ECOLE POLYTECHNIQUE, PROMOTION X-94
RAPPORT DE STAGE D'OPTION SCIENTIFIQUE

Boris GRALAK

INTERPRETATION DES EVENEMENTS RARES OBSERVES DANS L'EXPERIENCE H1 A HERA

Option: Champs, Particules et Matière
Département de Physique

Directeur de l'option: M. Alain BLONDEL

Organisme d'accueil: équipe H1, Centre de Physique des Particules de Marseille
163, avenue de Luminy, Case 907 - 13288 MARSEILLE CEDEX 9

Directeur de stage: M. Claude VALLEE

Stage effectué du 7 Avril 1997 au 3 Juillet 1997.

Introduction

Le collisionneur électron-proton HERA, mis en service en 1992, a ouvert de nouvelles possibilités en physique des particules. Il permet de sonder le contenu en quarks et en gluons du proton avec une résolution spatiale dix fois meilleure que les expériences sur cible fixe, et de découvrir des phénomènes nouveaux parmi les événements rares. L'objet de mon stage s'est concentré sur cette deuxième possibilité.

L'expérience H1 a récemment observé un excès d'événements profondément inélastiques où l'électron est rétrodiffusé à très grande énergie (voir [1]): la probabilité de ce qui a été observé est inférieure à un pour-cent pour les interactions à courant neutre dans le cadre du modèle standard. Cette observation a relancé l'intérêt d'une recherche systématique de signatures d'événements exotiques.

Dans un premier temps, j'ai classifié les événements du printemps 1997, ce qui m'a permis de me familiariser avec le détecteur H1 et son environnement. J'ai retenu les événements les plus représentatifs de chaque catégorie pour illustrer les prévisions du modèle standard. Parmi ceux-ci, j'ai isolé les événements les plus rares de topologie variée, afin d'étudier dans quelle mesure ils peuvent contribuer aux études menées par l'expérience H1 dans la recherche d'éventuels phénomènes exotiques nouveaux.

Table des matières

Chapitre 1

Les aspects expérimentaux

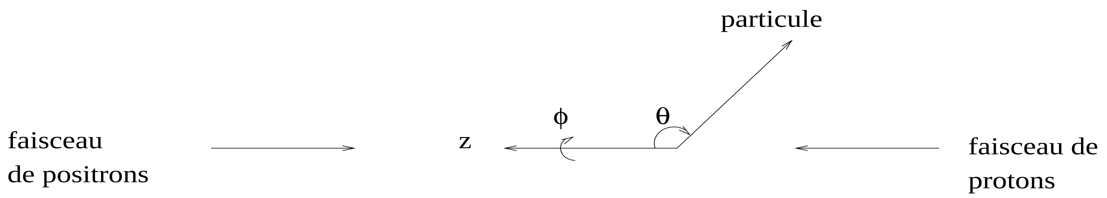
1.1 L'ACCELERATEUR HERA ET L'EXPERIENCE H1

1.1.1 L'accélérateur HERA

L'accélérateur HERA (figure 1.1) est un collisionneur proton-électron (ou positron, les deux expériences sont possibles) construit à Hambourg sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron). Le faisceau d'électrons a une énergie de $27.5\,GeV$ et le faisceau de protons a une énergie de $820\,GeV$.

Le repère (fixe dans le référentiel du laboratoire) permettant de déterminer les différentes variables cinématiques est défini ci-dessous:

- L'origine du repère est prise au point nominal de l'interaction électron-proton.
- L'axe des z est pris selon la direction du faisceau de protons.
- L'axe des y est pris selon la verticale ascendante.
- L'axe des x est horizontal et défini de sorte que le trièdre x,y,z soit direct.
- θ est l'angle polaire entre l'axe des z et la particule produite par la réaction.
- ϕ est l'angle azimuthal mesuré à partir de l'axe des x.



A de telles énergies, les masses des particules sont largement négligeables devant leur énergie cinétique. Ainsi, les quadrivecteurs des particules incidentes sont, dans le repère défini ci-dessus:

- Pour l'électron d'énergie E_e: $(E_e, 0, 0, -E_e)$
- Pour le proton d'énergie E_p: $(E_p, 0, 0, E_p)$

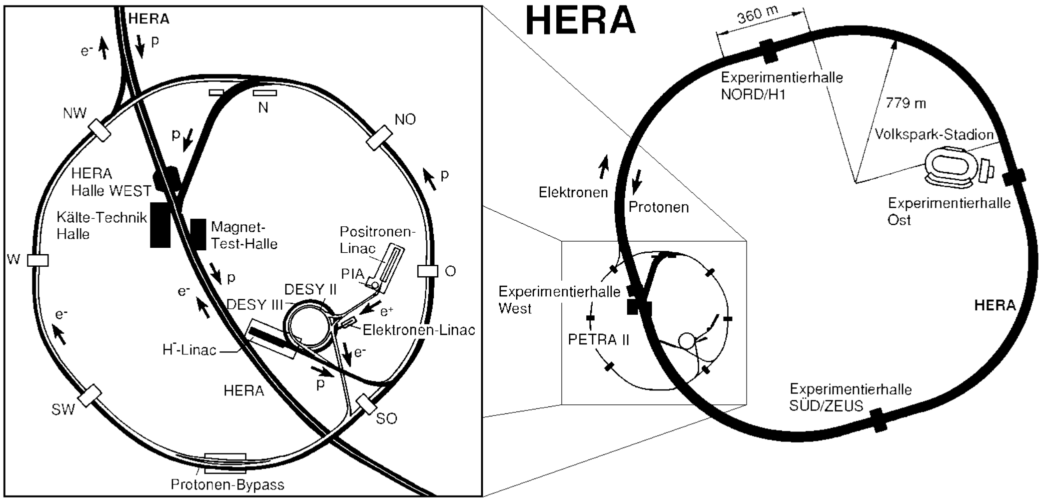


Figure 1.1: le collisionneur HERA.

Le carré de l'énergie dans le référentiel de centre de masse est:

$$s = (E_p + E_e, 0, 0, E_p - E_e)^2 = 4E_pE_e \sim (300GeV)^2$$

La résolution spatiale ΔR accessible à HERA est reliée à s par la relation d'incertitude de Heisenberg $\Delta E.\Delta t \sim \hbar$:

$$\Delta R = c.\Delta t \sim \frac{c.\hbar}{\sqrt{s}} \sim 10^{-18}\, m$$

Le collisionneur HERA donne donc la possibilité de sonder le proton avec une résolution spatiale de $10^{-18}\, m$.

Il ouvre également la possibilité de découvrir des phénomènes nouveaux parmi les événements rares, en particulier dans la zone de masse encore non explorée comprise entre 200 et 300 GeV.

1.1.2 Le détecteur H1

Vue d'ensemble

Le détecteur H1 (figure 1.2) doit permettre de mesurer les différents paramètres des événements produits par le collisionneur HERA. A partir du vertex de l'interaction, les particules produites rencontrent successivement le détecteur de traces, les calorimètres, la bobine supraconductrice et le détecteur de muons. La différence d'énergie entre les protons et l'électron qui entrent en collision explique la construction d'un détecteur asymétrique: il permet de recueillir le maximum d'informations sur les particules entrainées dans la direction du proton incident très énergétique.

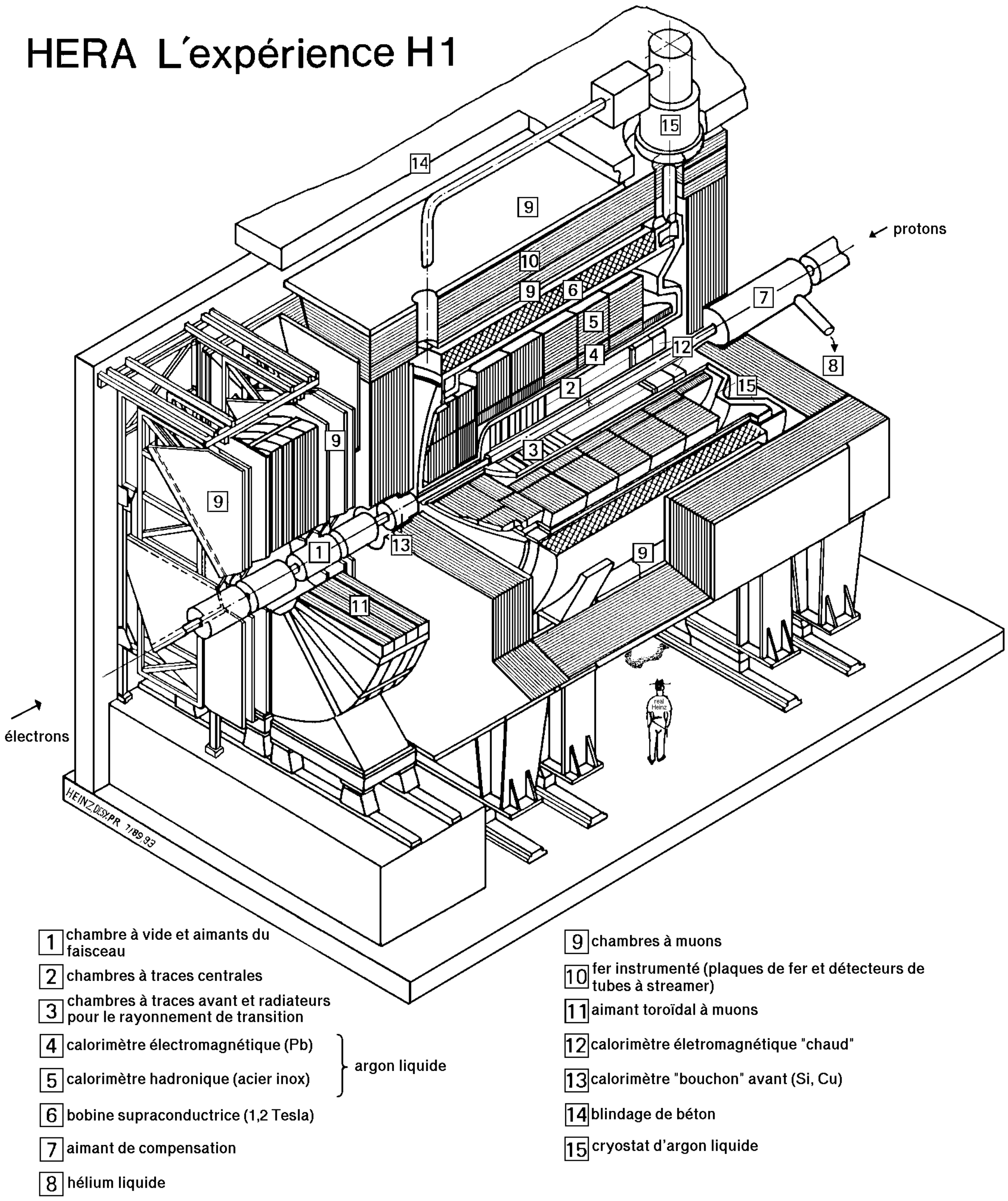


Figure 1.2: vue d'ensemble du détecteur H1.

Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces ($\boxed{2}$ et $\boxed{3}$ sur la figure 1.2) permettent de reconstruire la trajectoire de chaque particule produite et d'en déduire la position précise du point d'interaction (le vertex). La bobine supraconductrice délivre un champ magnétique de 1.2 Tesla: les trajectoires des particules chargées sont donc courbées. La mesure de la courbure de la trajectoire permet de déterminer l'impulsion transverse des particules ainsi que leur charge.

Les calorimètres

Les calorimètres permettent de mesurer l'énergie des particules en absorbant celles-ci totalement. Le détecteur H1 possède plusieurs calorimètres:

- Le calorimètre à argon liquide ($\boxed{4}$ et $\boxed{5}$ sur la figure 1.2) est composé d'une partie électromagnétique (partie intérieure) et d'une partie hadronique (partie extérieure). Les électrons et les photons sont rapidement absorbés (à cause du rayonnement de Bremsstrahlung pour les électrons et des créations de paires $e^+ e^-$ pour les photons) et détectés dans la partie électromagnétique. Les hadrons sont absorbés dans la partie hadronique par interactions nucléaires.
- Le calorimètre SPACAL, situé à l'arrière du détecteur ($\boxed{12}$ sur la figure 1.2), permet de détecter les électrons faiblement déviés.
- Le calorimètre PLUG, situé à l'avant du détecteur ($\boxed{13}$ sur la figure 1.2), permet de détecter les hadrons produits avec un angle très faible.

Le détecteur de muons

Les muons sont très pénétrants: ils ne sont pas absorbés par le calorimètre à argon liquide. Le détecteur de muons est composé du fer instrumenté $\boxed{10}$ qui entoure la partie centrale du détecteur, et du spectromètre à muons situé à l'avant et qui comprend six chambres à dérive $\boxed{9}$ disposées de part et d'autre d'un aimant toroïdal.

1.2 L'ENVIRONNEMENT DE HERA ET H1

1.2.1 La luminosité

Les électrons sont produits par paquets de $4 * 10^{10}$ particules. Les paquets d'électrons sont accélérés jusqu'à $27.5\,GeV$ dans l'anneau de HERA puis l'opération est répétée pour obtenir 210 paquets d'électrons. Les protons sont produits par paquets de 10^{11} particules, sont accélérés jusqu'à $820\,GeV$ puis l'opération est renouvelée jusquà atteindre le nombre de 210 paquets. Les paquets de particules sont séparés de $96\,ns$. La luminosité délivrée par HERA au printemps 1997 est donnée sur la figure 1.3: la luminosité qui a été analysée entre le 10 avril 1997 et le 19 mai 1997 est de $5.9\,pb^{-1}$ et représente plus du tiers de la luminosité cumulée au cours des trois années précédentes. Tous les événements présentés par la suite proviennent de ce lot.

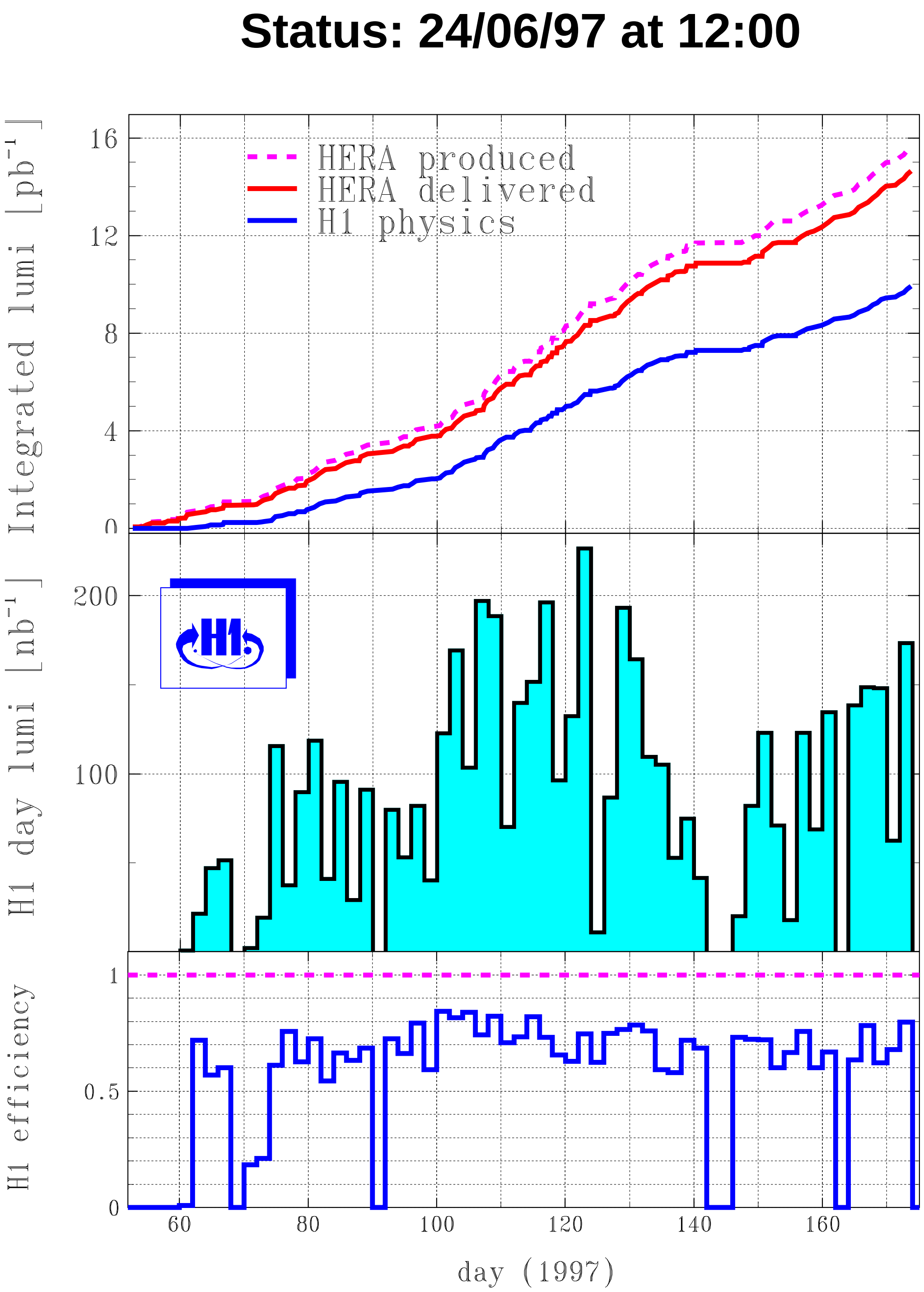


Figure 1.3: La luminosité délivrée par HERA: la valeur lue sur ce graphe doit être majorée de 20 %.

