Remerciements

Je tiens à remercier Marie-Claude Cousinou qui fut mon directeur de stage ainsi que Claude Vallée, responsable du groupe **H1** et Elie Aslanides, directeur du CPPM. Je tiens également à remercier Smain Kermiche (le mega-user) toujours là pour résoudre un problème d'informatique ainsi que Cristinel Diaconnu, Isabelle Négri, Eric Chabert, David Calvet, membres de **H1** qui m'ont très bien accueilli. Je n'oublierais pas le reste du personnel du centre, toujours très chaleureux.
Une mention spéciale pour Fabien Motsch, du groupe Aleph, et Eric qui m'ont supporté dans leur bureau.

Table des matières

Liste des tableaux

Liste des figures

Chapitre 1

Introduction

Dès l'antiquité, l'homme s'intéresse à la nature profonde des choses. Les premiers philosophes grecs imaginent la matière constituée de quatre éléments fondamentaux, l'air, la terre, l'eau et le feu. Démocrite est le premier à avoir une vision particulaire de la matière dans sa théorie atomiste.

C'est dans le cadre de cette interrogation que se développe depuis 1930 la physique des particules élémentaires. Le cadre théorique de cette discipline est la mécanique quantique, la relativité d'Einstein et la théorie quantique des champs.

A partir de ces bases ce sont développés des modèles de plus en plus précis sur la matière se voulant de plus en plus fondamentaux. Ils essayent d'intégrer dans un même formalisme les théories précédentes.

Cette quête d'unification a abouti à la description actuelle des particules que l'on appelle le Modèle Standard. Il existe d'autres modèles qui atteignent un degré supérieur d'unification et qui prédisent l'existence de nouvelles particules mais aucune n'a été trouvée à l'heure actuelle.

La vérification du Modèle Standard et la recherche de nouvelle physique sont les objectifs actuels de la physique des particules.

1.1 Présentation du Centre de Physique des Particules de Marseille

J'ai effectué mon stage de licence durant les mois de juin et juillet 1997 au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM).

Le CPPM se trouve au sud de Marseille, sur le site de Luminy (Université de la Méditerranée), entre les falaises de Marseilleveyre et les calanques de Sormiou et de Sugiton (à quelques minutes à pied).

Le centre regroupe de nombreux aspects de la physique des particules que se soit :

au premier étage l'élaboration technique des détecteurs par le service d'études mécaniques,

au second la partie informatique et électronique,

au troisième l'analyse des données et la théorie.

Une centaine de personnes y travaillent sur plusieurs expériences, à des degrés divers d'avancement :

ALEPH au LEP précise le Modèle Standard dans le secteur électrofaible et recherche de nouvelles particules,

ANTARES est un projet d'expérience d'un nouveau genre sur l'astronomie neutrino et sera installé dans une fosse marine au large de Toulon,

ATLAS sur le LHC est un projet qui permettra de chercher le boson de Higgs ainsi que des particules supersymétriques,

CPLEAR étudie les symétries C et P dans le système des kaons neutres K^0, $\bar{K}^0$.

Enfin le centre accueille un groupe de la collaboration **H1** dans lequel j'ai fait ce stage. C'est une expérience installée sur le collisionneur **HERA** qui, entre autres, cherche à vérifier le Modèle Standard.

1.2 Le Modèle Standard des interactions

Le Modèle Standard des interactions fondamentales et des particules élémentaires est apparu vers 1960. Il simplifie la physique des particules qui ressemble à cette époque à un annuaire comportant le nom des centaines de particules supposées élémentaires. Cette simplification s'explique par la découverte de familles restreintes de particules dont toutes les autres sont composées.

Les particules fondamentales appartiennent selon leur spin à l'une des deux classes suivantes : les bosons (spin entier) et les fermions (spin demi-entier). Dans ce modèle les bosons sont les vecteurs des interactions et les fermions les constituants de la matière.

Il existe quatre interactions fondamentales (voir tableau 5.1, page 29) :

1. la force électromagnétique, véhiculée par un boson de masse nulle, le photon,
2. la force faible, responsable des désintégrations dont les bosons vecteurs sont les Z^0 (masse 91 GeV), W^+ et W^- (masse 80 GeV),
3. la force forte qui assure la cohésion des nucléons et du noyau est associée à 8 bosons de masse nulles, les gluons,
4. enfin la gravitation qui ne rentre pas dans ce modèle mais on suppose qu'il existe un boson de jauge sans masse, vehiculant cette dernière, le graviton. Par la suite nous ne nous en occuperons pas.

Les forces électromagnétique et faible sont en fait deux manifestations différentes d'une même force, la force électrofaible.

Les particules de matière sont classifiées en deux familles de 6 particules, les leptons et les quarks. Il y a trois leptons chargés (électron e, muon μ et tau τ) et trois neutrinos (ν_e, ν_μ et ν_τ) (voir tableau 5.2, page 29).

Il y a trois quarks de charges 2/3 (up u, charm c et top t) et trois de charges $-1/3$ (down d, strange s et bottom b) (voir tableau 5.3, page 29).

On regroupe ces 12 particules en 3 générations. La première est composée des constituants habituels de la matière : e, ν_e, u, et d. La seconde regroupe les particules μ, ν_μ, c et s et la troisième les particules τ, ν_τ, t et b.

Les leptons ne sont soumis qu'à la force faible et, lorsqu'ils sont chargés, à la force électromagnétique. Les quarks subissent toutes les forces.

Il faut rajouter à toutes ces particules autant d'antiparticules que l'on obtient par l'opération C (conjugaison de charge) sur l'état propre de la particule.

Ce modèle a connu et connait encore de grands succès. Cependant il ne suffit pas pour expliquer les masses des particules. Il faut ajouter un processus connu sous le nom de processus de Higgs (brisure spontanée de la symétrie entre les particules) pour donner une masse aux bosons vecteurs Z^0, W^+ et W^-. Ce mécanisme introduit une particule supplémentaire qui n'a pas été découverte, le boson de Higgs.

A l'heure actuelle quelques observations semblent inexplicables dans ce cadre. Certains théoriciens ont déjà imaginés de nouveaux modèles, unifiant les forces électrofaible et forte et certains tentent d'y introduire la gravité.

Parmi ces modèles prometteurs ont peut citer le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM) qui postule l'existence de partenaires supersymétriques aux bosons et aux fermions.

1.3 Description de HERA et H1

1.3.1 Objectif de HERA

HERA est un collisionneur électron-proton (ou positon-proton) qui s'inscrit dans la lignée des expériences de diffusion de particules dont l'ancêtre est l'expérience de Rutherford.

Grâce à la diffusion de particules α par une feuille d'or, il découvrit au début du siècle que la matière n'était pas uniformément répartie dans l'atome mais que celui-ci était composé d'une sous-structure compacte, le noyau. C'est la découverte d'un excès, par rapport aux prévisions du premier modèle, d'événementsoù les particules étaient rétrodiffusées qui lui permit d'infirmer ce dernier.

Plus récemment c'est avec ce même type d'expérience que furent découvert les quarks, constituants du proton et plus généralement des hadrons. C'est un excès d'événements pour une résolution inférieure à la taille du proton qui a mis en évidence l'existence d'une telle sous-structure.

