3 électrons est de 114.3 GeV.

Annexe C

Trileptons de grande masse invariante

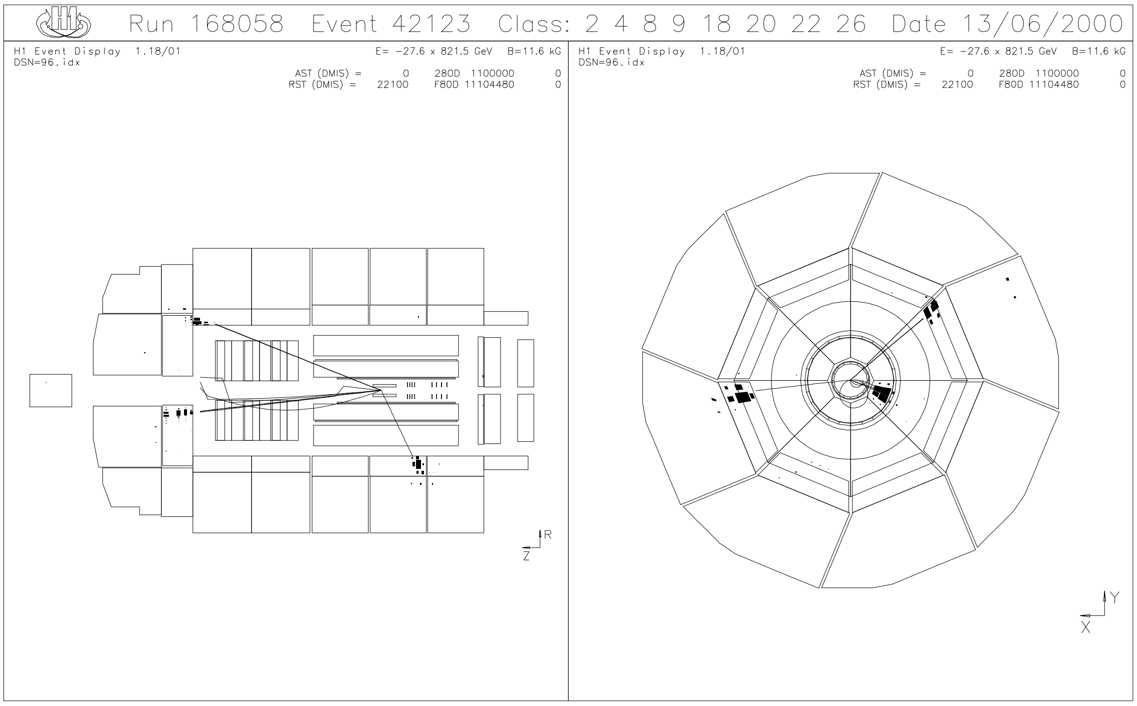


Figure C.1: La masse invariante des 3 électrons est de 158.3 GeV . Les électrons les plus à l'avant ont créé des gerbes de particules en traversant les détecteurs de traces.