1.2.2 Le système de sélection

Un croisement de faisceau a lieu toutes les 96 ns soit une fréquence de 10.4 MHz. Or, le temps de traitement d'un événement est supérieur à 96 ns. Ainsi, tous les événements produits par HERA ne peuvent être retenus: c'est pourquoi il y a une première sélection en ligne réalisée pendant l'acquisition par le système de déclenchement et de classification. Toutes les interactions physiques intéressantes se trouvent alors stockées sur bandes magnétiques. Ensuite, il y a une seconde sélection différée réalisée par un programme spécifique à chaque l'analyse: les événements doivent respecter des critères physiques délimitant le domaine d'étude. L'étude menée par le groupe H1 sur l'observation des événements exotiques utilise la sélection HOTLINE destinée à la détection rapide des événements rares (classification effectuée pendant la reconstruction en ligne). Les exigences principales de la sélection HOTLINE portent sur l'impulsion transverse minimale que doivent avoir les produits de la réaction. Un événement est retenu si l'une des conditions suivantes est remplie:

- un muon isolé a une impulsion transverse supérieure à 7 GeV.
- un électron isolé a une impulsion transverse supérieure à 25 GeV.
- plusieurs jets hadroniques ont chacun une impulsion transverse supérieure à 25 GeV.
- l'impulsion transverse manquante est supérieure à 25 GeV.

Le système de sélection ne retient qu'une partie des événements. Il faudra donc faire intervenir dans le calcul des taux d'événements un facteur ϵ, l'efficacité de sélection, qui corrigera les erreurs induites par ce sytème.

1.2.3 La section efficace expérimentale

La section efficace expérimentale d'un processus donné est définie par:

$$\sigma = \frac{N}{L.\epsilon.A}$$

où:

- N est le nombre d'événements observés.
- L est la luminosité.
- ϵ est l'efficacité de sélection.
- A est l'acceptance du détecteur.

L'acceptance du détecteur comprend les limites géométriques du calorimètre à argon liquide et l'effet des biais de mesure des variables cinématiques.

1.3 LES VARIABLES CINEMATIQUES USUELLES

Le détecteur H1 nous fournit la trajectoire, l'énergie et l'impulsion transverse des particules produites. A partir de ces données, on peut reconstruire les quadrivecteurs des particules détectées. On peut également déterminer d'autres variables cinématiques.

A HERA, on étudie entre autres les réactions du type:

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

où l est soit un e^+ soit un ν_e, et X le système hadronique issu du proton. Ces réactions profondément inélastiques s'interprètent comme la diffusion élastique de l'électron sur un quark du proton.

1.3.1 Les variables inclusives

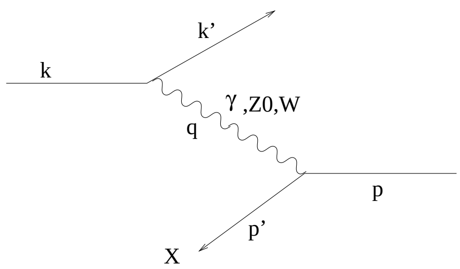
On ne s'intéresse pas aux détails de l'état hadronique X. On a alors, dans ce cas d'une interaction à deux corps, deux variables indépendantes: 8 variables pour les 2 quadrivecteurs énergie-impulsion de l et X, moins 4 par conservation du quadrivecteur énergie-impulsion total, moins 1 car on connaît la masse de l et enfin moins 1 car l'interaction est indépendante de l'angle azimuthal ϕ. On définit en géneral les 3 variables (non indépendantes) suivantes:

$$Q^2 = -(k-k')^2 = -q^2 ,$$

$$y = \frac{q.p}{e.p} = \frac{2q.p}{s} ,$$

et

$$x = \frac{Q^2}{2p.q} = \frac{Q^2}{s\,y} ,$$



Q^2 représente le carré de l'énergie échangée entre l'électron et le proton dans le référentiel de centre de masse. La relation d'incertitude d'Heisenberg relie Q^2 à la distance ΔR avec laquelle on sonde le proton: plus Q^2 est grand, plus la distance ΔR est petite. La valeur maximale du Q^2 est s.

La variable y (sans dimension) est reliée dans le référentiel du centre de masse du système (électron+quark) à l'angle de déviation θ^* de l'électron: $y = \frac{1+cos\theta^*}{2}$. Un grand y (proche de 1) correspond à un électron très dévié dans le centre de masse du système ($q + e^+$).

La variable x (sans dimension) représente à l'ordre le plus bas la fraction d'impulsion du proton incident transportée par le quark qui a interagi avec l'électron.

1.3.2 Détermination des variables cinématiques usuelles Q^2, x et y

Les données du détecteur H1 permettent de calculer les variables cinématiques Q^2 et y de plusieurs manières différentes, à partir de l'énergie et de l'angle de diffusion de l'électron (méthode électron) ou des hadrons seuls (méthode Jacquet-Blondel). Les formules suivantes sont données dans le repère défini au paragraphe 1.1.1.

Les quadrivecteurs de base sont:

$$k = (E_e, 0, 0, -E_e)$$

$$p = (E_p, 0, 0, E_p)$$

$$k' = (E'_e, E'_e.sin\theta_e, 0, E'_e.cos\theta_e)$$

$$p' = p + q = (E'_h, P_t, 0, P_z)$$

où E'_h, P_t et P_z sont respectivement l'énergie, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale du système hadronique final.

La conservation du quadrivecteur énergie impulsion total, $p+k = p'+k'$, donne les relations suivantes:

$$E_e + E_p = E'_e + E'_h$$

$$E'_e.cos\theta_e + P_z = E_p - E_e$$

$$E'_e.sin\theta_e + P_t = 0$$

On en déduit les formules suivantes:

- méthode électron:

$$Q^2 = 4E_eE'_ecos^2(\frac{\theta_e}{2})$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}sin^2(\frac{\theta_e}{2})$$

- méthode Jacquet-Blondel:

$$y = \frac{E'_h - P_z}{2E_e}$$

$$Q^2 = \frac{P_t^2}{1-y}$$

1.3.3 Les autres réactions

En ce qui concerne les autres réactions, on retiendra l'impulsion transverse qui nous est directement donnée par le détecteur H1 ou la masse du système final calculée à partir des quadrivecteurs des différents produits de la réaction. Les grandes impulsions transverses (supérieures à $50\,GeV$) des particules produites ou les grandes masses (comprises entre 200 et $300\,GeV$) du système final constituent des critères de rareté.

Chapitre 2

Les différentes catégories d'événements rencontrés

Le détecteur H1 et la sélection HOTLINE ont retenu quelques 6000 événements susceptibles d'être des processus exotiques dans la période du 10 avril 1997 au 19 mai 1997: j'ai systématiquement visualisé l'ensemble de ces événements au fur et à mesure qu'ils étaient sélectionnés. Parmi ces événements, il reste environ un tiers de bruit de fond (muon cosmique, muon provenant du tube à vide ou interaction proton-gaz résiduel en amont du détecteur H1). Ensuite, on peut distinguer deux grandes catégories d'événements: les événements à petit Q^2 (Q^2 est défini au 1.3.1) ou réaction de photoproduction et les événements à grand Q^2 ou réactions inélastiques. Enfin, on peut rencontrer des événements plus rares comme les événements radiatifs (production de leptons ou processus Compton QED) et les événements traduisant la production de boson W. Pour chaque catégorie d'événement, nous distinguerons le processus standard générique, d'éventuels sous-processus plus rares, et nous montreront quelques cas d'interactions aux paramètres extrêmes que nous appellerons candidats exotiques: dans chaque cas, la section efficace de production sera estimée quantitativement dans le cadre du modèle standard actuel des interactions fondamentales et des particules élémentaires.

2.1 LES REACTIONS DE PHOTOPRODUCTION

2.1.1 Définition et topologie des réactions de photoproduction

Les réactions de photoproduction sont caractérisées par un faible Q^2. Q^2 étant très petit, le boson échangé entre l'électron et le proton est un photon quasi-réel: les réactions de photoproduction sont des interactions photon-proton. Les réactions de photoproduction sont largement majoritaires par rapport aux autres processus pour des impulsions transverses faibles. Leur nombre devient du même ordre de grandeur que celui des interactions inélastiques pour les grandes impulsions transverses.

On rappelle l'expression de Q^2 pour l'électron: $Q^2 = 4E_eE_e'cos^2(\frac{\theta_e}{2})$. Donc un Q^2 très petit implique que l'angle de diffusion de l'électron est peu différent de π, ce qui signifie que l'électron est très peu dévié et qu'il ne sera pas détecté. On ne détecte donc que les produits de la réaction photon-proton, c'est à dire plusieurs jets hadroniques en général.

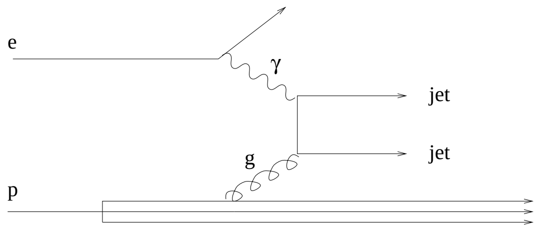
Les figures 2.1 et 2.2 montrent des réactions de photoproduction avec respectivement 2 et 3 jets hadroniques.

2.1.2 Les diagrammes des réactions de photoproduction

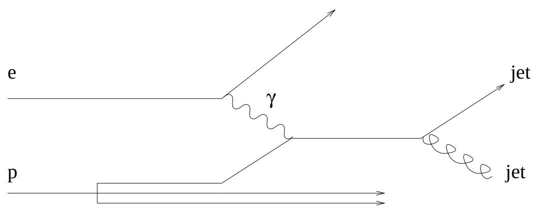
Il y a deux types de réactions de photoproduction: les réactions de photoproduction directe (le photon émis par l'électron interagit directement avec le proton) et les réactions de photoproduction avec photon résolu (le photon émis par l'électron interagit par l'intermédaire d'un méson vecteur).

Les réactions de photoproduction directe

Le photon émis par l'électron interagit directement avec un gluon émis par le proton (processus BGF: fusion photon-gluon):

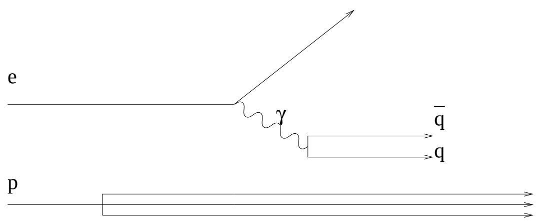


Un quark du proton émet un gluon après avoir interagi avec l'électron (processus QCD Compton dans l'état final):



Les réactions de photoproduction avec photon résolu

Le photon émis par l'électron donne une paire quark-antiquark (méson vecteur). On a alors une interaction méson-proton:



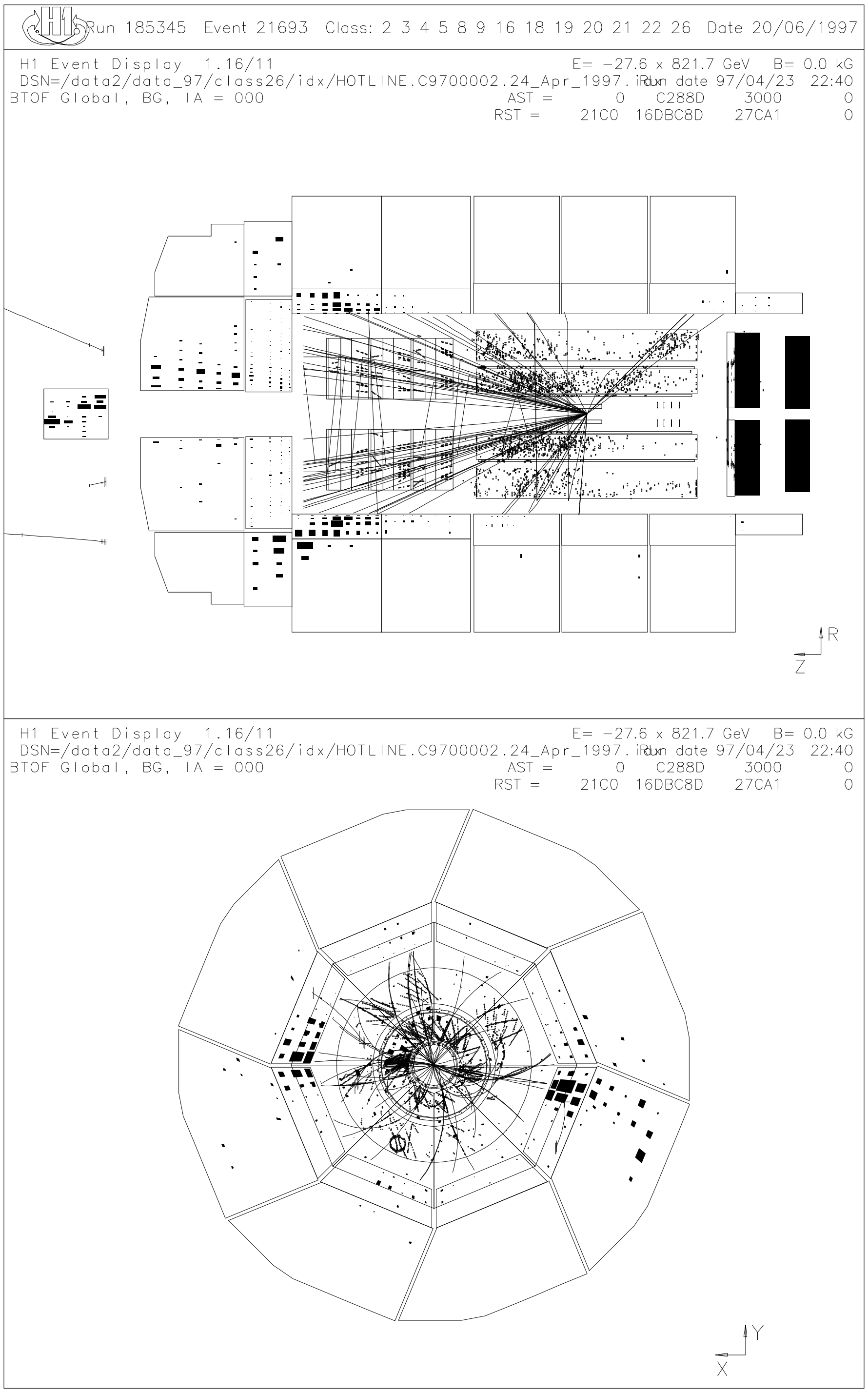


Figure 2.1: un événement de photoproduction avec 2 jets hadroniques (vues transversale et radiale).