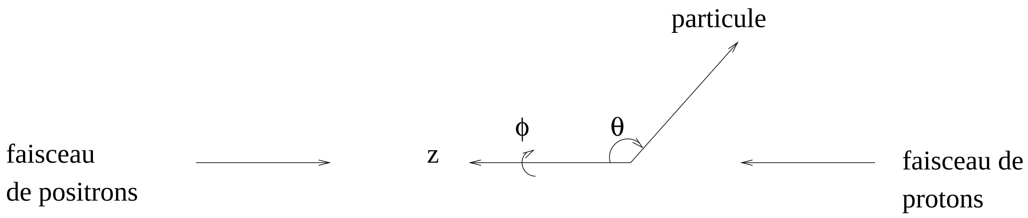
HERA procède un peu de la même façon. Son but est de sonder le proton avec une résolution maximale de 10^{-18} m. On cherche ainsi à vérifier la théorie actuelle de la structure du proton. La présence d'une nouvelle sous-structure se traduirait par un nouvel excès d'événements pour une résolution donnée. La résolution atteinte par **HERA** permettra de déterminer plus précisemment les fonctions de structures du proton c'est à dire les différentes densités partoniques.
Les différentes expériences d'**HERA** servent également à tester la physique électrofaible pour des énergies élevées ainsi qu'à découvrir d'éventuelles nouvelles particules, au-delà du Modèle Standard (partenaires supersymétriques, fermions excités ...).

1.3.2 Caractéristiques de HERA

HERA est installé à Hambourg sur le site de **DESY** (Deutsches Elektronen Synchrotron) et fonctionne depuis 1992. Il est constitué de deux anneaux concentriques de 6.3 km de rayon (voir la figure 5.1, page 32).

Les énergies des faisceaux d'électrons et de protons sont respectivement $E_e = 27.5\ GeV$ et $E_p = 820\ GeV$.

On choisira l'axe du faisceau de protons comme axe de référence et on ne le précisera plus mais les valeurs de toutes les variables seront données dans le centre de masse.



Le carré de l'énergie dans le centre de masse est donné par

$$s = ||4 - \vec{P_e} + 4 - \vec{P_e}||^2 = 4E_eE_p \simeq (300\ GeV)^2,$$

avec $4 - \vec{P_e} = (E_e, 0, 0, -E_e)$ et $4 - \vec{P_e} = (E_p, 0, 0, E_p)$.
On a bien sûr négligé le terme mc^2 dans l'énergie des particules qui est d'environ $0.5\ MeV$ pour l'électron et environ $1\ GeV$ pour le proton. Ainsi on obtient la résolution spatiale reliée à s par la relation d'Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$ d'où

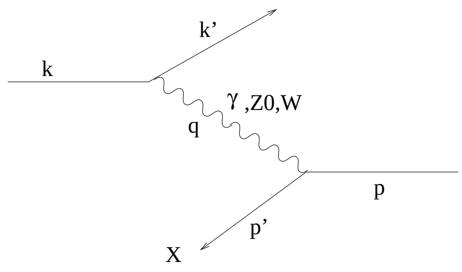
$$\Delta R = c \cdot \Delta t \simeq \frac{c \cdot \hbar}{\sqrt{s}} \simeq 10^{-18}\ m.$$

HERA est le premier collisionneur ep à pouvoir atteindre cette résolution et améliore d'un facteur 10 les précédentes performances. L'énergie maximale dans le centre de masse étant supérieure aux masses des bosons vecteurs de l'interaction faible (Z^0, $W^{\pm}$) ces bosons pourront être créés ou échangés lors des collisions.

Les particules sont accélérées par un champ pulsant qui les regroupent par paquets. Pour obtenir une luminosité suffisante, on regroupe 210 paquets d'environ 10^{13} particules par faisceaux. Le temps entre deux croisements est alors de 96 ns imposant des contraintes d'acquisition des données inédites. De plus les faisceaux peuvent être polarisés pour étudier l'influence de l'hélicité dans les interactions.

On définit pour la réaction générique $ep \longmapsto lX$ (où l est un lepton et X les produits issus du proton) le transfert d'impulsion :

$$Q^2 = -||k - k'||^2 = -q^2 ,$$



où k et k' sont les quadrivecteurs impulsion-énergie de la particule sonde incidente et diffusée. Ainsi Q^2 représente le carré de l'énergie du boson de jauge échangé. Selon les interactions, il peut s'agir d'un photon, d'un Z^0 ou d'un W.

1.3.3 Description de H1

H1 est, avec **ZEUS**, une des expériences installées sur le collisionneur **HERA**. Ce détecteur est composé de trois parties essentielles, en plus du détecteur de vertex (voir fig 5, page 33):

les chambres à fils [2], [3]: elles permettent de visualiser la trajectoire des particules chargées. Les particules chargées vont ioniser le gaz contenue dans la chambre. Les électrons produits sont récupérés par des fils maintenus à des potentiels différents et permettent de repérer le passage de la particule. L'intérêt de ce dispositif est de pouvoir être relié à un système électronique très rapide commandant ou non l'acquisition des données. La courbure des traces permet également de mesurer l'impulsion des particules.

les calorimètres électromagnétiques et hadroniques [4], [5], [12], [13]: ils mesurent l'énergie des différentes particules. Le calorimètre électromagnétique va absorber les électrons par processus de Bremsstrahlung et les photons par le biais de la réaction $\gamma \longmapsto e^+e^-$.
Le calorimètre hadronique absorbe les hadrons par interactions nucléaires. L'absorption se fait par interactions successives avec les plaques du calorimètre. Le dépot d'énergie n'est donc pas ponctuel mais s'étale en une gerbe dans le détecteur (voir photo 5.3, page 34).
On constate une dissymétrie dans la disposition des calorimètres. En effet les protons étant beaucoup plus énergétiques, les particules sont entrainées vers l'avant du détecteur qui nécessite une calorifugation plus élaborée pour ne pas perdre d'énergie.
Les calorimètres sont composés de 8 tonneaux faits de 8 parties (voir par exemple l'événement 5.5, page 36). Il existe des zones mortes entre les différentes parties où l'énergie n'est pas bien mesurée. Ces zones sont appelées "cracks". Il existe des cracks en z (voir le détecteur de coté) et des cracks en ϕ (vue radiale du détecteur)

le fer instrumenté [9], [10], [11]: cette partie assure le retour des lignes de champs de la bobine. Il a été instrumenté afin de servir de détecteur de muons, ces leptons interagissant très peu avec la matière ils sont capables de traverser tous les calorimètres. Il est composé de scintillateurs et de tubes à dérives.

Chapitre 2

Visualisation des événements produits dans H1

Une première partie de mon travail consista en la visualisation des 2000 événements produits dans **H1** durant le mois de juin.
Le but de cette tâche est de déterminer ceux correspondants à un signal intéressant, les événements standards et enfin le bruit de fond non physique. Une première sélection est faite en temps réel (afin de ne pas enregistrer des millions d'événements sans intérêt). Cependant cette sélection n'est pas parfaite et l'acquisition des données peut se déclencher sur du bruit de fond cosmique par exemple.
Ainsi il faut déterminer grâce à des coupes latérales et longitudinales du détecteur les différentes particules de l'événement et reconnaitre sa topologie.