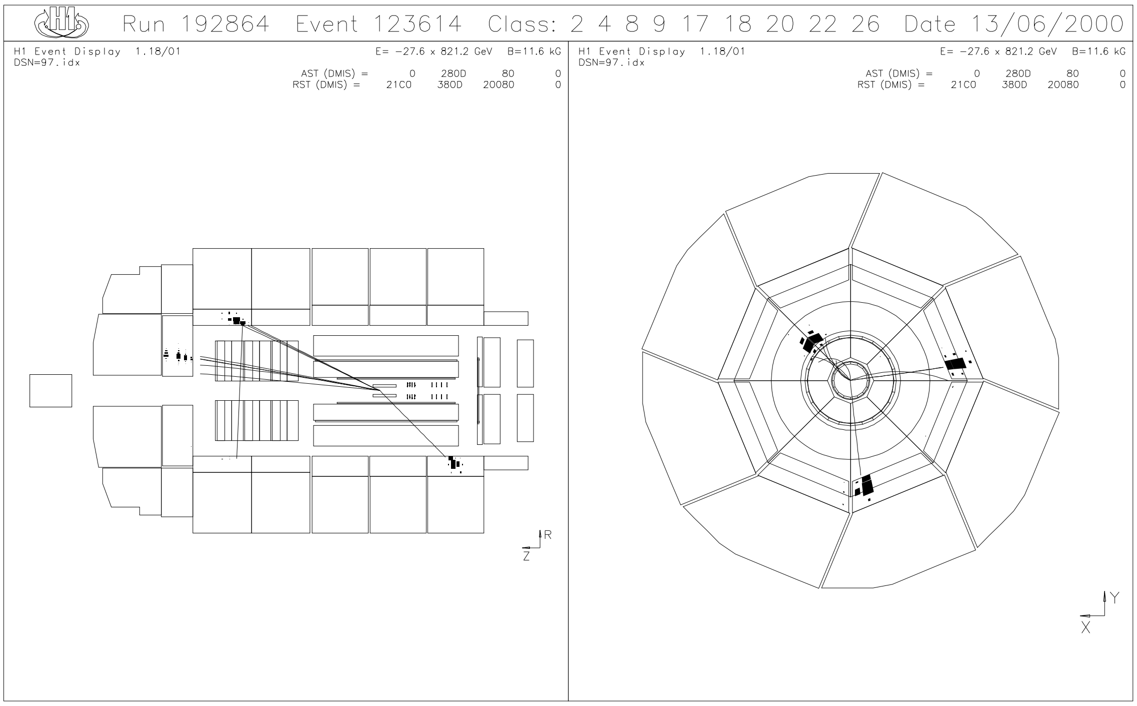


Figure C.2: La masse invariante des 3 électrons est de 137.4 GeV

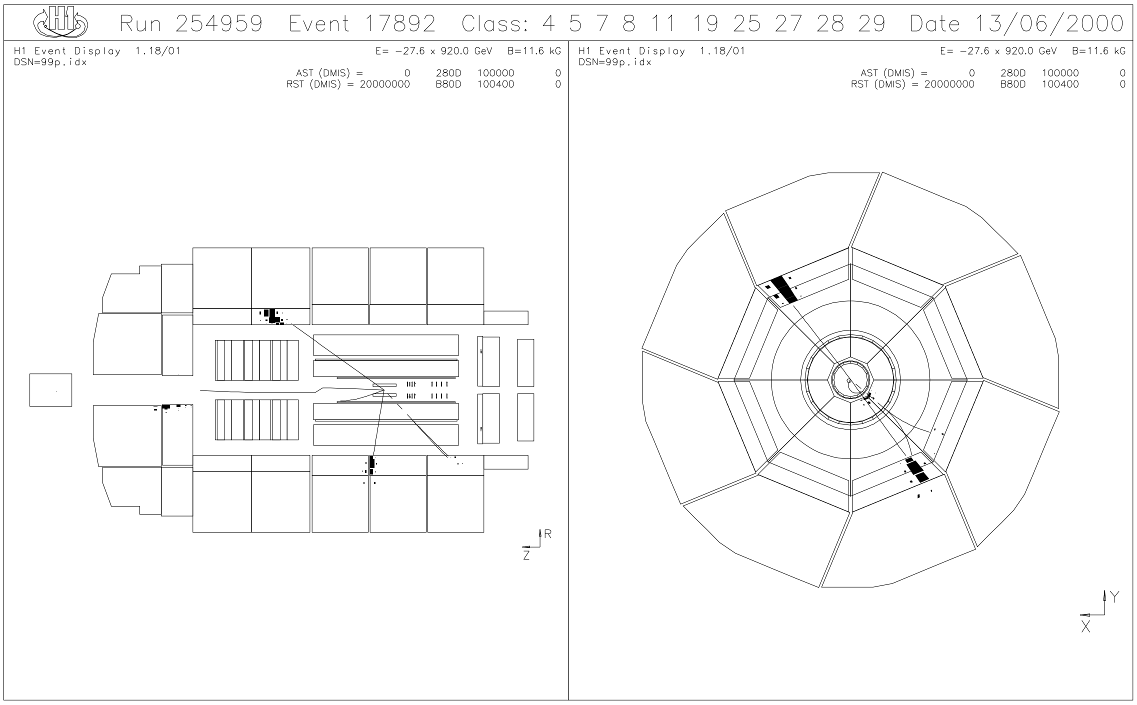


Figure C.3: Trilepton avec une paire d'électrons très énergétiques: $P_T(e1) = 55.2\ GeV$ $P_T(e2) = 44.9\ GeV$. Le troisième