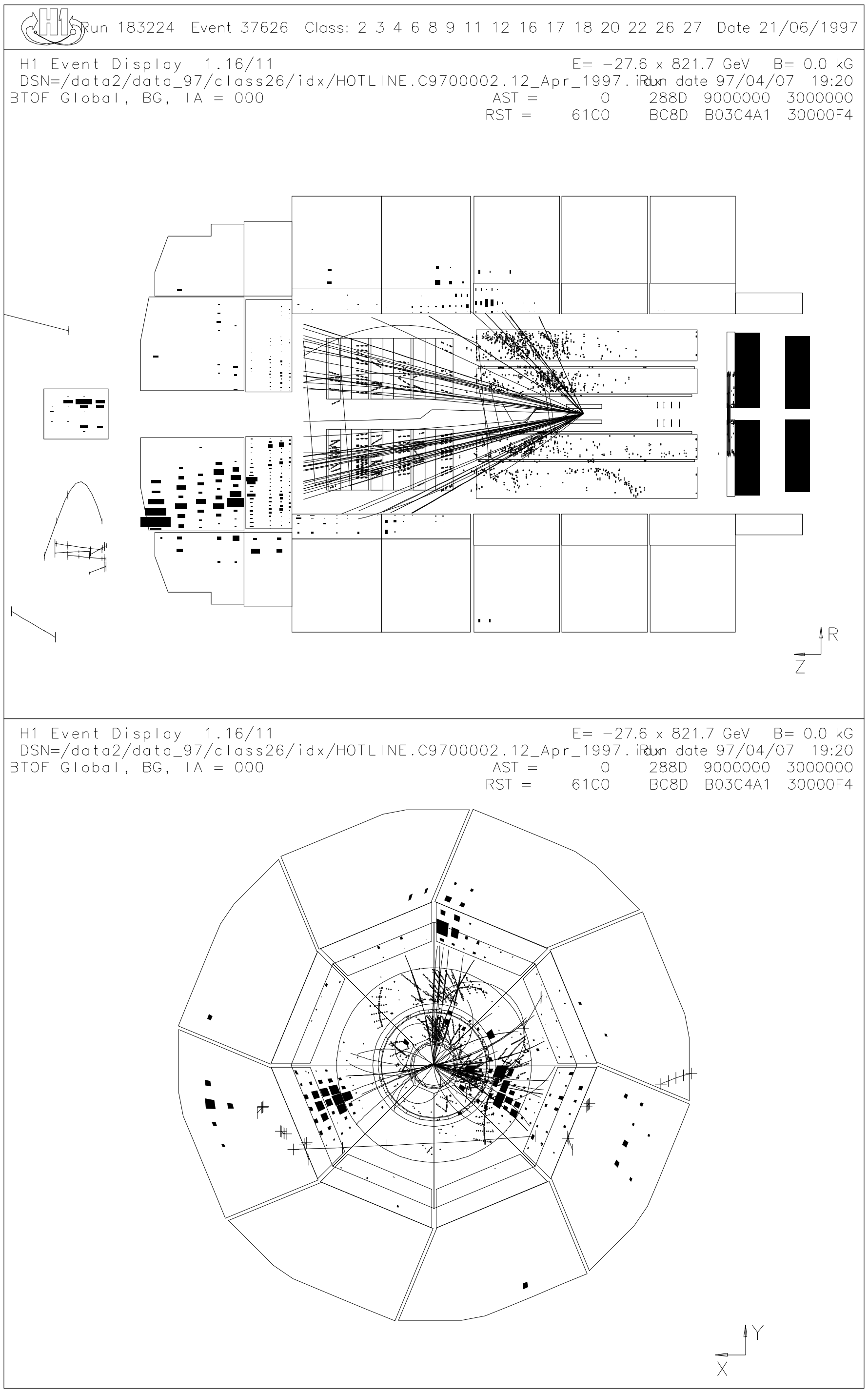
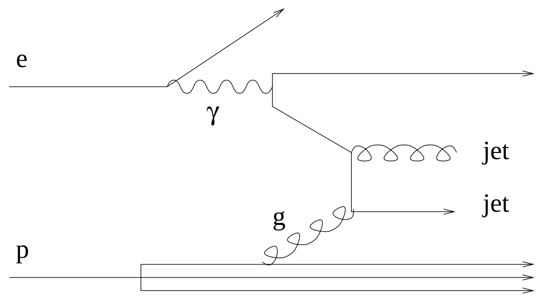
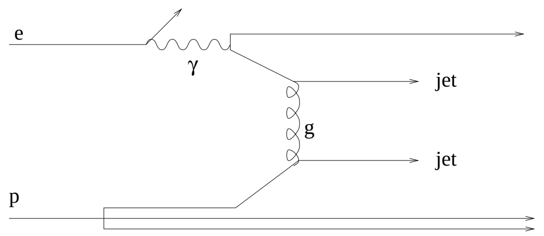


Figure 2.2: un événement de photoproduction avec 3 jets hadroniques (vues transversale et radiale).

Lorsqu'un photon interagit par l'intermédiaire d'un méson vecteur, il est appelé photon résolu. L'interaction se fait alors par les diagrammes suivants:





2.1.3 Les prévisions du modèle standard

L'étude théorique des réactions de photoproduction faite dans [2] donne la section efficace en fonction de l'impulsion transverse minimale que doit avoir chaque jet hadronique. La courbe de la figure 2.3 ne prend en compte que les réactions de photoproduction directe. La photoproduction directe est largement dominante pour les grandes impulsions transverses: cette courbe donne donc une bonne estimation de la section efficace pour les événements qui nous intéressent (la sélection HOTLINE ne retient que les événements d'impulsion transverse supérieure à $25\,GeV$). La photoproduction avec photon résolu est elle dominante pour les faibles impulsions transverses: ainsi, la croissance très forte de la section efficace quand l'impulsion transverse diminue est sous-estimée.

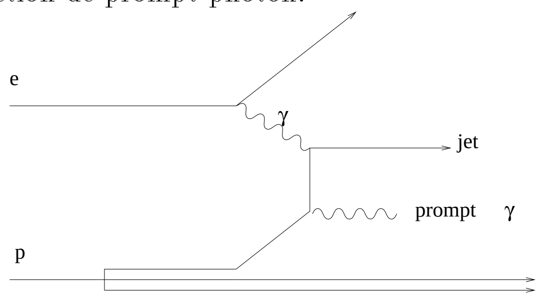
2.1.4 Les cas rares de réaction de photoproduction

La production de prompt photon

Le modèle standard prévoie que l'on puisse obtenir dans l'état final d'une réaction de photoproduction un photon et un jet hadronique: cette production peut s'obtenir par l'intermédiaire d'un photon direct ou résolu.

Les différents diagrammes illustrant la production de prompt photon:

Production de prompt photon avec photon direct:



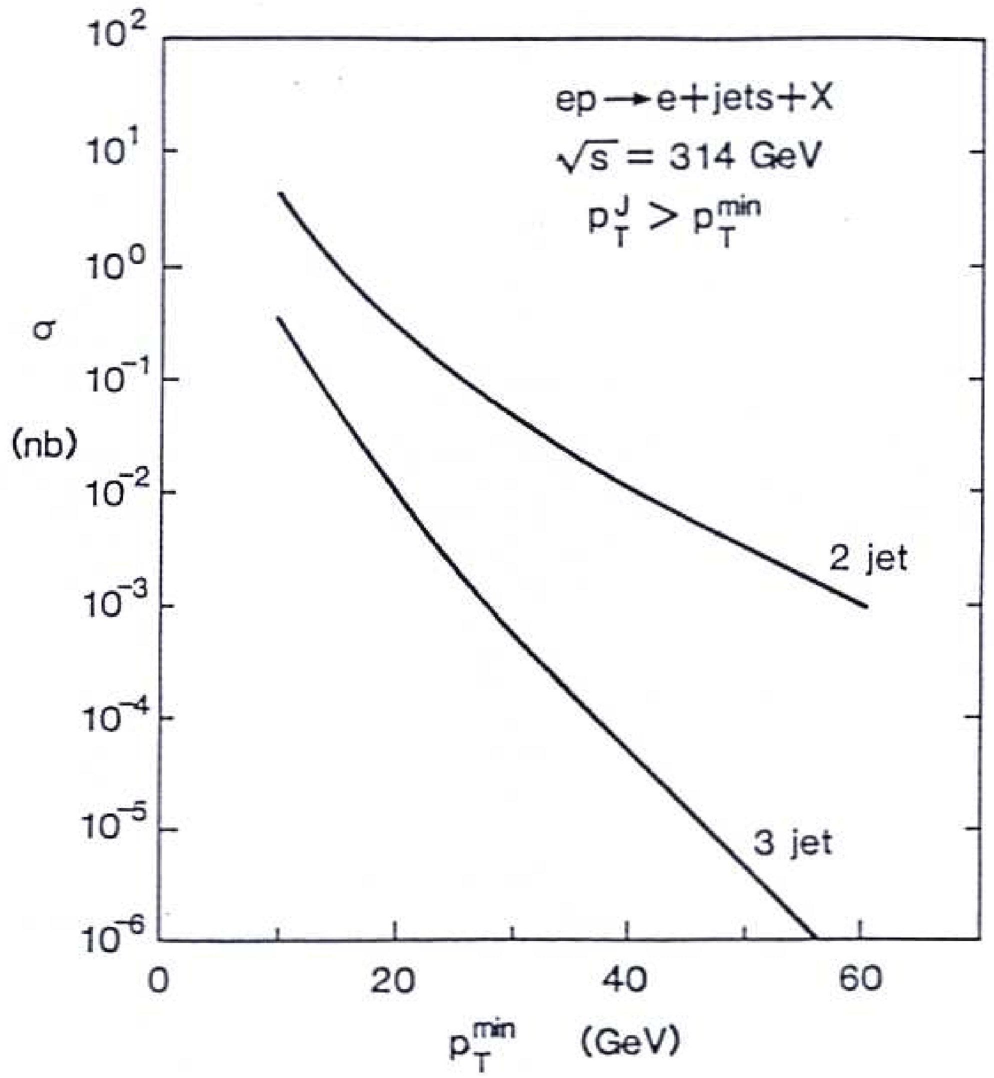
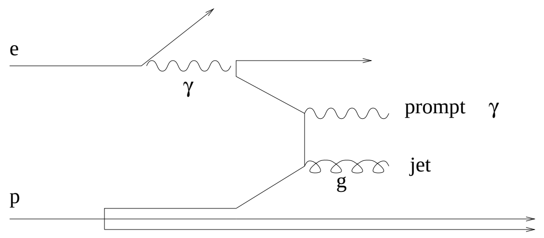
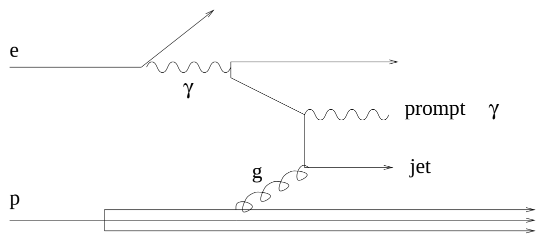


Figure 2.3: La section efficace des réactions de photoproduction (en nb) en fonction de l'impulsion transverse minimale que doit avoir chaque jet hadronique (voir [2]).

Production de prompt photon avec photon résolu:





Les résultats de [3] permettent de donner le rapport suivant: Le nombre d'événements avec 2 jets hadroniques d'énergie transverse supérieure à $5\,GeV$ est 1000 fois plus grand que le nombre d'événements prompt photon avec un photon d'énergie transverse supérieure à $5\,GeV$. Si on suppose que ce rapport est le même pour des énergies transverses supérieures à $25\,GeV$, on déduit de la courbe de la figure 2.3 la section efficace suivante pour un prompt photon d'énergie transverse P_T^γ supérieure à $25\,GeV$:

$$\sigma(P_T^\gamma \;>\; 25\,GeV) \;\sim\; 0.1\,pb$$

On s'attend donc à observer de l'ordre d'un prompt photon pour la période examinée: nous n'en avons rencontré aucun.

Candidats exotiques

La figure 2.4 montre un exemple d'événement avec 2 jets hadroniques de très grande énergie transverse, observé durant la période examinée. L'impulsion transverse de chacun des 2 jets hadroniques est supérieure à $80\,GeV$. Pour la photoproduction, la section efficace de production d'événements avec 2 jets hadroniques d'impulsion transverse P_T supérieure à $80\,GeV$ est:

$$\sigma(P_T \;>\; 80\,GeV) \;\sim\; 0.1\,pb$$

Pour la luminosité observée, on attend de l'ordre d'un événement de ce type.

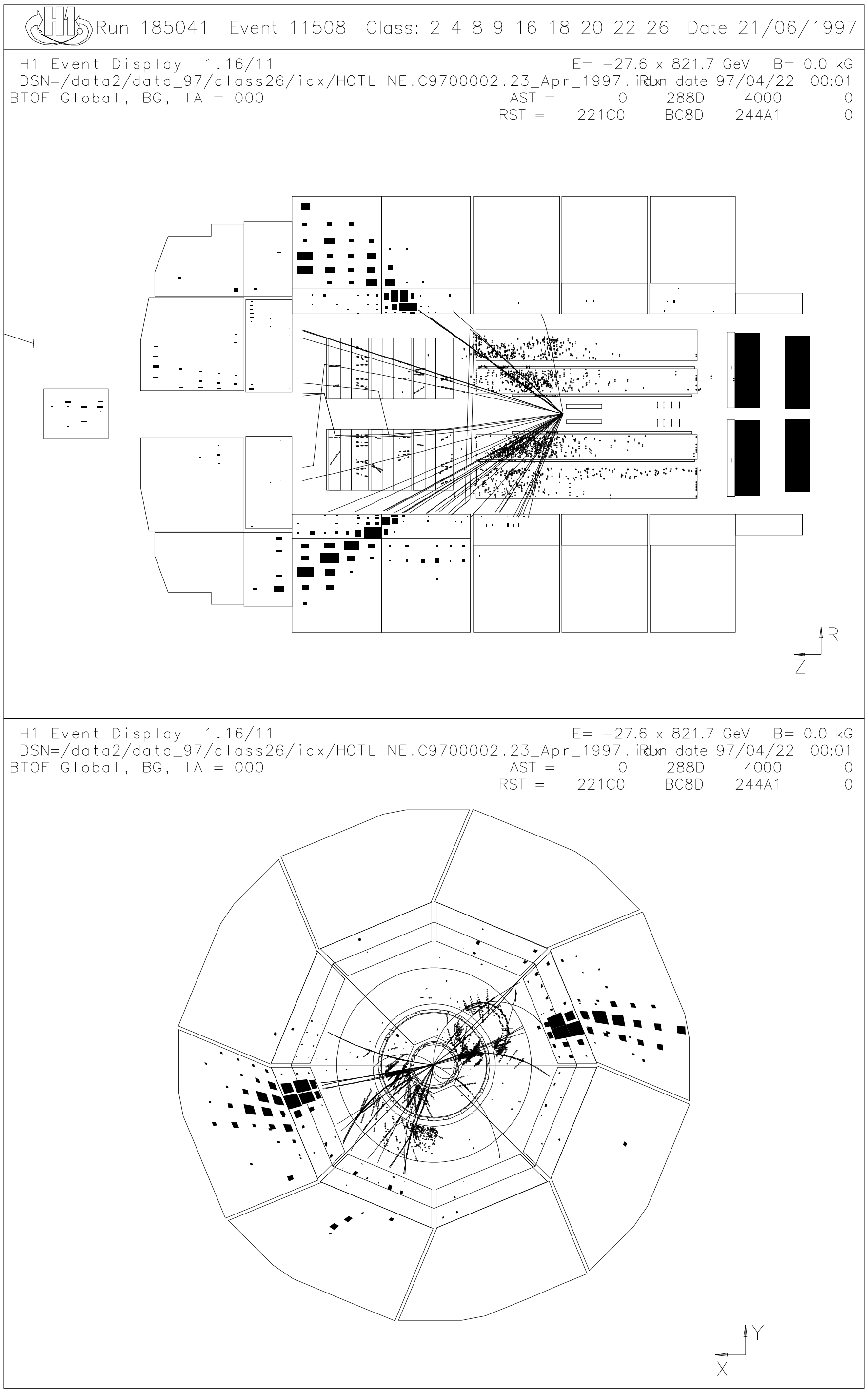


Figure 2.4: un candidat exotique à 2 jets de très grande impulsion transverse (vues transversale et radiale).

2.2 LES INTERACTIONS INELASTIQUES

Les interactions inélastiques sont caractérisées par un grand Q^2: la masse virtuelle de la particule échangée est grande.

- Si le boson échangé est neutre (photon ou boson Z^0), c'est une interaction à courant neutre.
- Si le boson échangé est chargé (boson W^+ ou W^-), c'est une interaction à courant chargé.

Les interactions avec un échange de photon sont dominantes, les autres processus sont moins fréquents en raison de la masse importante des bosons Z^0 et $W^\pm$. Les interactions à courant neutre sont donc majoritaires.

2.2.1 Les interactions inélastiques à courant neutre

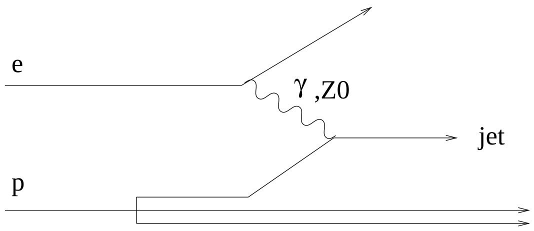
Topologie des interactions inélastiques à courant neutre

L'expression de la variable Q^2 pour l'électron est:

$$Q^2 \; = \; 4E_e E'_e cos^2(\frac{\theta_e}{2})$$

Ainsi, un grand Q^2 correspond à un petit angle θ_e et à une grande énergie E'_e: dans le cas d'une réaction inélastique, l'électron est fortement dévié et il est donc détecté: la caractéristique d'un événement courant neutre est donc la présence d'un électron isolé et de un ou plusieurs jets hadroniques.

Le diagramme de l'interaction inélastique à courant neutre:



La figure 2.5 montre la configuration typique d'un événement à courant neutre: l'électron, bien isolé et situé en haut, est diffusé avec un grand angle. Il est bien à l'opposé du jet hadronique sur la vue radiale.