2.1 Détermination du type des particules

Comme nous l'avons vu **H1** est composé de trois grandes parties, la chambre à fils, les calorimètres et le fer instrumenté.

Pour déterminer le type des particules, on commence par examiner le calorimètre électromagnétique. Les électrons (ou les positons, on ne fera pas la différence par la suite) et les photons laissent dans ce dernier un dépot d'énergie très concentré. On n'observe que quelques traces dans le calorimètre hadronique, pour les particules très énergétiques.
La chambre à fils permet de distinguer l'électron du photon. En effet ce dernier étant non chargé, il ne laisse aucune trace dans la chambre.

Ensuite on regarde le calorimètre hadronique. Les hadrons étant d'une nature différente des électrons et des photons (en particulier ils sont soumis à l'interaction forte), ils vont traverser le calorimètre électromagnétique en perdant peu d'énergie. Ils vont ensuite laisser un dépot étendu dans le calorimètre hadronique.
C'est ce calorimètre qui va nous signaler la présence des partons issus de l'interaction entre l'électron et le noyau. Les quarks et les gluons sont des particules soumises à la force forte, par l'intermédiaire d'une charge appelée couleur. La force forte ne leur permet pas d'être isolé car seules les combinaisons "blanches" peuvent exister. Quand le parton est expulsé du noyau, il va

subir le processus d'hadronisation. Ainsi on n'observera jamais de quark isolé mais une gerbe de particules appelée jet. C'est le calorimètre hadronique en détectant les jets qui va nous permettre de reconnaitre les quarks et les gluons.

Enfin le fer instrumenté permet de détecter les muons. Ces leptons interagissent très peu avec la matière et traversent tous les calorimètres. C'est pourquoi on a instrumenté le fer pour les détecter.
Il permet également de détecter les fins de gerbes hadroniques.
Il faut noter que la résolution en énergie de cette partie du détecteur étant mauvaise, on ne l'inclue pas généralement dans le calcul des variables.

Il reste une classe de particules qui peuvent être créées à **HERA**. C'est celle des neutrinos. Ces particules n'interagissent pratiquement pas avec la matière et ne peuvent être détectées. En fait c'est la non conservation de l'énergie lors de la collision qui va nous permettre de les repérer. Visuellement, on observe un déséquilibre de l'événement dans la vue transverse du détecteur (voir événement 5.6, page 37). Les caractéristiques cinématiques de l'événement permettent de remonter à l'énergie et la direction du neutrino.

Une fois que l'on a identifié les différentes traces, la topologie va nous permettre de classer les événements. Il faut tout d'abord éliminer ce qu'on appelle le bruit de fond non physique.

2.2 Le bruit de fond non physique

Ce genre d'événements est dû à une erreur d'acquisition du détecteur. Elle est provoquée par les muons cosmiques dont l'énergie est suffisante pour déclencher l'acquisition ou aux muons de halo (ce sont les muons créés par interaction des particules avec le tube à vide et qui forme un halo autour du tube).
Il est également dû aux interactions avec le gaz résiduel dans le tube à vide.

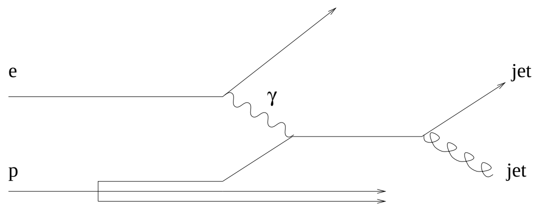
2.3 Les différentes catégories d'événements standards

On peut classer les événements en quatres grandes catégories :

2.3.1 Les réactions de photoproduction

Elles sont caractérisées par un faible Q^2. Ainsi le boson échangé est un photon. Ce terme regroupe en fait toutes les interactions proton-photon. L'électron étant très peu dévié, il ne sera pas détecté. Selon le cas (interaction directe, avec photon résolu...) on observera deux jets hadroniques ou plus.

Par exemple, si le photon interagit avec un quark du proton on observe deux jets hadroniques correspondant au quark et au gluon émis (voir figure 5.4, page 35 de l'annexe B).

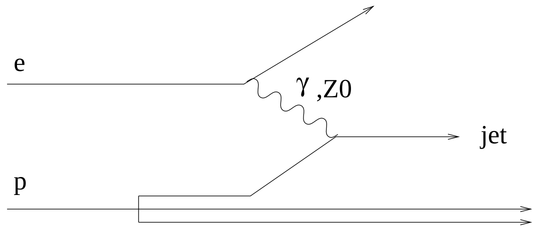


Dans des cas rares, on peut avoir d'autres topologies. Par exemple, dans le cas d'un photon direct, on obtient un jet et un photon.

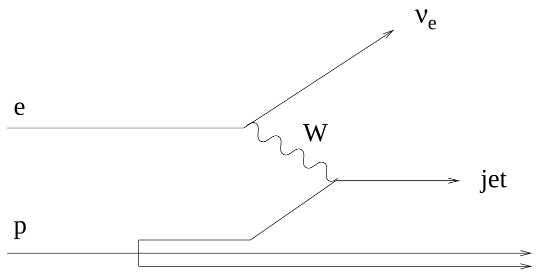
2.3.2 Les diffusions fortement inélastiques

Ces réactions sont caractérisées par un grand Q^2. Le boson échangé n'est pas toujours un photon. Selon la nature du boson on observe :

soit un courant neutre (voir figure 5.5, page 36 de l'annexe A), lorsque le boson est neutre (γ ou Z^0),



soit un courant chargé (voir figure 5.6, page 37 de l'annexe B), lorsque le boson est chargé (W^+ ou W^-).



Ce dernier événement est caractérisé par de l'impulsion transverse manquante, le neutrino n'étant pas détecté.

Dans ce genre d'événement on rencontre également des topologies rares dues à la grande énergie que peut atteindre **HERA**. Par exemple on peut voir plus de un jet ou encore un photon lorsqu'il y a respectivement radiation d'un gluon ou d'un photon par le parton qui interagit.

2.3.3 Les processus radiatifs

Ce sont des événements où un photon du proton va interagir avec l'électron.
Lorsque l'électron réagit avec ce photon, on a un événement Compton. L'électron est alors simplement diffusé.
Lorsque l'électron émet aussi un photon, on peut observer la production de leptons selon la réaction

$$\gamma + \gamma \longmapsto l^+ + l^- \ .$$

2.3.4 La production de boson W

HERA peut produire des bosons W. On ne détecte pas directement le boson car il se désintègre rapidement selon les réactions :

$$W^+ \longmapsto e^+\nu_e \text{ ou } \mu^+\nu_\mu$$

$$\text{et} \quad W^- \longmapsto e^- \; \bar{\nu}_e \text{ ou } \mu^- \; \bar{\nu}_\mu$$

On observe alors un jet hadronique, de l'impulsion manquante (déséquilibre de l'événement) et un ou deux leptons isolés selon la déviation de l'électron incident.
La topologie est suffisamment particulière pour être étudiée directement, c'est à dire qu'on peut calculer la masse du W pour chaque événement.