électron est à l'avant. On voit un photon converti en paire à l'arrière du détecteur. La masse invariante des 3 électrons est de 142.0 GeV

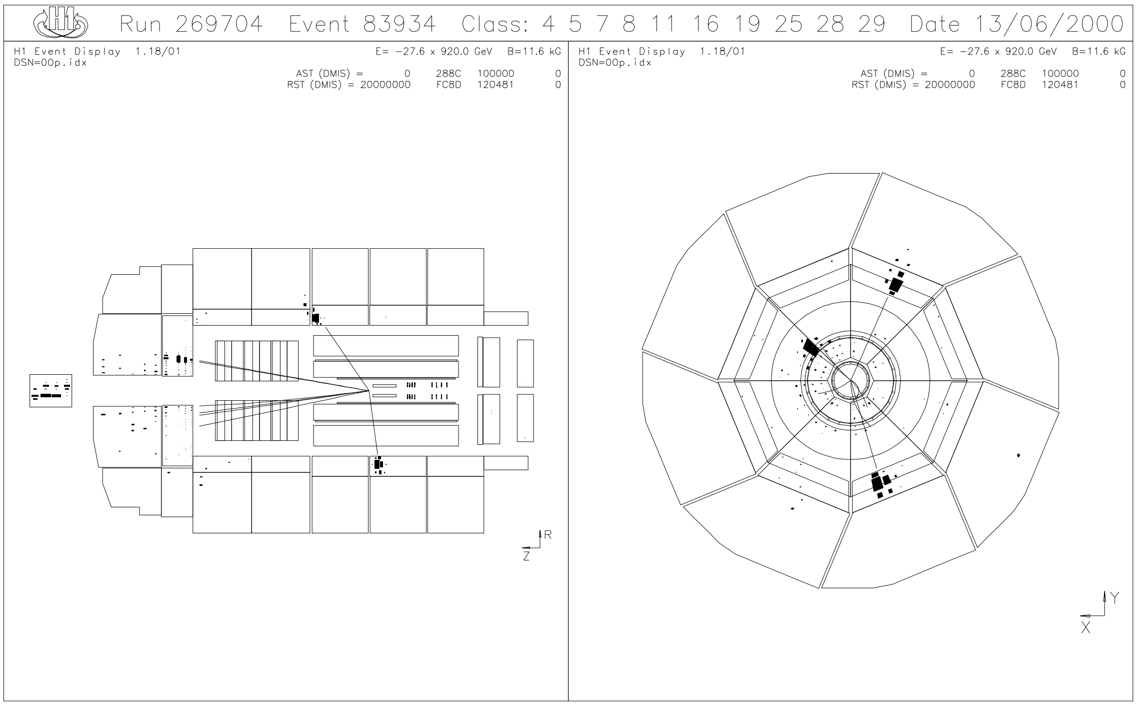


Figure C.4: Un des électrons est détecté à l'avant. La masse invariante des 3 est de 127.4 GeV