Les prévisions du modèle standard

Les interactions inélastiques à courant neutre sont des processus physiques bien compris. La section efficace théorique de la réaction $e^+ + p \rightarrow e^+ + X$ avec l'impulsion transverse de l'électron P_T^{el} supérieure à $25\,GeV$ est donnée dans [4]:

$$\sigma(P_T^{el} > 25\,GeV) \; = \; 268 \pm 11\,pb$$

Le nombre d'événements à courant neutre étant assez important et sa prévision théorique étant bien connue, la mesure de la section efficace de cette interaction constitue un bon contrôle du

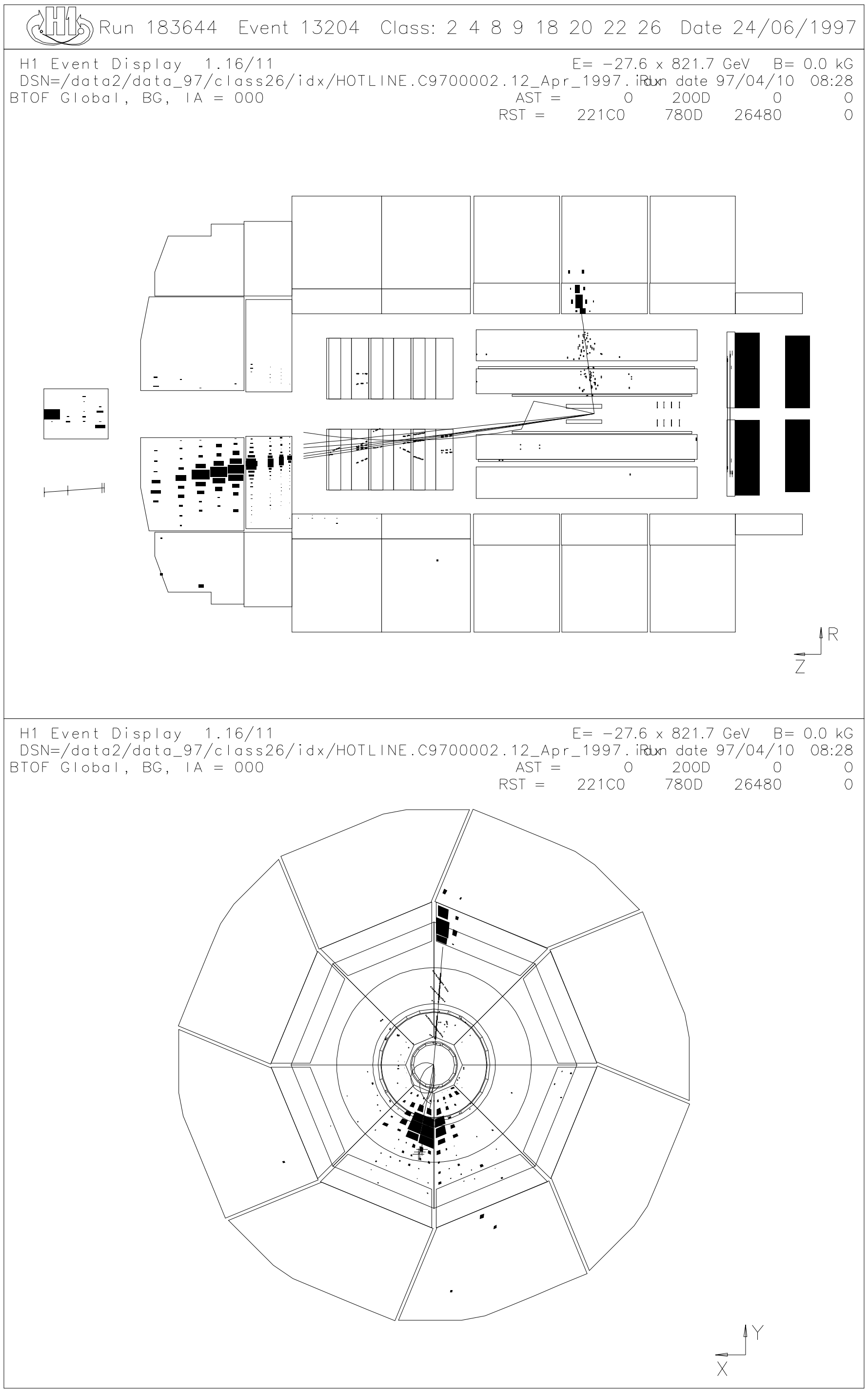


Figure 2.5: un événement à courant neutre (vues transversale et radiale).

fonctionnement du détecteur H1, de son environnement et de la sélection HOTLINE. Ces mesures de section efficace m'ont permis de détecter un problème dans la prise des données durant le mois d'avril 1997. Les sections efficaces mesurées sont calculées à partir d'une efficacité de sélection et d'une acceptance déterminées d'après une étude sur des données antérieures (voir [4]); Les données du 10 avril 1997 au 30 avril 1997 donnent:

- le nombre d'évènements: $N = 505 \pm 22$
- l'efficacité de sélection: $\epsilon = 98.1\,\%$
- l'acceptance: $A = 92.3 \pm 0.3\,\%$
- la luminosité: $L = 3.60\,pb^{-1}$
- la section efficace expérimentale: $\sigma = 155 \pm 8\,pb$

Cette section efficace est largement inférieure aux résultats attendus. Le problème a été identifié et corrigé. Heureusement, la nature du problème était telle que les données perdues ont pu être récupérées à partir des bandes magnétiques de données brutes. Les modifications apportées furent effectives à compter du 1^{er} mai 1997. Les données du 1^{er} mai 1997 au 19 mai 1997 donnent:

- le nombre d'évènements: $N = 574 \pm 24$
- l'efficacité de sélection: $\epsilon = 98.1\,\%$
- l'acceptance: $A = 92.3 \pm 0.3\,\%$
- la luminosité: $L = 2.40\,pb^{-1}$
- la section efficace expérimentale: $\sigma = 265 \pm 12\,pb$

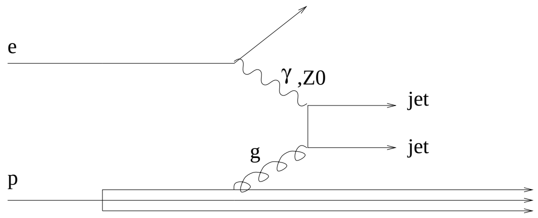
Ce résultat est parfaitement en accord avec les prévisions du modèle standard, ce qui m'a permis de vérifier que l'erreur a bien été corrigée.

Les cas rares parmi les interactions à courant neutre

Les interactions à courant neutre avec plusieurs jets hadroniques

Dans la théorie QCD, ces interactions sont décrites par la radiation de gluon (ordre 1 en α_s, constante de couplage de l'interaction forte). Il y a trois types de diagrammes qui décrivent ces processus:

Un quark du proton émet un gluon qui va interagir avec le boson émis par l'électron (processus BGF: fusion boson-gluon):



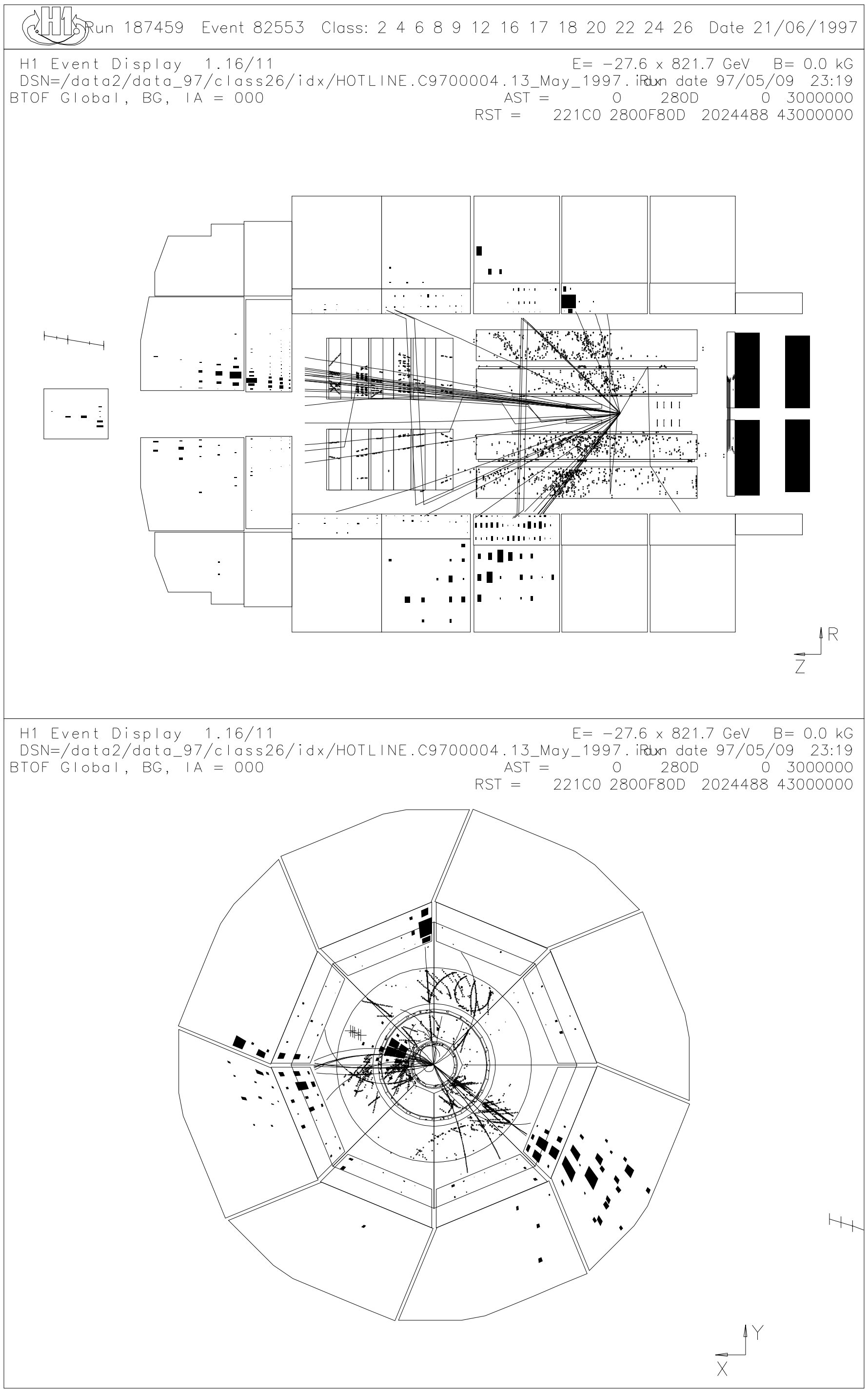
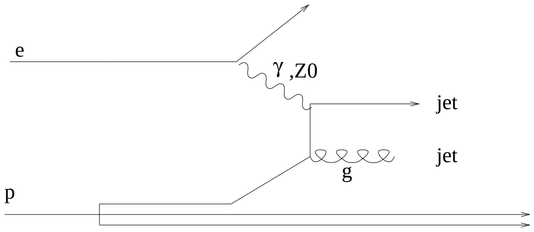
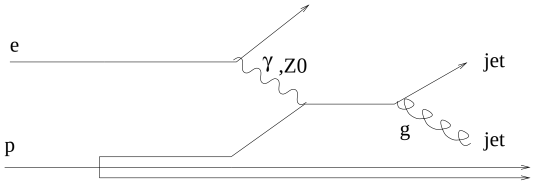


Figure 2.6: un événement à courant neutre avec 2 jets hadroniques (vues transversale et radiale).

Un quark du proton émet un gluon avant d'interagir avec l'électron (processus QCD Compton dans l'état initial):



Un quark du proton émet un gluon après avoir interagi avec l'électron (processus QCD Compton dans l'état final):

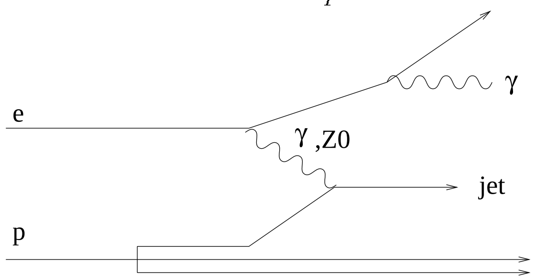


La figure 2.6 montre un événement à courant neutre avec 2 jets hadoniques. Dans [5], on trouve une estimation théorique (en prenant une valeur de α_s déterminée au CERN) de la proportion d'interactions à courant neutre avec 2 jets hadroniques parmi les interactions à courant neutre:

- pour $12\,GeV^2 \,<\, Q^2 \,<\, 80\,GeV^2$, $\frac{\text{nombre de courant neutre avec 2 jets}}{\text{nombre total de courant neutre}} \,=\, 9 \pm 1\,\%$
- pour $Q^2 \,>\, 80\,GeV^2$, $\frac{\text{nombre de courant neutre avec 2 jets}}{\text{nombre total de courant neutre}} \,=\, 20 \pm 6\,\%$

On peut remarquer que la proportion d'interactions à courant neutre avec deux jets hadroniques augmente avec le Q^2 alors que α_s diminue avec le Q^2: ceci s'explique par le fait que lorsque le Q^2 augmente, l'espace des phases augmente, il y a donc plus d'états accessibles et donc la probabilité relative de cette interaction augmente. L'intérêt de ces interactions est qu'elles permettent de donner une valeur expérimentale de la constante de couplage de l'interaction forte α_s.

Les interactions à courant neutre avec émission d'un photon



Après avoir interagit avec le proton, l'électron émet un photon. Ce processus physique est décrit par la constante de couplage électro-magnétique α. Les prévisions du modèle standard sont données dans [6]: pour $Q^2 \,>\, 1000\,GeV^2$ (Q^2 étant la masse du photon virtuel échangé entre l'électron et le proton) et pour une masse du système (électron+photon)comprise entre $15\,GeV$ et $50\,GeV$, la théorie prédit la section efficace suivante:

$$\sigma \,=\, 0.4\,pb$$

Les événements à courant neutre avec émission d'un photon ont été sélectionnés à partir du 1^{er} mai 1997. La luminosité correspondant à la période du 1^{er} mai 1997 au 19 mai 1997 est

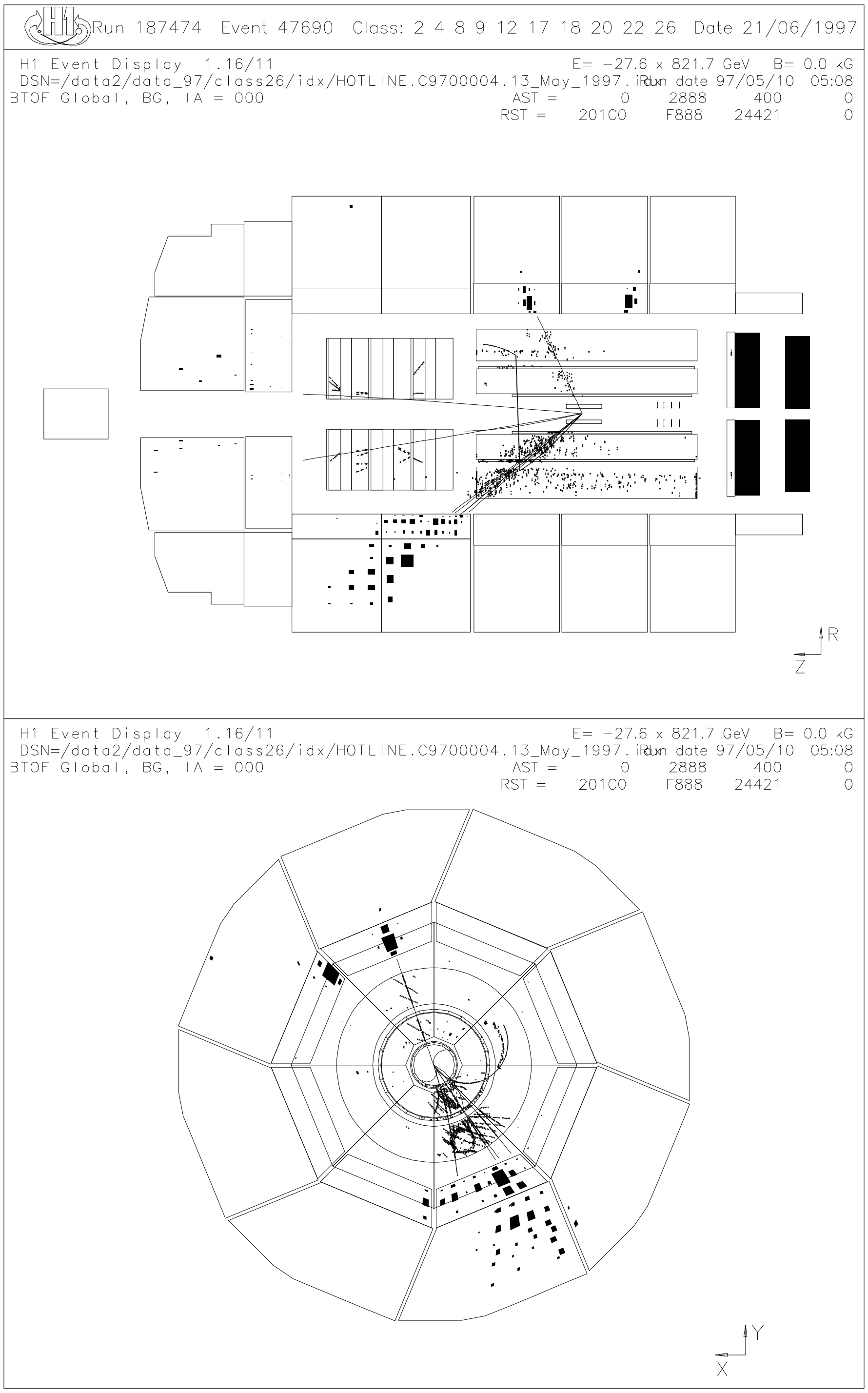


Figure 2.7: un événement à courant neutre avec émission d'un photon (vues transversale et radiale).

de 2.40 pb. Ainsi, d'après la théorie, on s'attend à observer de l'ordre d'un événement avec les contraintes correspondantes. La figure 2.7 montre un exemple satisfaisant les conditions de la section efficace donnée ci-dessus:

- quadrivecteur de l'électron en GeV: (31.4 , 9.3 , 27.0 , 13.1)
- quadrivecteur du photon en GeV: (19.9 , 11.5 , -14.0 , -8.3)
- masse du système (électron+photon): 26.1 GeV
- masse carrée du photon virtuel échangé: 2590 GeV^2

Candidats exotiques

En février 1997, l'expérience H1 a publié (voir [1]) l'observation de 12 événements à courant neutre avec un $Q^2 > 15000\,GeV^2$, contre 4.71 ± 0.76 prédits par le modèle standard: la probabilité d'observer ces 12 événements est inférieure à un pour-cent. Ces données correspondent à une luminosité de 14.19 pb^{-1}. Pour la période examinée, environ 2 événements sont attendus d'après la théorie. La figure 2.8 montre un exemple de candidat pour cette recherche: on peut remarquer que l'électron (situé en bas) est très rétro-diffusé, ce qui est la signature d'un très grand Q^2.