2.4 Les caractéristiques cinématiques importantes d'un événement

Nous avons vu, dans le cas de la production d'un neutrino, que la visualisation d'un événement ne peut se faire sans l'aide d'un fichier contenant des informations cinématiques. De plus il existe des routines de reconnaissances des différentes particules qui facilite la décision. Il existe un certain nombre de variables très utiles dans l'analyse d'un événement :

- l'énergie totale
- l'impulsion transverse : en vertu de la conservation de l'impulsion, cette variable doit être nulle. Cependant on a vu que dans le cas des neutrinos l'impulsion transverse manquante $P_t miss$ est non nulle.
- $E - P_z$:
  calculons cette variable dans le cas d'une réaction générique $ep \longmapsto lX$ où l est un lepton et X les produits issus du proton. Comme l'énergie et l'impulsion se conserve, $E - P_z$ se conserve lors de la réaction. Ainsi on a
  $$E - P_z = (E_p + E_e) - (P_{z_p} + P_{z_e}) = (E_p + E_e) - (E_p - E_e) = 2E_e.$$
  Donc quand tous les produits de la réaction sont détectés, $E - P_z \simeq 55\ GeV$. Cette variable permet donc de distinguer les courants neutres ($E - P_z \simeq 55\ GeV$) des événements de photoproduction ($E - P_z \in [20, 60]\ GeV$).
  Elle sert également à reconstruire le quadrivecteur des neutrinos :
  . l'impulsion transverse est donnée par $P_t miss$,
  . la conservation de $E - P_z$ permet de connaitre son impulsion longitudinale.

- nombre de photons et d'électrons dans l'événement.

Il est possible de définir d'autres variables moins utiles mais qui servent par exemple lorsque la routine d'analyse confond un jet et un positon (si il est dans un crack par exemple).

- Nombre de traces de la chambre à fils aboutissant au calorimètre :
  Il existe des variables $Ntr20^o$, $Ntr30^o$ qui donnent les nombres de traces, aboutissant au dépot d'énergie des calorimètres pour chaques jets, contenus respectivement dans des cônes de 20 et 30^o centrés sur le jet.
  On reconnait certains positons mal détectés lorsque ces variables valent 1.
- fraction d'énergie électromagnétique dans le jet (R_{em}) et rayon du jet dans un plan (η, ϕ), pondéré par l'énergie (R_{jet}); $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$:
  On considère habituellement qu'on a un jet si $R_{em} < 0.9$ et $0.1 < R_{jet} < 0.75$. La zone $R_{em} > 0.9$, $R_{jet} < 0.1$ correspond alors aux électrons, la zone $R_{em} < 0.9$, $R_{jet} < 0.1$ correspond aux électrons mal mesurés et la dernière zone n'indique rien de précis (voir figure 5.7, page 38).

2.5 Conclusion

Cette phase de mon stage m'a permis de me familiariser avec les événements produits par **HERA**. Cela m'a permis de mieux comprendre les variables caractéristiques qui seront employées constamment dans la suite de mon travail et d'apprendre à utiliser des outils qui me furent nécessaire par la suite.
J'ai pu répertorier deux événements courant neutre avec positon très rétrodiffusé d'énergie totale 221 et 193 GeV et de Q^2 20515 et 25395 GeV^2 qui font partie de l'excès d'événements observé dans **HERA**.

Chapitre 3

Recherche de la signature d'un quark excité

Certaines théories, au delà du Modèle Standard prévoient l'existence des fermions excités. Nous allons rechercher ici la présence d'un quark excité dans les données de **H1** par l'intermédiaire du canal de désintégration $q^* \longmapsto qg$. **HERA** couvre un domaine d'énergie allant de quelques GeV à environ 300 GeV dans le centre de masse. Ainsi nous pourrons, sinon montrer l'existence d'un quark excité à une telle énergie, au moins essayer de fixer une limite inférieure à sa masse.

3.1 Plan de l'analyse

Dans une première partie il s'agira de réaliser l'analyse des données simulées de la désintégration d'un quark excité en un quark et un gluon. Aprés avoir simulé les événements, un premier programme reconstruira ses caractéristiques. Ensuite une analyse des événements sera menée afin de retrouver la masse du q^*. Pour cela on cherchera la distribution de la masse invariante des jets qui doit prendre la forme d'un pic centré autour de la masse du q^*. On obtient ainsi la distribution du signal attendu.

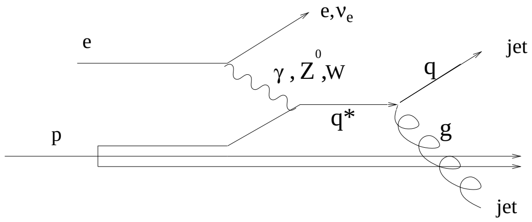
Dans une seconde partie l'analyse portera sur les données expérimentales fournies par **H1**. On sélectionnera tout d'abord les événements correspondant au canal recherché (c'est à dire les événements multi-jets). Ensuite on cherchera dans la distribution en masse des événements la signature du quark excité en la comparant avec le signal obtenu auparavant et la distribution du bruit de fond standard attendu dans un tel canal. Si le quark excité ou une particule nouvelle a été produit dans **H1**, on devrait observer une résonnance dans le spectre de masse invariante des événements n'existant pas dans le spectre produit par simulation basé sur le Modèle Standard.

3.2 Analyse des données d'une simulation $q^* \longmapsto qg$

3.2.1 Description du canal de désintégration

On suppose que le quark excité se désintègre selon la réaction $q^* \longmapsto qg$. Ainsi un événement de désintégration du q^* se caractérise par deux jets hadroniques dont la masse invariante doit être proche de celle du q^*.

La production du quark excité se fait selon le schéma suivant :



Ainsi on peut attendre les trois topologies suivantes :

- 2 jets hadroniques si Q^2 est faible et l'électron peu dévié (il s'agit alors d'un échange de photon quasi-réel),
- 2 jets et un électron si Q^2 est suffisamment grand pour que l'électron soit dévié et que le boson est un photon ou un Z^0,
- 2 jets et de l'impulsion transverse manquante lorsqu'il y a eu échange de W.

Par la suite nous ne considèrerons pas la dernière topologie, la section efficace de production du q^* par échange de W étant très inférieure à celle d'un échange de Z^0 ou γ. De plus, comme on peut très bien distinguer l'échange d'un boson neutre de l'échange d'un boson chargé (par l'impulsion manquante), la sélection et l'élimination de cette topologie est possible.

3.2.2 Obtention des événements simulés

Les événements simulés sont produits par simulation Monte-Carlo utilisant une description complète du détecteur **H1**. On obtient un lot de 173 événements correspondant à une masse du q^* de 150 GeV.

La premiere partie de l'analyse consiste à reconstruire l'événement c'est à dire à distinguer dans le détecteur les différentes particules pouvant être détectées directement (électron e^-, positon e^+, photon γ, muon μ) ainsi que les jets.

Le canal de désintegration considéré privilégiant les jets, nous nous intéresserons par la suite qu'à leur détection et leur reconstruction.

3.2.3 Reconstruction des jets

Le problème de la reconstruction des jets vient de leur grand étalement.
Pour reconstruire les jets nous utiliserons un algorithme de la librairie H1 nommé QJCELL.