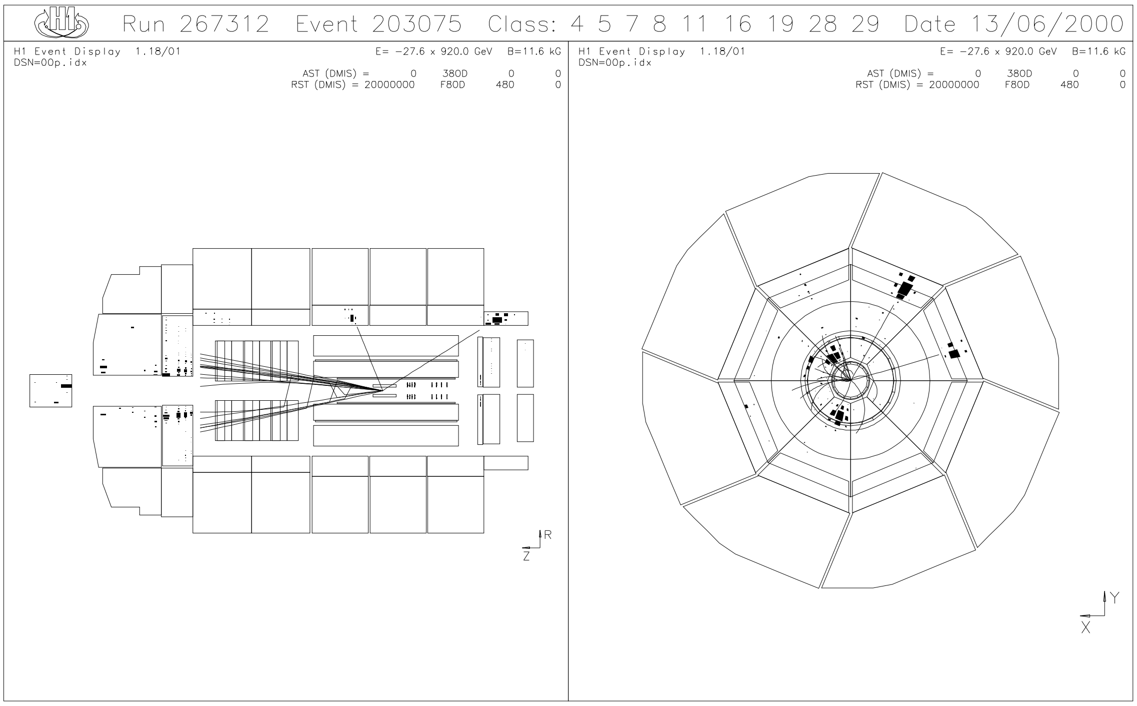


Figure C.5: La masse invariante des 3 électrons est de 143.9 GeV. Un des électrons est à l'avant.

Bibliographie

[1] P. J. Busssey :
Photon-photon processes at HERA
Physics at HERA vol. 1, 1991

[2] J. A. M. Vermaseren :
Two-photon processes at very high energies
Nuclear Physics B229 ,1983

[3] N. Arteaga-Romero, C.Carimalo, P. Kessler :
High P_T lepton pair production at ep collider : comparison between various production mechanisms
Zeitschrift für Physic C, Particles and Fields 52, 289-295, 1991

[4] Yung-Su Tsai :
Pair production and Bremstrahlung of charged leptons
Review of Modern Physics vol. 46 , No. 4 , oct. 1974

[5] Kwang Je Kim and Yung-Su Tsai :
Improved Weizsäcker-Williams Method and its Application to Lepton and W-boson Pair Production
Physical Review D vol. 8, No. 9, Novembre 1973

[6] H1 Collaboration
Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA
DESY 98-063, May 1998

[7] Dirk Hoffman *Thèse d'état en préparation*

[8] Kalinovskii, Mokhov, Nkitin :
Passage of High-Energy Particules throught Matter
American Institut of Physics, 1989.

[9] Günter Wolf :
HERA Physics DESY 94-??, juillet 94

[10] B. Gralak :
Interprétation des événements rares de H1
Rapport de stage , 1997

[11] Smain Kermiche :
Beyond the standard model physics at HERA
H1 and ZEUS Collaborations, contribution au "XIV QFTHEP workshop",
Moscou (Mai-Juin 1999)

[12] H1 Collaboration
The H1 detector at HERA
Internal report, DESY H1-96-01 , mars 96

[13] *Review of Particle Physics*
The European Physical Journal C, vol. 3, No. 1-4, 1998