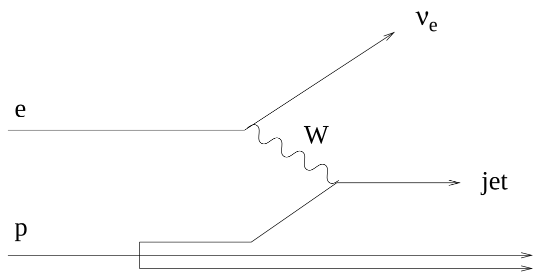
Par ailleurs, un événement pouvant s'interpréter par la radiation catastrophique d'un photon de très grande impulsion transverse P_T ($P_T > 50\,GeV$) a été observé. Il est montré sur la figure 2.9.

2.2.2 Les interactions inélastiques à courant chargé

Topologie des interactions inélastiques à courant chargé

Le boson échangé entre le proton et l'électron est un $W^{\pm}$: l'antineutrino électronique n'est pas détecté, donc son impulsion transverse ne sera pas mesurée. La caractéristique d'une interaction à courant chargé est donc la présence d'impulsion transverse manquante accompagnée d'un ou plusieurs jets hadroniques. La sélection HOTLINE ne retient que les événements avec une impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV.

Interaction inélastique à courant chargé:



La figure 2.10 montre une interaction à courant chargé avec un jet hadronique: on voit bien dans la vue radiale l'impulsion transverse manquante. On reconstruit le neutrino de la façon suivante:

- Son impulsion transverse est prise opposée à celle du système hadronique visible.
- Son impulsion longitudinale est déterminée avec la conservation de la quantité "énergie moins impulsion longitudinale" (qui vaut 55 GeV dans l'état initial).

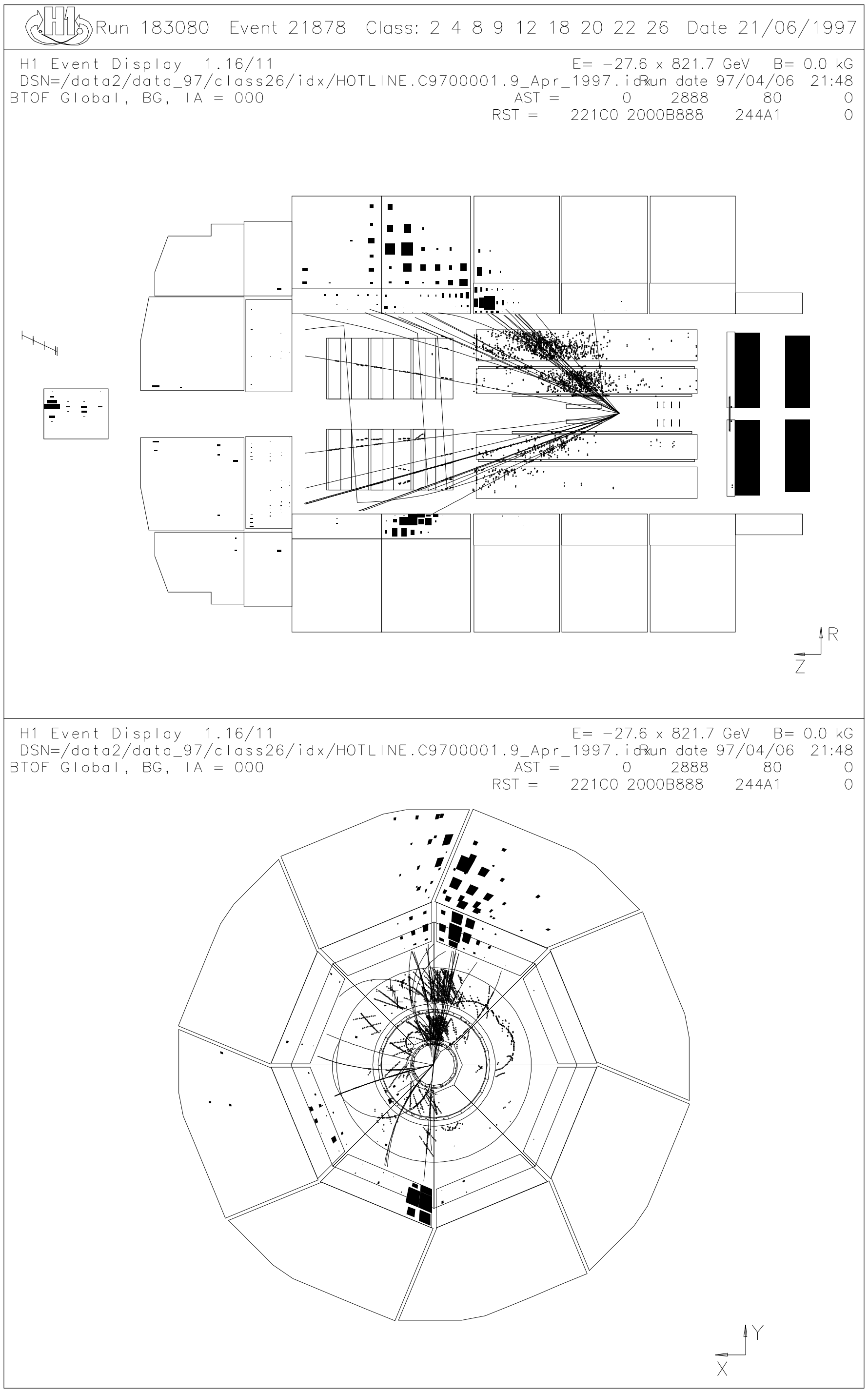


Figure 2.8: un événement à courant neutre avec un très grand Q^2 (vues transversale et radiale).

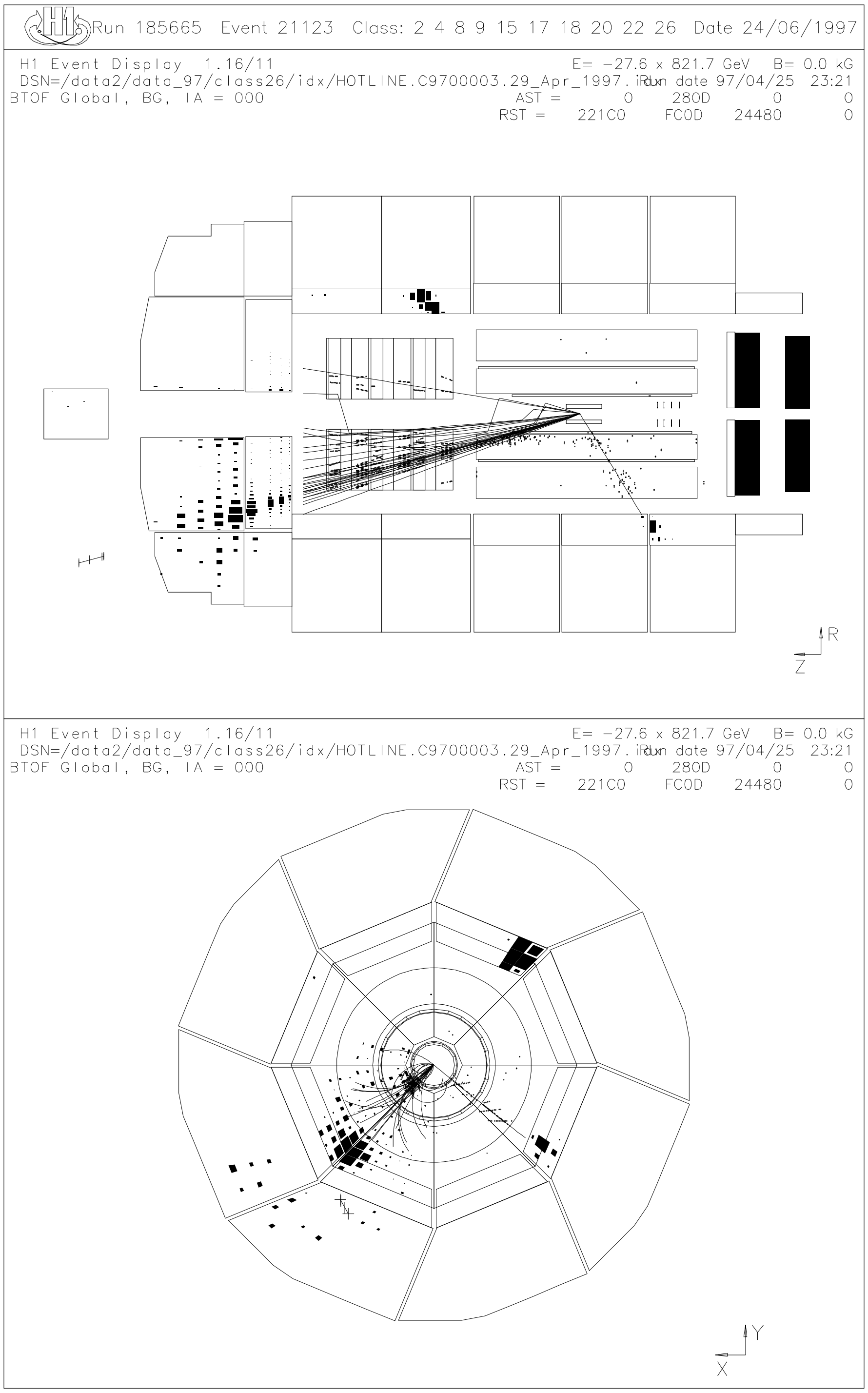


Figure 2.9: un événement à courant neutre avec émission d'un photon de très grande impulsion transverse (vues transversale et radiale).

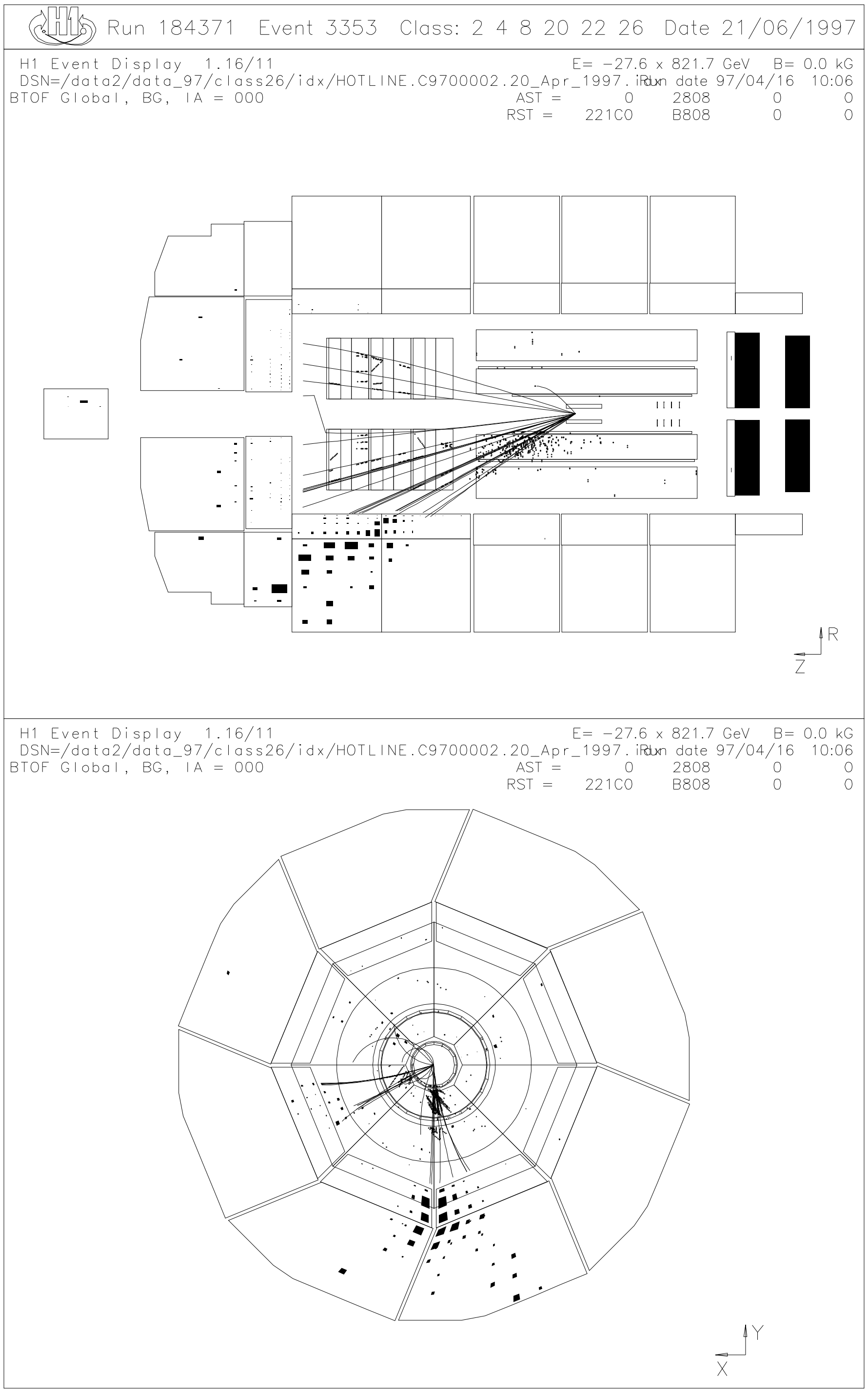


Figure 2.10: un événement à courant chargé (vues transversale et radiale).

Les prévisions du modèle standard

La section efficace théorique de la réaction $e^+ + p \rightarrow \nu_e + X$ avec l'impulsion transverse manquante P_{Tmiss} supérieure à $25\,GeV$ donnée dans [4] est:

$$\sigma(P_{Tmiss} > 25\,GeV) = 15.4 \pm 0.6\,pb$$

L'efficacité de sélection et l'acceptance ont été déterminées dans une étude sur des données antérieures (voir [4]). Les données du 10 avril 1997 au 19 mai 1997 donnent:

- le nombre d'événements: $N = 59 \pm 8$
- l'efficacité de sélection: $\epsilon = 84.9 \pm 0.7\,\%$
- l'acceptance: $A = 90.5 \pm 0.7\,\%$
- la luminosité: $L = 5.9\,pb^{-1}$
- la section efficace expérimentale: $\sigma = 13.0 \pm 2.2\,pb$

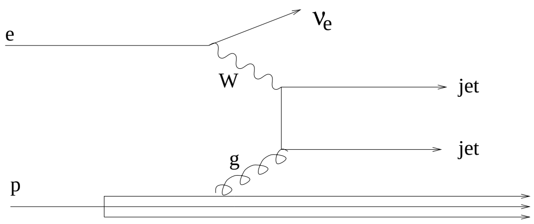
Ce résultat est en accord avec la théorie.