3.2.3.1 Description de l'algorithme de reconstruction

La routine utilise un algorithme basé sur la technique des amas. Les particules sont décrites par leur impulsion ou leur énergie et leur direction, sans tenir compte de leur nature, afin d'obtenir un algorithme étant le plus général possible (indépendant du détecteur). Les variables utilisées sont le moment transverse $p_\perp$ (la direction de référence étant l'axe du faisceau de protons), l'angle azimuthal ϕ et la pseudo-rapidité η avec $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$. L'espace (η, ϕ) est discretisé en cellules dont la taille définit la granularité:

- pour η, l'intervalle [-RAPMAX,RAPMAX] est divisé en NRAPB cellules

- pour ϕ, l'intervalle $[0,2\pi]$ est divisé en NAZMB parties

Pour chaque cellule, on somme l'impulsion transverse des particules entrantes pour obtenir la variable $E_\perp$.

On obtient une distribution d'énergie dans le plan (η, ϕ) modélisant grossièrement la distribution d'énergie dans le détecteur.
On cherche ensuite la cellule ayant la plus grande énergie $E_\perp$. Cette derniere est considérée comme pouvant être initiatrice d'un jet si $E_\perp \geq$ ETMIN.
Une fois trouvé un initiateur, on considère comme appartenant au candidat jet toutes les cellules se trouvant dans une zone dans le plan (η, ϕ) centré sur la cellule initiatrice et de rayon $R = \sqrt{(\eta - \eta_{init})^2 + (\phi - \phi_{init})^2}$ inférieur à DISMAX. On calcule alors l'énergie de toutes ces cellules. On considère qu'elles forment effectivement un jet si cette énergie est supérieur à ETSMIN.
Lorsqu'un jet est reconnu, on bloque ses cellules afin qu'elles ne soient pas réutilisées puis l' analyse recommence avec la cellule de plus grande énergie $E_\perp$ restante.
En sortie on obtient le nombre de jets trouvés dans l'événement ainsi que leur caractéristiques cinématiques.

3.2.3.2 Description de la routine d'analyse

Une fois l'événement reconstruit on débute l'analyse proprement dite grâce à la routine INVMASS (voir le programme page 46 de l'annexe C).
Dans un premier temps, cette routine calculait la masse invariante des deux jets les plus énergétiques d'un événement, le calcul proprement dit étant effectué par la routine CALC (voir page 51). Ensuite cette routine fut améliorée (voir § 3.2.5.1) pour déterminer le nombre de jets à utiliser (la détermination étant faite par la routine MASSPHI page 49). Enfin on a ajouté des paramètres correspondant aux différentes coupures imposées à l'événement.

3.2.4 Création des fichiers d'événements

La premiere chose à faire consiste à reconstruire l'événement. Pour cela on choisit les paramètres de rapidité maximale, de granularité...

3.2.4.1 Premier ensemble de paramètres

Le premier essai fut fait avec les paramètres suivants :

- RAPMAX = 3.5 soit $\theta \simeq 3.5^o$ (valeur habituelle peu critique)

- NRAPB = 80 et NAZB = 80

- ETMIN = 0.05 GeV (c'est une valeur peu critique sur laquelle nous ne jouerons pas par la suite) et ETSMIN = 5.0 GeV

- DISMAX = 1.0 , valeur très couramment utilisée donnant de bons résultats. Ce n'est pas un paramètre sur lequel on va jouer.

Après reconstruction, on utilise la routine calculant la masse des deux premiers jets sur le fichier précédemment créé. On obtient les résultats sous forme d'un histogramme donnant la distribution en masse des événements (voir le premier histogramme de la figure 5.8, page 39 de l'annexe B ainsi que le tableau récapitulatif de toutes les données, page 30).

Le résultat est peu satisfaisant puisque l'on obtient un pic à 128.7 GeV alors que l'on attend une masse du q^* de 150 GeV. Bien que la courbe présente une largeur de 24.37 GeV, on est trop éloigné du résultat attendu.
On va essayer d'améliorer la valeur moyenne et de réduire la largeur.

La distribution du nombre de jets par événements (1^{er} histogramme de la figure 5.9, page 40, annexe B) montre que pour la coupure à 5 GeV sur ETSMIN, on a une centaine d'événements ayant plus de deux jets (alors que l'on s'attend à des événements dijets dans ce canal). Ainsi la coupure à 5 semble trop basse. Si le jet s'étale beaucoup, la routine va le scinder en deux jets.

On essaye alors de changer les paramètres du programme de reconstruction.

3.2.4.2 Variation de ETSMIN

On fait varier ETSMIN de 5 à 55 GeV. On obtient des résultats (figure 5.8, page 39) qui se rapproche de 150 GeV cependant on note que :

- on n'observe pas de statibilisation : le pic est très sensible à ce paramètre. On n'arrive pas à dégager une zone où le pic ne change pas ce qui pose des problèmes quant au choix définitif de ETSMIN. Si une telle zone existait, on pourrait estimer que le paramètre choisi dans cette dernière soit le plus pertinent.

- pour ETSMIN =5, 15 et 25 GeV, lorsque sa valeur augmente, le nombre d'événements à 2 jets augmente (voir la figure 5.9, page 40) ce qui est satisfaisant. Cependant le nombre d'événements sans jet augmente également, la coupure étant telle que certains jets ne sont plus reconnus : on perd des événements dans notre statistique. On observe pour des ETSMIN supérieurs que le nombre d'événements à 2 jets recommence à baisser. Ces trois valeurs semblent être à éliminer.

- la valeur 55 donne un résultat qui est bon (143.2 GeV pour une largeur de 18 GeV) mais vu le nombre d'événements rejetés elle n'est pas pertinente. De plus imposer une si grande valeur minimale pour l'énergie d'un jet n'est pas raisonnable. Pour les mêmes raisons, les valeurs 35 et 45 sont à rejeter.

3.2.4.3 Changement de granularité

On choisit NRAPB = 40 et NAZB = 40 c'est à dire une granularité moins fine. Les résultats, pour les différentes valeurs de ETSMIN change très peu. En effet tant que l'on reste avec une granularité plus fine que celle du détecteur, la reconstruction est identique. Seul change le temps de calcul (meilleur pour une granularité plus grossière). On perd également un peu en précision sur les caractéristiques du jet puisque sa direction est définie par le centre de gravité des différentes cellules, pondérées par l'énergie de la cellule.

3.2.4.4 Choix des paramètres de reconstruction

Nous allons poursuivre l'étude avec les paramètres fixés aux valeurs suivantes :

- RAPMAX = 3.5
- NRAPB = 80 et NAZB = 80
- ETMIN = 0.05 GeV
- DISMAX = 1.0.

En conclusion, nous avons réussi à fixer notre choix sur les paramètres de reconstruction, excepté ETSMIN.

Les valeurs 35, 45, 55 étant trop médiocres (voir § 3.2.4.2) nous ne poursuivrons qu'avec 5, 15 et 25 GeV. On va passer à une autre phase de l'analyse qui ne se situe plus au niveau de la reconstruction de l'événement mais à celui de son exploitation.

3.2.5 Analyse des événements

A partir des 3 lots de données correspondant aux 3 valeurs de ETSMIN, nous allons construire la distribution en masse des événements en jouant sur différents aspects de la routine de calcul.

Dans cette partie nous allons imposer des conditions à l'événement pour entrer dans la statistique. Ces conditions sont appelées des coupures.

3.2.5.1 Contraintes sur le nombre de jets

Dans un premier temps nous avons exigé que le nombre de jets soit strictement égal à deux. Les résultats (tableau 5.4, page 30) connaissent une amélioration de la moyenne et de la largeur pour les coupures 5 et 15 mais restent mauvais pour celle à 25. Cependant on perd beaucoup d'événement et cette coupure est difficile à justifier.
Nous allons essayer une analyse plus fine des données.

3.2.5.2 Effet d'une coupure en θ

A cause du tube à vide, il existe vers l'avant une zone morte. Aussi on décide de ne considérer dans l'analyse que les jets dont la direction n'est pas contenue dans un cone d'ouverture θ_{min}. Pour des raisons de géométrie du détecteur, on a essayé les trois coupures $\theta_{jet} \geq \pi/10$ (soit 18^o), $\theta_{jet} \geq \pi/15$ (soit 13.5^o) et $\theta_{jet} \geq \pi/20$ (soit 9^0). Si elle n'est pas respectée pour tous les jets de l'événement, ce dernier est rejeté de l'analyse.

Les résultats obtenus montrent une légère amélioration, la masse se rapprochant de 150 GeV au prix d'une perte du nombre d'événements et d'un accroissement de la largeur. La coupure à $\pi/10$ semble la plus intérressante puisqu'elle améliore sensiblement les résultats ($\simeq$ 5 GeV) pour une largeur comparable à $\pi/20$. Cependant on perd beaucoup d'événements. Pour respecter les pertes à l'avant du détecteur sans perdre trop d'événements, comme les résultats pour les différentes coupures sont proches, nous choisirons la valeur de $\pi/20$.

L'analyse n'est cependant pas tout à fait satisfaisante. Jusqu'ici nous avons considérer les deux premiers jets d'un événement. On va essayer de comprendre ceux contenant plus de deux jets.

3.2.5.3 Evénements comportant plus de deux jets

La topologie prévue est caractérisé par la présence de deux jets. Cependant on constate qu'il existe dans le lot un certain nombre d'événements avec plus de deux jets. Par la suite, nous nous ne nous occuperons pas des éventuels jets au-dessus de trois. Ils sont trop peu nombreux (voir histogrammes 5.9, page 40) donc peu caractéristiques. La présence d'un troisième jet peut s'expliquer de différentes façons.
Il peut s'agir d'un problème de reconstruction où un jet est scindé en deux. Physiquement, il peut provenir de la radiation d'un gluon par le quark. Cependant le gluon doit avoir une direction voisine de celle du quark.
Dans les deux cas, on doit avoir 2 des 3 jets ayant des directions voisines.

Ainsi pour les événements contenant trois jets on va imposer à deux jets d'être voisins pour rentrer dans la statistique. Le paramètre déterminant si deux jets sont voisins sera l'angle azimuthal entre eux. En effet l'étalement étant plus important selon θ, il est plus judicieux de choisir ϕ. Le nombre de jets à considérer est déterminé par la routine MASSPHI qui ensuite appelle CALC.

Trois conditions furent essayées correspondant à $\Delta\phi_{ij} \geq 0.4$, 0.5 et 0.6 (soit environ 23, 28 et 34 degrés). Les résultats obtenus (tableau 5.4, page 30) montre une nette amélioration de la valeur du pic ainsi que de la largeur au prix d'une baisse raisonnable du nombre d'événement rejeté pour ETSMIN = 15 . Pour la valeur 5 le nombre d'événement coupés est très important. Pour 25, la largeur et la moyenne reste très mauvaise. Notre choix pour l'analyse des événements expérimentaux se porterait donc sur la valeur ETSMIN=15. On remarque que pour une même valeur de ETSMIN, les résultats varient peu en fonction de $\Delta\phi$. Ce paramètre est donc peu critique. Il pourra être pris à 0.5.

Cependant, avant de choisir définitivement les paramètres, nous allons essayer de rajouter la coupure en θ. On réimpose ainsi au deux ou trois jets de l'événement de ne pas être dans le cône d'ouverture θ_{min}; $\theta_{min} = \pi/10$, $\pi/15$ ou $\pi/20$.

3.2.5.4 Superposition de toutes les coupures

Les résultats précedents nous incitant à choisir ETSMIN=15, $\theta_{min} = \pi/20$ et $\Delta\phi = 0.5$ (voir histogramme 5.10, page 41) nous allons nous borner à faire varier, pour deux paramètres fixes dans ce lot de références, le troisième paramètre. On obtient trois séries de trois histogrammes (en fait trois sont redondants).

- Pour $\Delta\phi$ et ETSMIN fixé :
  le meilleur résultat correspond à $\pi/20$ qui présente une largeur inférieur d'environ 3.5 GeV par rapport à $\pi/15$ et 13 GeV par rapport à $\pi/10$.

- Pour θ et ETSMIN fixé :
  les résultat sont très proches (même moyenne et largeur d'environ 17.5 GeV pour les trois histogrammes), ce paramètre étant peu critique.

- Pour $\Delta\phi$ et θ fixé :
  ETSMIN = 25 est rejeté car il présente une moins bonne moyenne (de 3.5 GeV et 7 GeV

par rapport à 15 et 5) et une largeur plus grande (de 3.5 et 2.5 GeV par rapport à 15 et 5). Nous choisirons ETSMIN = 15 car pour des valeurs assez proches (pour 5, 143.0 GeV et une largeur de 18.69 et pour 15, 139.5 GeV et une largeur de 17.39 le nombre d'événements est plus intéressant (98 contre 62).

3.2.5.5 Coupure sur P_t

Dans la prochaine partie, nous allons utiliser des événements simulés avec une impulsion transverse $P_t \geq 25\ GeV$. Ainsi il est nécessaire d'imposer cette coupure pour rester cohérent lors de la suite de l'analyse.
Sans ce genre de coupures, le signal serait noyé sous un flot d'événements peu énergétiques donc sans intérêt pour la physique à grand transfert d'impulsion.

Tous les résultats de l'analyse préliminaire qui nous ont conduits à choisir les paramètres des différents algorithmes sont résumés dans le tableau 5.4, page 30 de l'annexe A.

3.2.6 Choix des paramètres d'analyse

Au vue des résultats, nous pouvons fixer définitivement les paramètres employés par la suite pour l'analyse. Ils sont résumés dans le tableau suivant :

QJCELL		Programme d'analyse	
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
ETSMIN	15.0 Gev	$\Delta\phi$	0.5 rad
RAPMAX	3.5	θ_{min}	$\pi/20\ rad$
NRAPB	80	$P_{t_{min}}$	15 ou 25 GeV
NAZB	80		
ETMIN	0.05 GeV		
DISMAX	1.0		

Tableau 3.1: Paramètre définitif de l'analyse

On peut remarquer que nous n'arrivons pas à la bonne valeur de la masse du q^*. Au mieux on obtient une valeur de 139.5 GeV et une largeur de 17.39 GeV (sans la coupure cinématique sur P_t).
Il est cependant normal que l'on perde de l'énergie à cause de l'algorithme de reconstruction ainsi que des imperfections du détecteur (comme par exemple lorsqu'une particule se retrouve dans un des espaces libres du calorimètre). L'important est d'utiliser les mêmes routines pour l'analyse des données expérimentales où les pertes d'énergie ou bien la probabilité d'être dans un crack sont à peu près les mêmes puisque la simulation utilise un modèle complet du détecteur.