Les cas rares parmi les interactions à courant chargé

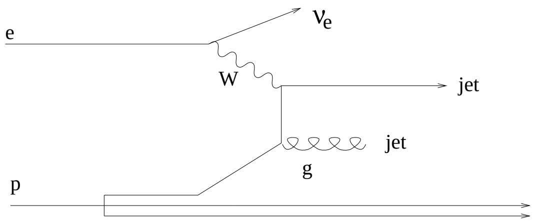
Les interactions à courant chargé avec plusieurs jets hadroniques

Ce type d'événement se produit soit par une fusion gluon-W, soit par un processus QCD Compton. Les diagrammes explicitant les différentes réactions sont les suivants:

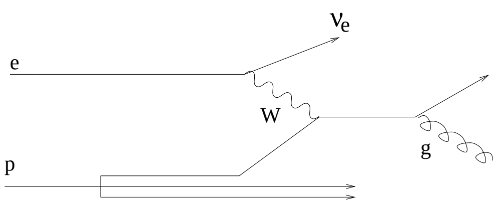
Les 2 jets hadroniques sont le produit d'une fusion gluon-W (processus BGF):



Un quark du proton émet un gluon par un processus QCD Compton avant d'interagir avec l'électron:



Un quark du proton émet un gluon par un processus QCD Compton après avoir interagi avec l'électron:



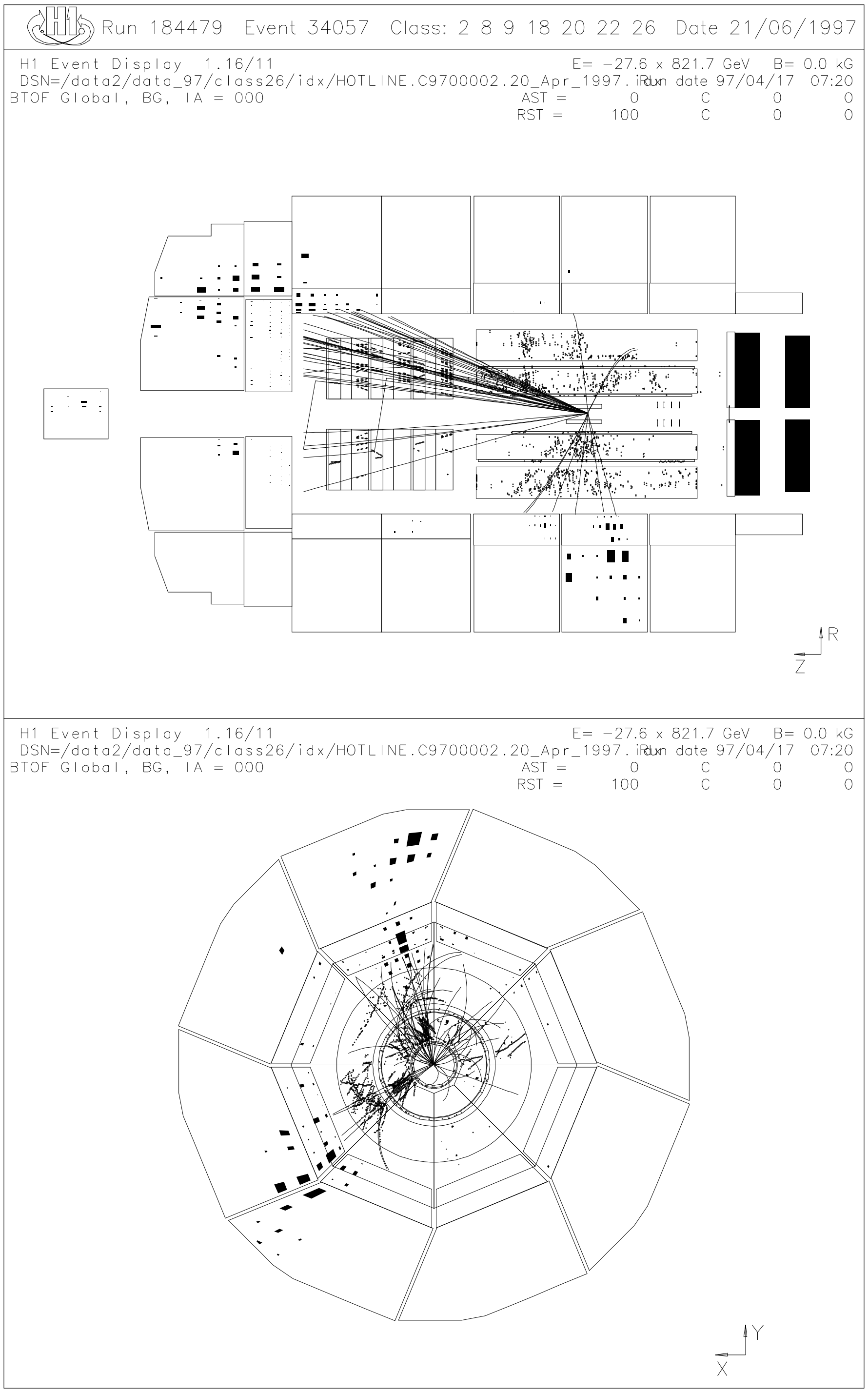


Figure 2.11: un événement à courant chargé avec 2 jets hadroniques (vues transversale et radiale).

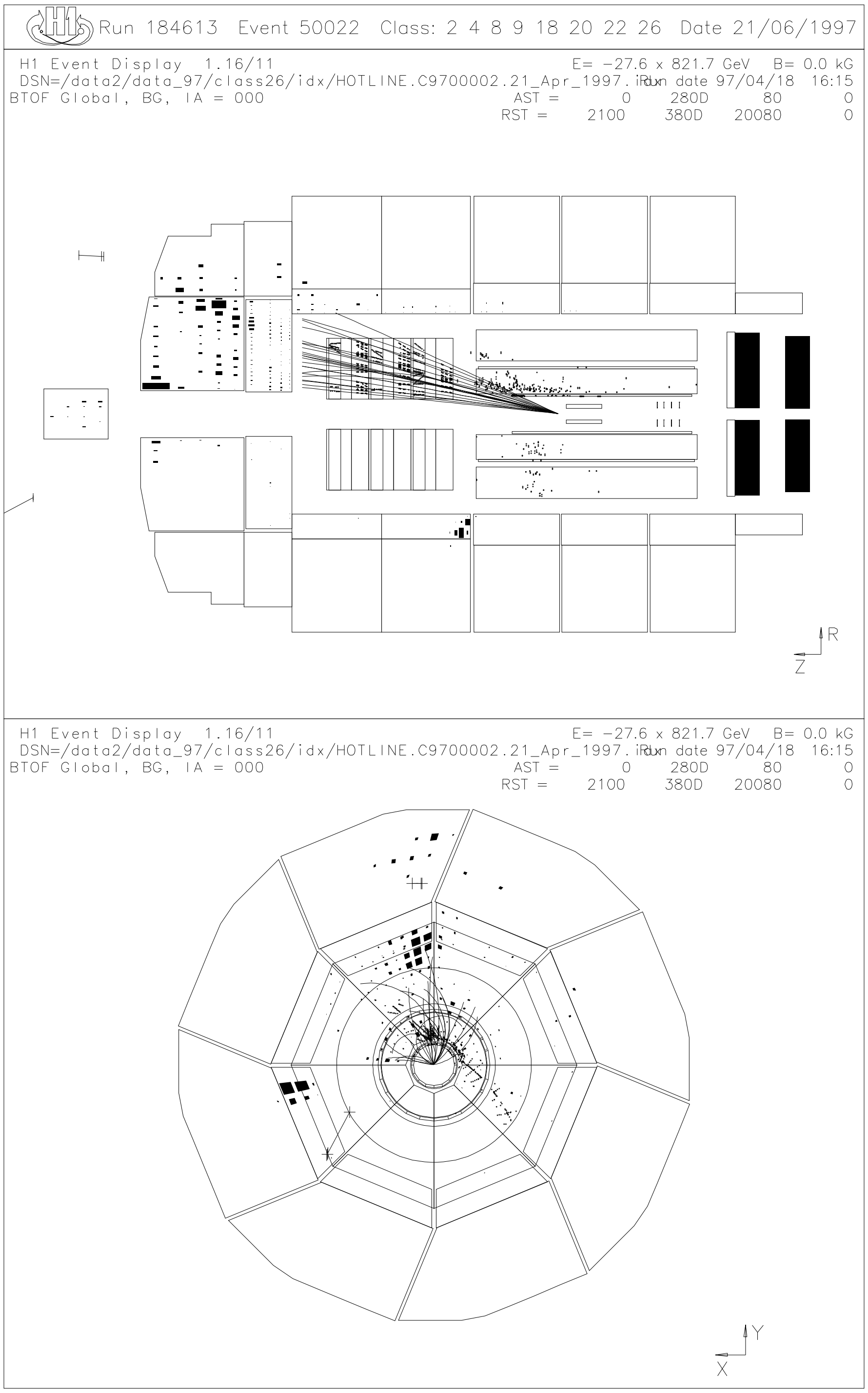


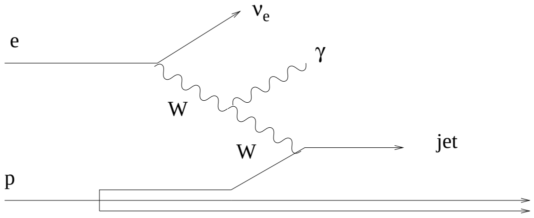
Figure 2.12: un événement à courant chargé avec émission d'un photon (vues transversale et radiale).

La figure 2.11 montre ume interaction de ce type: on peut vérifier que les deux jets hadroniques ne sont pas dos à dos, et qu'il y a donc bien un déficit d'impulsion transverse.

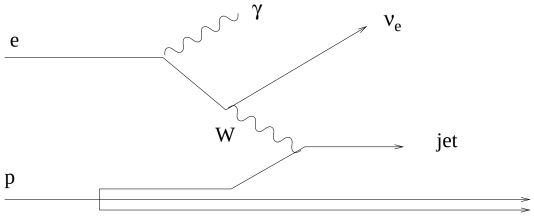
Les interactions à courant chargé avec émission de photon

On détecte dans ce type d'interaction de l'impulsion transverse manquante, un ou plusieurs jets hadroniques et un photon isolé. Le photon peut être produit de deux facons différentes: soit une interaction avec un vertex *W-W-photon*, soit par un processus QED. Les diagrammes décrivant les différents processus sont les suivants:

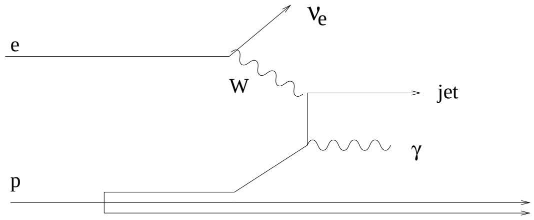
Le photon est produit par un vertex *W-W-photon*:



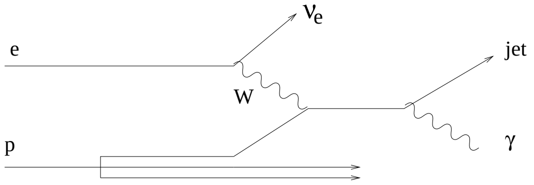
L'électron émet un photon par un processus QED avant d'interagir avec le proton:



Un quark du proton émet un photon par un processus QED avant d'interagir avec l'électron:



Un quark du proton émet un photon par un processus QED après avoir interagi avec l'électron:



La figure 2.12 montre l'unique événement à courant chargé avec émission d'un photon observé dans les données que j'ai analysées: on notera dans la vue radiale que le photon et le jet hadronique n'ont pas leurs impulsions transverses opposées, ce qui confirme qu'il y a bien de l'impulsion transverse manquante.

Pour un photon et un jet hadronique qui ont des impulsions transverses (P_T^{γ} et P_T^{jet}) supérieures à $10\,GeV$ et de l'impulsion transverse manquante P_{Tmiss} supérieure à $10\,GeV$, le modèle standard donne (voir [7]):

$$\sigma(P_T^{\gamma}, P_T^{jet}, P_{Tmiss} > 10\,GeV) = 0.291\,pb$$

Pour le lot observé, on s'attend donc à observer de l'ordre d'un événement de ce type. L'observation d'un seul événement est en accord avec la théorie.

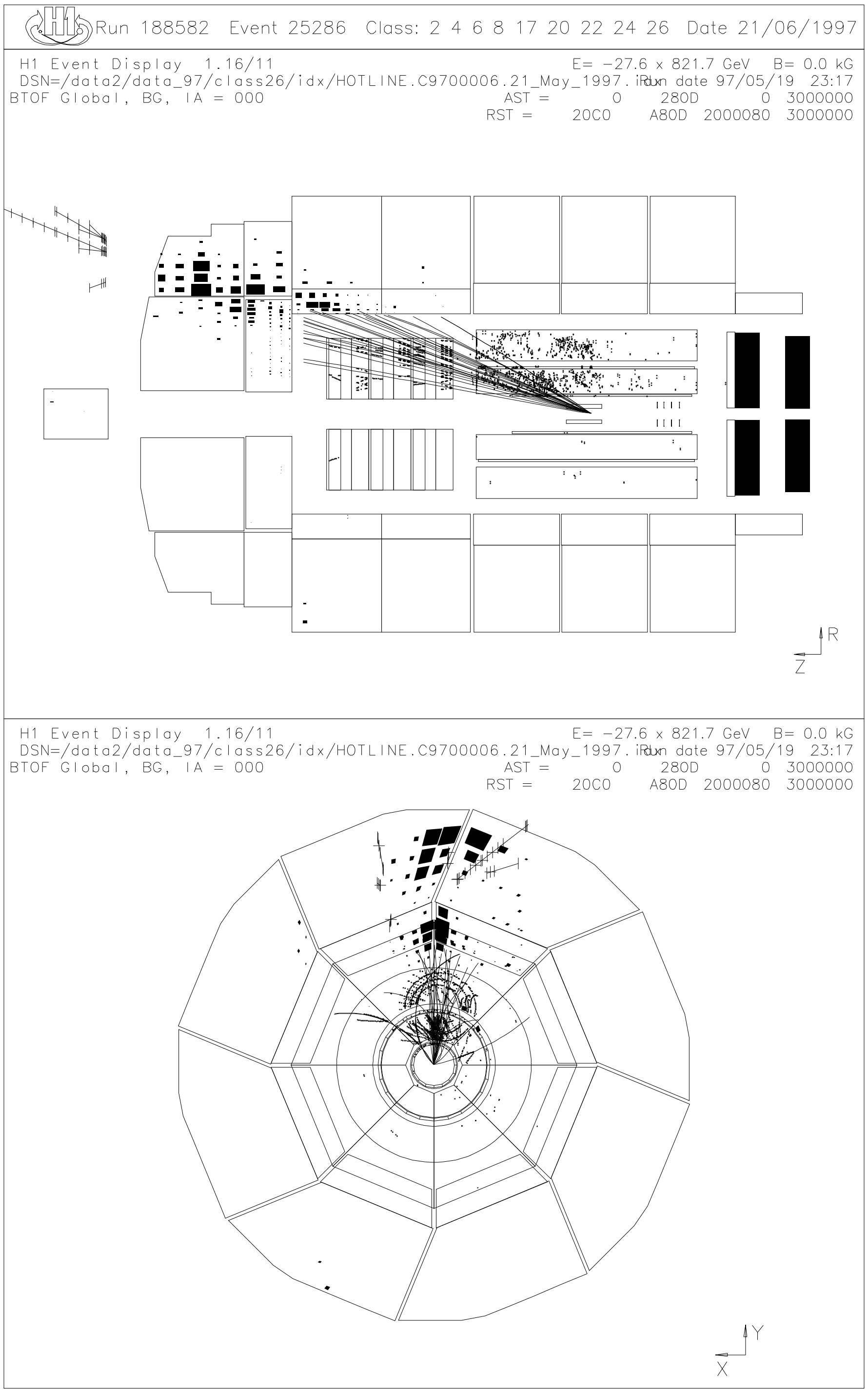


Figure 2.13: un événement à courant chargé de très grande impulsion transverse (vues transversale et radiale).

Candidats exotiques

La figure 2.13 représente un exemple d'événement à courant chargé faisant intervenir de très grandes énergies: en effet, l'impulsion transverse du jet hadronique est supérieure à 80 GeV. La section efficace de l'interaction à courant chargé avec un jet hadronique d'impulsion transverse supérieure à 80 GeV est de l'ordre de 0.1 pb. On s'attend à observer un événement de ce type dans le lot que j'ai examiné.

2.3 LES PROCESSUS RADIATIFS

2.3.1 La production de leptons

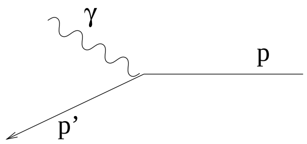
La principale réaction produisant des leptons est:

$$photon + photon \rightarrow l^+ + l^-$$

où l désigne un lepton. Lorsque l'électron se déplace dans le champ électromagnétique produit par le proton, il rayonne un photon. Pour l'émission de photon par le proton, on peut envisager le modèle suivant (voir [8]): de même que l'on définit une densité de quarks et de gluons dans le proton, on peut définir une densité de photons (les photons sont émis par les quarks) dans le proton. Ainsi, le photon émis par l'électron peut rencontrer un photon dans le proton. Si on calque une densité de photon dans le proton sur la densité de gluon, on obtient la densité de photon G_γ suivante (voir [8]):

$$G_\gamma(x, q_2^2) = \frac{\alpha\, e_q^2}{2\,\pi} \cdot \frac{1 + (1-x)^2}{x\, q_2^2}$$

où $q_2^2 = -(p - p')^2$ et x est la fraction d'impulsion du proton transportée par le photon.