Nous allons maintenant poursuivre l'analyse sur les données de **H1** et le bruit de fond standard attendu.

Chapitre 4

Analyse des données de H1

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'une production de quark excité se signalait par un événement avec deux ou trois jets hadroniques (avec un électron en plus des jets si Q^2 est grand). Cependant on ne peut pas mener une recherche directe de la production d'un q^* (comme dans le cas du W) car il existe une classe d'événements standards ayant la même topologie, les événements de photoproduction (classés dans l'appelation générique multi-jets ou MJ). C'est ce qu'on appelle le bruit de fond standard de ce canal.
On va donc simuler selon le Modèle Standard (par méthode de Monte-Carlo) un lot d'événements de photoproduction dont on va chercher le spectre de masse dijet.
On fera de même avec les données de **H1** sélectionnées dans la catégorie MJ puis on comparera les deux distributions pour déterminer si les données sont compatibles avec le Modèle Standard.

4.1 Premier résultat

La première chose à faire consiste à reconstruire les événements grâce à la routine QJCELL précédemment décrite, avec les coupures fixées dans le chapitre précédent.
Nous avons utilisé pour le Monte-Carlo un lot d'environ 35000 événements correspondant à la topologie MJ, simulés avec la contrainte d'une impulsion transverse supérieure à 25 GeV pour un des jets.
Pour les données, nous avons utilisé les résultats des années 94, 95, 96 et printemps 97 préselectionnés dans la catégorie MJ (soit environ 28000 événements).
Pour comparer les deux distributions, on les superpose après avoir normalisé le Monte-Carlo en nombre d'événements.
On obtient les résultats de la figure 5.11, page 42, donnés en échelle linéaire et logarithmique.
On constate que le Monte-Carlo et les données ne sont en accord que sur une plage allant de 50 à 100 GeV.

On peut remarquer trois zones de désaccord.

Tout d'abord aux deux extrémités on constate un faible excès qui ne ressort que grâce à l'échelle logarithmique. Or on sait que malgré la présélection il reste toujours du bruit de fond non physique qui se manifeste par un excès aléatoire qui ressort donc aux extrémités. On peut supposer que l'élimination de ce bruit de fond règlera ce problème.

On constate aussi un excès, plus important puisqu'il ressort en échelle linéaire, dans la plage de masse $100 - 120$ GeV.

Nous allons essayer à présent de raffiner les données expérimentales en supprimant tout d'abord le bruit de fond non physique.

4.2 Elimination du bruit de fond non physique

Une visualisation de certains événements dans la plage des masses supérieurs à 100 GeV confirme la présence de bruit de fond cosmique. On étudie donc les caractéristiques importantes de certains de ces événements typiques afin de trouver des critères pouvant les discriminer de la topologie cherchée.
Finalement pour éliminer ce bruit de fond, on a imposé des coupures sur les variables suivantes :

- $E - P_z$: une simulation de la distribution de cette variable pour différente masse du q^* montre que sa valeur s'étend de quelques GeV à environ 80 GeV. Pour éliminer une partie du bruit de fond (car sa distribution est aléatoire et peut dépasser cette valeur) on impose $E - P_z < 80\ GeV$.
- impulsion manquante : dans le canal étudié, les événements doivent être balancés, aucun neutrinos ne devant être produit; aussi on impose $P_t miss < 25\ GeV$.
- nombre de traces par jet : un muon cosmique ou de halo peut provoquer un dépot d'énergie sans laisser de traces. Aussi impose-t'on au moins une trace par jet.

Une visualisation des événements des plages 100-120 GeV et au dessus de 130 GeV pour les données 97 confirme que tout le bruit de fond cosmique est éliminé.
On obtient les résultats de la figure 5.12, page 43 c'est à dire une amélioration des résultats aux extrémités du spectre.
On observe également une modification du pic : si on calcule le pourcentage d'événements en excès dans la bande $100 - 120\ GeV$ par rapport au Monte-Carlo, on trouve un excès de 18% contre 36% précédemment (voir tableau 5.5 récapitulatif des taux de coupures page 31).

Cependant la visualisation précédente a révélé la présence d'événements Courant Neutre que nous allons essayer d'éliminer.

4.3 Eliminination des courants neutres

Pour enlever les courants neutres dont l'électron est reconnu comme jet, on impose tout d'abord qu'il y ait au moins deux traces par jets. Dans certains événements, plusieurs traces aboutissent au dépot d'énergie de l'électron (comme dans l'événement 5.5, page 36). On utilise alors pour discriminer les jets et les électrons les critères de fraction d'énergie électromagnétique et de rayon du jet. En effet nous voyons sur la figure 5.7, page 38 qu'un certain nombre d'événements comportent des dépots d'énergie dans la zone des électrons. C'est pourquoi on impose $R_{em} < 0.9$ et $0.1 < R_{jet} < 0.75$.
De plus on exige que le nombre de photons et d'électrons soit nul, bien qu'on perde alors une partie du signal. Pour l'instant on cherche l'origine du pic sans s'occuper de l'efficacité des coupures.

On obtient le spectre 5.13, page 44. Malgré ces coupures, le pic persiste. On trouve un excès de 19% (voir tableau 5.5, page 31). Par contre le signal aux extrémités est correct, l'excès d'événements MJ comme l'événement 5.4, page 35 étant connu.

Le problème change ainsi de tournure. Avant de chercher à mettre une limite sur le domaine d'existence du q^*, il est nécessaire de comprendre ce pic.

4.4 Hypothèse sur la nature du pic centré sur 110 GeV

On compte environ 14 événements en trop dans l'intervalle $105 - 115$ GeV pour un total de 38 événements. Cependant pour atténuer les effets statistiques (on remarque que dans l'intervalle $100 - 105$ GeV il y a un défaut de 3 événements) on va considérer la zone $100 - 120$ GeV. Dans cette plage on compte 11 événements en trop.
On peut dire qu'il ne s'agit bien évidemment pas d'une résonnance nouvelle! Le pic est trop important et cette plage de masse est déjà connue. De plus le pic s'atténue avec les coupures alors que la sélection des MJ devrait le faire ressortir.