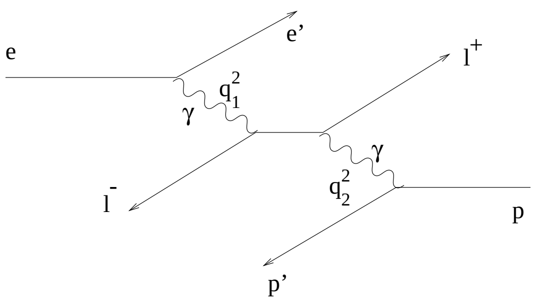
Pour que l'interaction photon-photon puisse se réaliser, il faut une densité de photon à l'intérieur du proton assez grande, donc les réactions de production de leptons avec un petit q_2^2 seront majoritaires. Pour de grandes énergies mises en jeu, les masses des leptons sont négligeables et donc, les paires $e^+\, e^-$, $\mu^+\, \mu^-$ et $\tau^+\, \tau^-$ sont produites dans les mêmes proportions. Seuls les électrons et les muons sont identifiés dans le détecteur H1.

Topologie d'un événement avec production de leptons

On définit les variables suivantes:

$$q_1^2 = -(e - e')^2$$

$$q_2^2 = -(p - p')^2$$



On a vu au paragraphe précédant que les réactions dominantes se font avec un petit q_2^2: les produits du proton sont donc émis avec un angle faible. Il y a donc deux types d'événements rencontrés suivant la valeur de q_1^2:

- Si q_1^2 est petit, l'électron diffusé ne sera pas détecté: on ne détectera qu'une paire de leptons (voir figure 2.14).

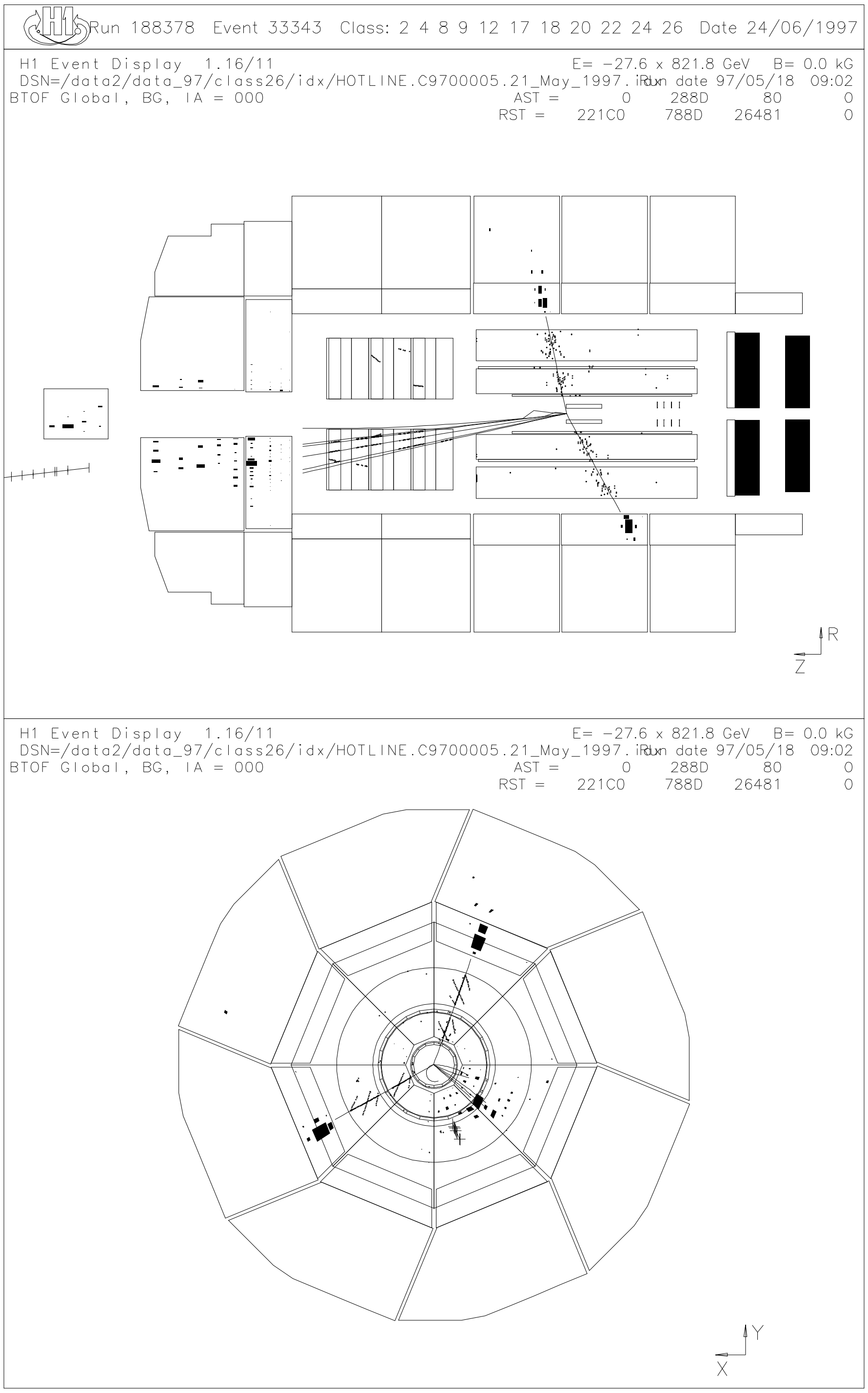


Figure 2.14: un événement avec production d'une paire $e^+ \, e^-$ (vues transversale et radiale).

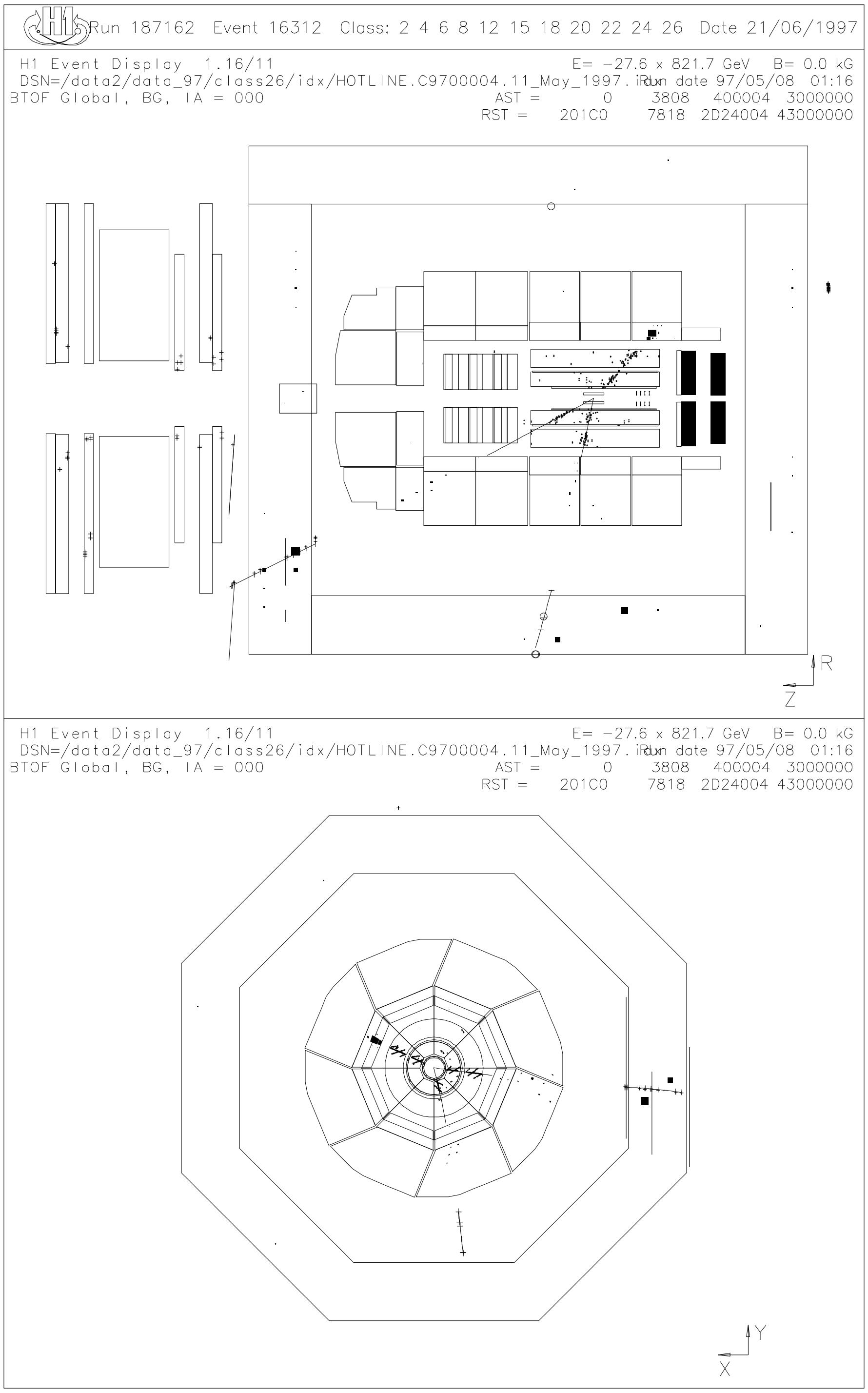


Figure 2.15: un événement avec 3 leptons détectés (vues transversale et radiale).

- Si q_1^2 est grand, l'électron diffusé sera détecté: on détectera donc 3 leptons.
  La figure 2.15 illustre ce cas: on peut reconstruire les quadrivecteurs énergie-impulsion des 2 muons et de l'électron diffusé. On en déduit les variables q_1^2 et q_2^2:

$$q_1^2 = 486\, GeV^2$$

$$q_2^2 = 18\, GeV^2$$

  Comme on s'y attend, q_2^2 est beaucoup plus faible que q_1^2.

Les prévisions du modèle standard

Les sections efficaces de la réaction $photon + photon \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ avec un électron détecté dans les calorimètres sont données dans [8]:

- Si les 2 muons ont une impulsion transverse P_T supérieure à $5\, GeV$:

$$\sigma(P_T > 5\, GeV) = 1.7 \pm 0.4\, pb$$

- Si les 2 muons ont une impulsion transverse P_T supérieure à $10\, GeV$:

$$\sigma(P_T > 10\, GeV) = 0.19 \pm 0.1\, pb$$

Les muons de l'événement montré sur la figure 2.15 ont des impulsions transverses de $16.1 \pm 0.8\, GeV$ et de $5.3 \pm 0.6\, GeV$. On s'attend donc à observer quelques candidats de ce type dans notre lot.

Candidats exotiques

L'analyse des données n'a noté aucune production de multi-leptons à très grande impulsion transverse.

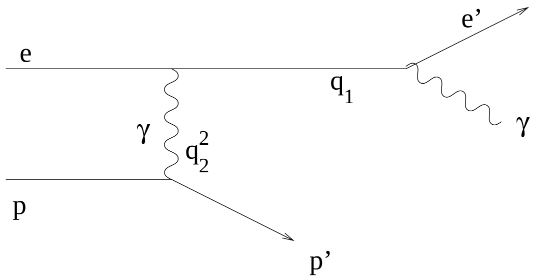
2.3.2 Les événements QED Compton

Définition

Si on considère l'interaction suivante:

$$M^2 = q_1^2 = (e' + \gamma)^2$$

$$q_2^2 = -(p - p')^2$$



- Dans la majorité des cas, $M^2 \sim 0$ et $q_2^2 \sim 0$: les particules sont très peu déviées et on ne détecte rien.

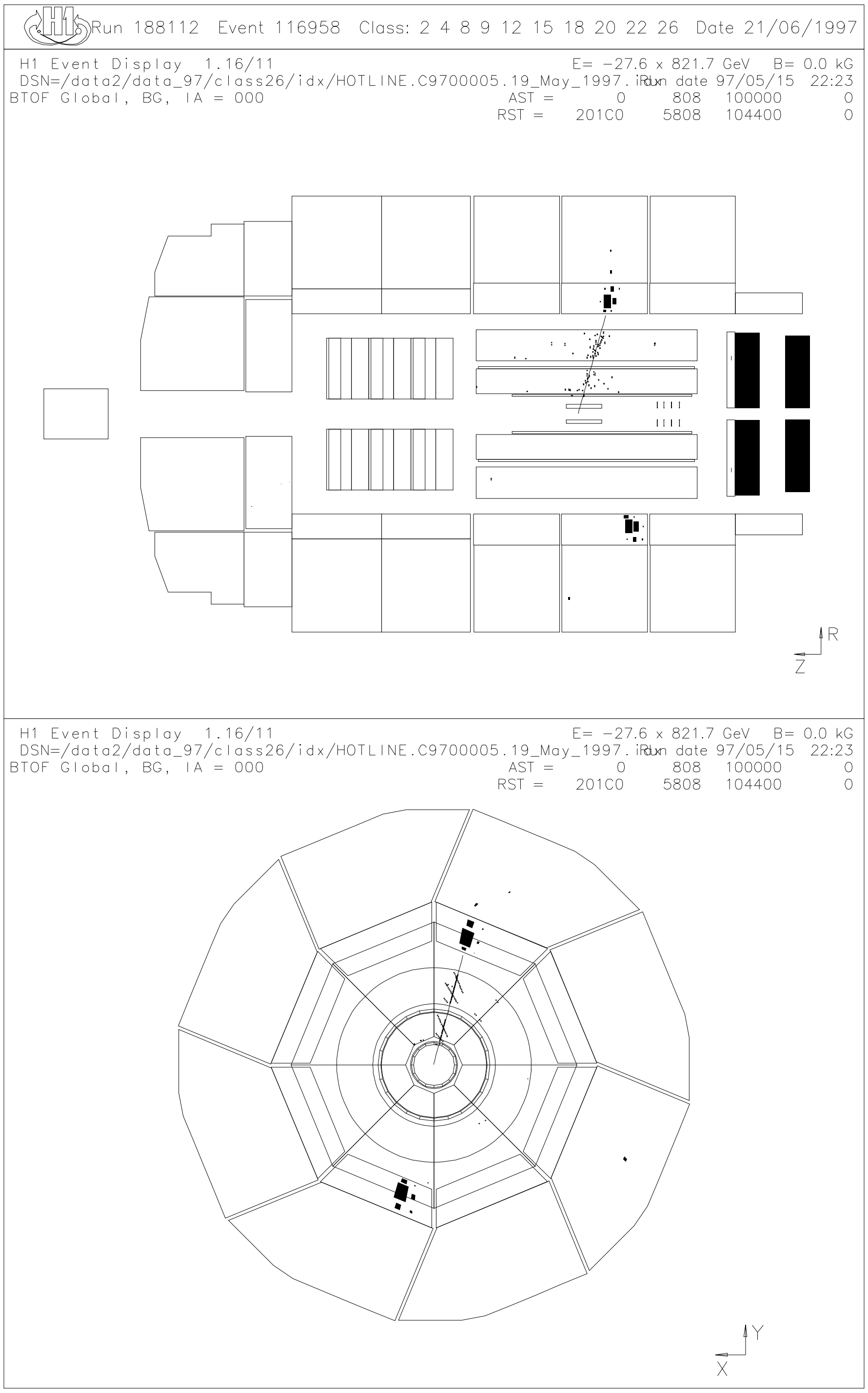


Figure 2.16: un événement QED Compton (vues transversale et radiale).

- Dans le cas où $M^2 \sim 0$ et q_2^2 est assez grand, c'est une interaction inélastique à courant neutre avec émission de photon.
- Dans le cas où $q_2^2 \sim 0$ et M^2 est assez grand, les produits du proton sont très peu déviés alors que l'électron est détecté: on observe alors un électron et un photon, c'est une réaction élastique $e^+ \gamma \rightarrow e^+ \gamma$ (processus QED Compton). La figure 2.16 montre un tel événement: on peut déterminer les variables q_2^2 et la masse du système (électron+photon):

$$q_2^2 = 32\,GeV^2$$

$$M(e^+ + \gamma) = 40\,GeV$$

On a bien q_2^2 plus petit que M^2 ($M^2 \sim 1600\,GeV^2$).

Les prévisions du modèle standard

Les prévisions théoriques sont données dans [11]:

- La section efficace du processus QED Compton avec la masse du système (électron+photon) supérieure à $30\,GeV$ est:

$$\sigma(Masse(\gamma + e^+) > 30\,GeV) = 9.9\,pb$$

- La section efficace du processus QED Compton avec la masse du système (électron+photon) supérieure à $40\,GeV$ est:

$$\sigma(Masse(\gamma + e^+) > 40\,GeV) = 3.3\,pb$$

On s'attend donc à observer plusieurs événements dans le lot examiné.

Candidats exotiques

L'étude de ces événements est le point de départ d'une recherche (voir [11]) sur l'existence d'un état excité de l'électron se desexcitant en (électron+photon): en effet, l'existence d'un état excité de l'électron devrait avoir pour conséquence une tendance pour le système (électron+photon) à avoir une masse particulière. Une telle découverte impliquerait alors l'existence de nouvelles particules constituant l'électron.

2.4 LA PRODUCTION DE BOSON W

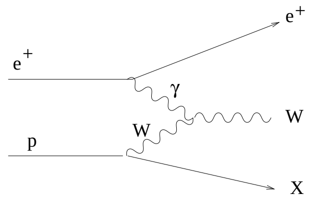
2.4.1 Topologie des événements avec production de boson W

Le collisionneur HERA met en jeu des énergies suffisantes pour produire des bosons W. Le détecteur H1 permet d'identifier les désintégrations suivantes:

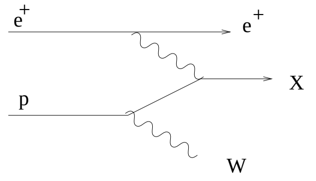
- $W^+ \rightarrow e^+\nu_e\,,\, \mu^+\nu_\mu$
- $W^- \rightarrow e^-\nu_e\,,\, \mu^-\nu_\mu$

Le neutrino n'étant pas détecté, un tel événement sera caractérisé par de l'impulsion transverse manquante et la présence d'un lepton isolé. Un boson W peut être produit soit par un processus avec un vertex *W-W-photon*, soit par radiation depuis un quark.

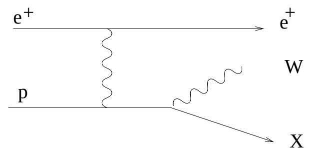
Un boson W produit par un vertex *W-W-photon*:



Un quark du proton émet un boson W avant d'interagir avec l'électron:



Un quark du proton émet un boson W après avoir interagi avec l'électron:



2.4.2 Les prévisions du modèle standard

La section efficace de l'interaction $e^+ + p \rightarrow e^+ W X$ avec une désintégration leptonique du boson W ($W^\pm \rightarrow e^\pm\nu_e\,,\, \mu^\pm\nu_\mu$) est donnée dans [9]:

$$\sigma \;=\; 159\,fb$$

où l'on a sommé sur les 2 charges possibles du boson W et les 2 types de désintégration leptonique.

Cette réaction se fait majoritairement avec une impulsion transverse du boson W (P_T^W) faible: $P_T^W \sim 10 - 20\,GeV$, en général. On s'attend à observer un événement dans le lot examiné: Les candidats rencontrés sont de deux types:

- Les événements où l'électron diffusé n'est pas détecté.

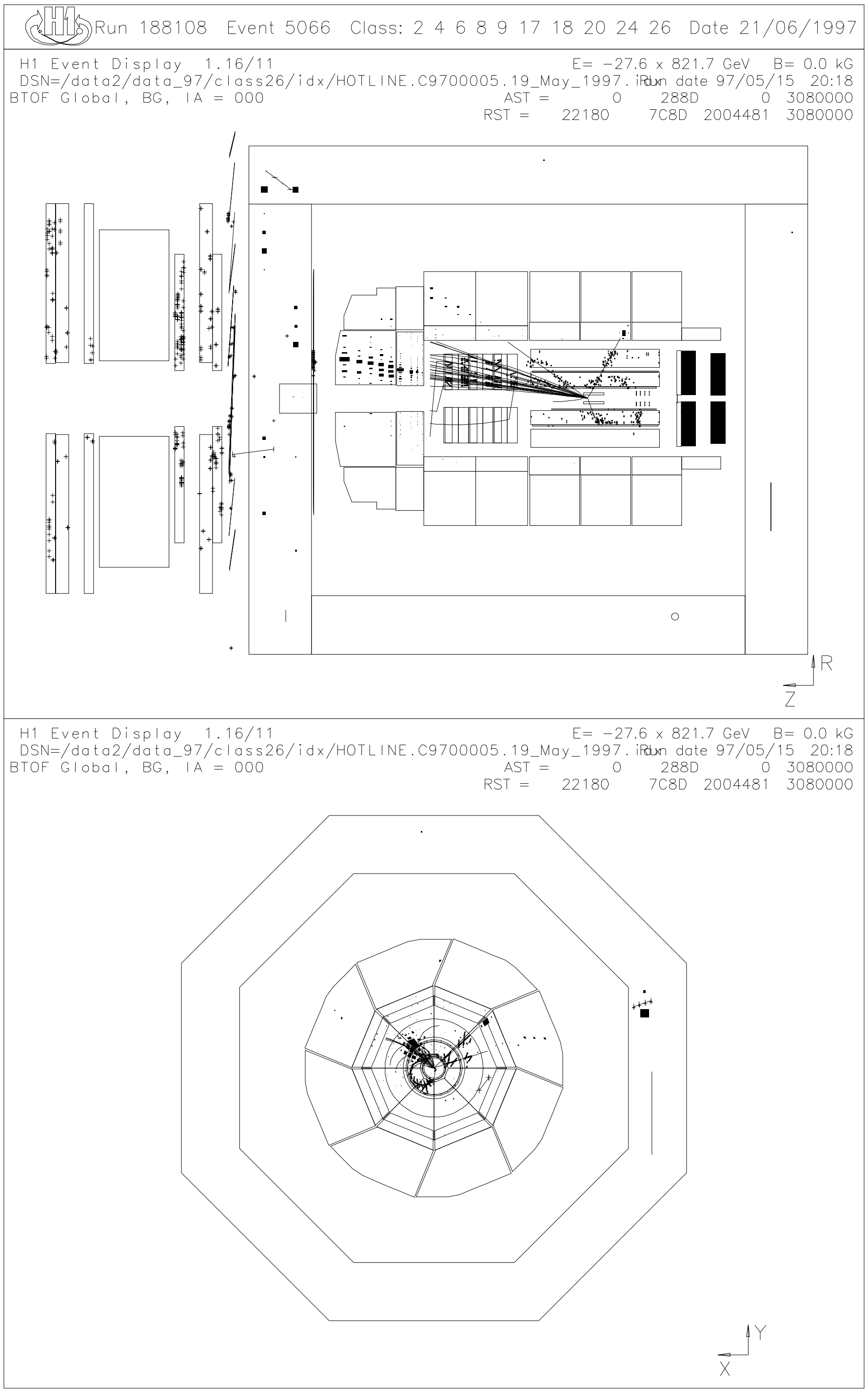


Figure 2.17: un candidat à la production de boson W (vues transversale et radiale).

- Les événements où l'électron diffusé est suffisament dévié pour être détecté: on peut alors reconstruire toutes les variables cinématiques désirées.

La figure 2.17 montre un exemple de candidat du deuxième type. L'électron diffusé étant détecté, on peut déterminer tous les quadrivecteurs des particules produites (dont le neutrino).On en déduit la masse du système (neutrino+muon) et on compare avec la masse du boson W pour vérifier qu'elles sont compatibles.

2.4.3 Candidats exotiques

La figure 2.18 montre un événement observé avec un jet hadronique, un muon isolé, et de l'impulsion transverse manquante. Un événement du même type avait déjà été rencontré en 1994 (voir [10]). Dans les deux cas, l'interprétation standard de l'événement est la production d'un boson W de grande impulsion transverse équilibrant celle du jet hadronique: le neutrino est émis comme le muon dans la direction opposée au jet hadronique. La probabilité d'une telle configuration est cependant faible dans le cadre du modèle standard (environ 3% pour l'événement de 1994).

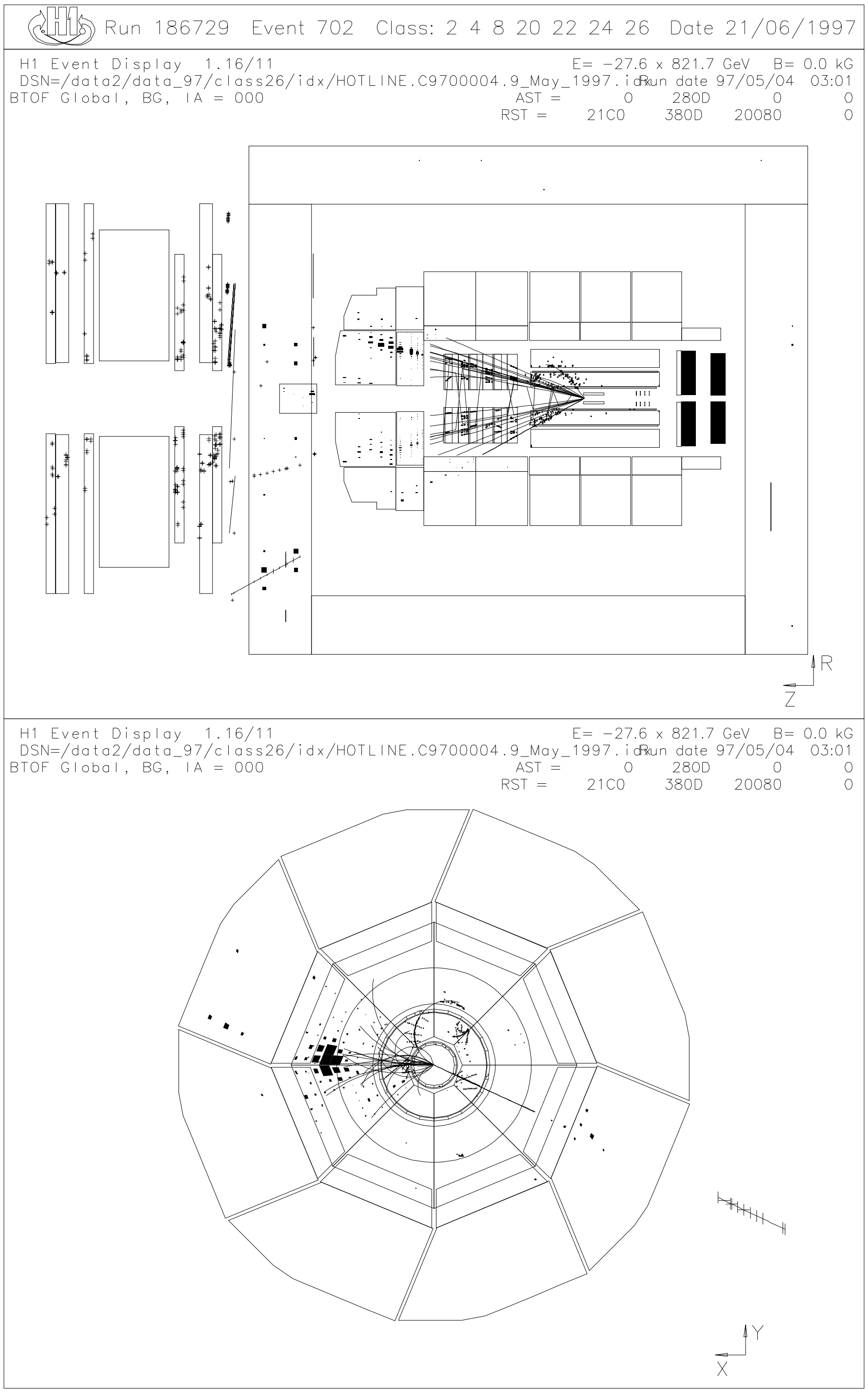


Figure 2.18: un candidat exotique avec muon isolé et énergie transverse manquante (vues transversale et radiale).

Conclusion

L'accélérateur HERA et le détecteur H1 ouvrent de nouvelles possibilités en physique des particules. La diversité des événements produits et sélectionnés est surprenante.

Après avoir écarté le bruit de fond, les événements de photoproduction constituent le processus physique que j'ai le plus souvent rencontré. Viennent ensuite les interactions profondément inélastiques à courant neutre et à courant chargé: les interactions à courant neutre, fréquemment produites et bien comprises, m'ont permis de contrôler le bon fonctionnement de HERA et H1. Celles d'entre elles qui présentent deux jets hadroniques permettent de mesurer la valeur de la constante de couplage de l'interaction forte. Parmi les interactions inélastiques de très grande impulsion transverse, les événements rares permettent la recherche d'une nouvelle physique. Les événements avec production de leptons m'ont permis de vérifier que les paramètres cinématiques reconstruits sont bien conformes à la topologie attendue. Les événements QED Compton sont le point de départ d'une recherche sur l'existence d'un état excité de l'électron. Enfin, les événements avec production de boson W peuvent être produits par HERA: un candidat à la topologie atypique a été observé dans notre lot de données.

Ce stage s'est inscrit dans une étude menée par le groupe H1 du Centre de Physique des Particules de Marseille, commencée en 1994. L'étude doit être poursuivie avec plus de luminosité. Il semble que dans certaines conditions la probabilité de ce qui est observé soit très faible dans le cadre du modèle standard. Il y a donc des possibilités de découvrir de la nouvelle physique.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, "Observation of events at very high Q^2 in $e - p$ collisions at HERA", Z.Phys.C 74,191-205 (1997).

[2] W.J.Stirling and Z.Kunszt,"Photoproduction of Large Transverse Momentum Jets at HERA", ed. by R.D.Peccei (1987).

[3] P.J.Bussey in Photon 95, Shieffield, ed. by D.J.Miller et al.,World scientific (1996).

[4] A.Pieuchot, "Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA", Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud U.F.R. Scientifique d'Orsay (1996).

[5] G.Wolf, "Physics at HERA", DESY 94-022 (1994) .

[6] A.Courau, "Quasi-Real Compton at HERA", H1-07/91-186 (1991).

[7] T.Helbig and H.Spiesberger, Physics at HERA, "Testing Anomalous $W - W - \gamma$ coupling in radiative Charged Current ep Scatering", ed. by W.Buchmüller and G.Ingelman (1991).

[8] G.Levman, Physics at HERA, "Muon pair production by two photon collisions at HERA", ed. by W.Buchmüller and G.Ingelman (1991).

[9] A.Schöning, "Towards Probing the W-W-γ vertex at HERA", H1-04/95-438 (1995).

[10] H1 Collaboration, "Observation of an $e^+p \rightarrow \mu^+X$ Event with High Transverse Momenta at HERA", DESY 94-248 (1994).

[11] H1 Collaboration, "Search for Excited Fermions with the H1 Detector", DESY 96-163 (1996).

Remerciements

Je remercie Elie ASLANIDES pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens à remercier Claude VALLEE de m'avoir accueilli au sein de son groupe. Ses conseils tout au long du stage m'ont permis de comprendre tous les processus physiques observés dans H1. Je n'oublie pas Smaïn KERMICHE, toujours disponible, qui m'a aussi bien aidé à comprendre la physique qu'à utiliser des logiciels d'analyse. Je remercie également Eric CHABERT, Cristinel DIACONU et Isabelle NEGRI, toujours prêts à rendre service.

Je tiens aussi à remercier Alain BLONDEL, pour avoir accepté la responsabilité de ce stage.

Résumé

Le collisionneur positron-proton HERA de Hambourg ouvre de nouvelles possibilités en physique des particules. L'objet de ce stage est de sélectionner les événements rares observés dans l'expérience H1 pour voir dans quelle mesure ils peuvent contribuer à d'éventuels phénomènes physiques nouveaux.

Le détecteur H1 a permis d'observer des catégories d'événements très variées durant la période du 10 avril 1997 au 19 mai 1997. Chaque catégorie correspond à un processus physique déterminé pour lequel nous distinguons le cas standard, les sous-processus rares et le domaine des candidats exotiques. Dans un premier temps, chaque type d'événement fait l'objet d'une interprétation physique et d'une illustration. Ensuite, le nombre d'événements attendus dans le lot observé est estimé d'après le modèle standard. La prévision théorique du nombre d'événements est comparée à la mesure expérimentale dès que cela est significatif: cette comparaison a permis de détecter et de corriger un problème dans la reconstruction des événements. Les sous-processus rares sont illustrés d'événements rencontrés, et quelques candidats exotiques du lot examiné sont présentés.

Summary

The electron-proton HERA Collider is opening new domains in particle physics. The present work concentrates on the selection of rare interactions observed by the H1 detector in the context of searches for new physics phenomena.

The H1 detector has observed a large variety of event topologies during the 97 Spring period. Each category of event corresponds to a well defined physics process for which we distinguish the usual case from rare sub-processes and the domain where exotic candidates can be looked for. Each type of event is described and illustrated by an exemple. The predicted number of events is estimated within the Standard Model and compared to the observation. This comparison has allowed detection and correction of an experimental problem in the early 97 data taking. Rare sub-processes are also illustrated and a few exotic candidates are shown.