Les hypothèses concernant ce pic sont les suivantes :

- Il est du au bruit de fond comme les muons cosmiques. Ce problème a été réglé par les premières coupures.
- Les courants neutres mal reconstruit s'accumulent en un pic. Cela pourrait s'expliquer pour des raisons cinématiques : la mauvaise reconstruction si elle vient des cracks du détecteur se produirait pour un électron ayant une énergie déterminé et donc la distribution pourrait piquer à cet endroit.
  Cette solution semble fausse (cf paragraphe 4.3) mais il faudrait procéder à une étude appronfondie grâce à une simulation Monte-Carlo de courant neutre. On pourrait alors voir si la distribution en masse invariante électron-jet pour des électrons dans un crack pique autour de 110 GeV.
- Il s'agit de fluctuations statistiques. Cependant le fait que ce pic existe pour les quatres années invalide cette hypothèse.
- Il peut s'agir d'un effet de résolution. En effet si on change la largeur des barres de l'histogramme et qu'on la passe à 10 GeV (5 GeV constitue la limite de résolution de **H1**), le pic semble s'atténuer.
- Il peut s'agir d'une mauvaise reconstruction de l'événement. Ainsi on a essayé de changer la valeur de ETSMIN pour la passer à 25 GeV. Avec toutes les coupures, on obtient le diagramme 5.14, page 45. Le pic est toujours centré sur 110 GeV et on observe un excès de 13% (voir tableau 5.5, page 31).
- Les jets sont mal reconstruits.

Nous allons examiner cette dernière hypothèse.

Une explication, difficile à vérifier serait une mauvaise mesure de l'énergie des jets. En effet, si la direction du jet correspond à celle d'un crack en z, on perd de la précision sur la mesure du jet. Or dans les 38 événements, on peut voir qu'environ une quinzaine comportent des jets

dans des cracks. Cependant cette appréciation est difficile. On peut essayer de confirmer cette impression en regardant les événements de la bande voisine $95 - 105\ GeV$.
On constate qu'il y a environ la même proportion de jet dans les cracks.

Enfin on utilise la méthode précédente, c'est à dire comparer les proportions des événements répondant à un critère dans les 2 bandes de masse $95 - 105$ et $105 - 115\ GeV$. On a essayé avec les conditions $E - P_z$ supérieure à $50, 55, 60\ GeV$, on a étudié les distributions de variables comme l'énergie totale, les angles θ et ϕ pour les différents jets, l'impulsion transverse ... Aucune différence sensible n'est apparu pouvant expliquer l'excès.

On pourrait encore étudier l'effet de la variation des paramètres de QJCELL autre que ETSMIN et voir si la position du pic est fonction de ces paramètres auquel cas il s'agirait bien d'une accumulation fortuite même si la cause reste indéterminée.

4.5 Conclusion

Cette partie qui consistait en l'analyse des données de **H1** en comparaison avec des données simulés à donc mis en évidence un pic dans le spectre de masse invariante des jets. J'ai pu formuler un certain nombre d'hypothèses quant à sa nature dont la plus intéressante semblerait être une accumulation fortuite de courant neutre.
La compréhension de ce pic est nécessaire avant de pouvoir fixer des conditions sur l'existence du q^*.

Chapitre 5

Conclusion

Ce stage m'a donc permis de me familiariser avec un domaine de la physique qui me passionne depuis longtemps mais sur lequel je n'avais que des informations superficielles. J'ai découvert la partie expérimentale de ce domaine bien que je sois plus attiré par la théorie et ce fut une expérience enrichissante. Les conférences et thèses soutenues au CPPM m'ont donné un vaste aperçu de la displine, le centre accueillant de nombreux groupes travaillant sur des sujets divers.

Durant ce stage j'ai eu différentes activités.

Tout d'abord la visualisation des événements qui m'a permis de me familiariser avec les différentes particules et événements produits dans ce genre d'expériences. Cette partie me fut utile lorsque j'ai eu besoin de visualiser des événements pour mon travail ultérieur. J'ai aussi eu le plaisir de découvrir deux candidats qui fond partie de l'excès d'événements Courant Neutre observé dans **HERA**.

Ensuite j'ai analysé une simulation de désintégration $q^* \longmapsto qg$ qui fait partie de l'hypothèse des fermions excités.

Enfin l'analyse d'un pic inexpliqué dans les données expérimentales occupa la dernière partie du stage.

Ce travail prend place dans le cadre d'une étude du groupe sur l'existence des fermions excités.

Bibliographie

[1] 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).

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

[3] A.Rougé, "*Introduction à la physique des particules* ", polycopié de l'école polytechnique (1996) .

[4] "*Physical Review D54, Particles and Fields* ", American Physical Society (1996) .

Annexe A: Tableaux

	Force	Particules concernées	Masse	Charge électrique
Photon (γ)	électromagnétique	les particules chargées	nulle	0
Bosons vecteurs : Z^0 $W^\pm$	faible	leptons quarks	91 GeV 80 GeV	0 ± 1
Gluons (g)	forte	quarks	nulle	0
Graviton (?)	gravitation	toutes les particules	nulle (?)	0 (?)

Tableau 5.1: Les bosons de jauge

	Masse	Charge électrique
e	0.511 MeV	-1
ν_e	? ($\leq$ 15 eV)	0
μ	106 MeV	-1
ν_μ	? ($\leq$ 0.17 MeV)	0
τ	1777 MeV	-1
ν_τ	? ($\leq$ 24 MeV)	0

Tableau 5.2: Les 3 familles de leptons

	Masse	Charge électrique
u	$2 - 8$ MeV	$2/3$
d	$5 - 15$ MeV	$-1/3$
c	$1.0 - 1.6$ GeV	$2/3$
s	$100 - 300$ MeV	$-1/3$
t	180 GeV	$2/3$
b	$4.1 - 4.5$ GeV	$-1/3$

Tableau 5.3: Les 3 familles de quarks

<table>
<tr><td colspan="2">ETSMIN</td><td>05 GeV</td><td colspan="3">15 GeV</td><td>25 GeV</td></tr>
<tr><td colspan="2">Critère d'analyse</td><td colspan="5">Masse moyenne et largeur en GeV/c^2
Nombre d'entrées</td></tr>
<tr><td colspan="2">Deux premiers jets</td><td>129.0, 23.27
172</td><td colspan="3">131.0, 21.84
162</td><td>129.5, 24.08
148</td></tr>
<tr><td colspan="2">Deux jets strictement</td><td>142.7, 17.43
69</td><td colspan="3">137.8, 17.83
117</td><td>133.3, 22.85
130</td></tr>
<tr><td>$\Delta\phi$</td><td>0.4 rad</td><td>140.0, 20.84
93</td><td colspan="3">137.8, 17.88
126</td><td>133.0, 22.53
132</td></tr>
<tr><td></td><td>0.5 rad</td><td>138.6, 22.75
96</td><td colspan="3">137.8, 17.75
128</td><td>133.0, 22.53
133</td></tr>
<tr><td></td><td>0.6 rad</td><td>137.3, 24.98
102</td><td colspan="3">137.8, 17.69
129</td><td>133.0, 22.53
133</td></tr>
<tr><td>θ_{min} en rad</td><td>$\pi/10$</td><td>133.8, 33.96
70</td><td colspan="3">133.8, 33.96
70</td><td>134.9, 31.98
70</td></tr>
<tr><td></td><td>$\pi/15$</td><td>130.7, 26.47
106</td><td colspan="3">130.7, 26.47
105</td><td>131.9, 26.71
103</td></tr>
<tr><td></td><td>$\pi/20$</td><td>131.9, 26.21
125</td><td colspan="3">131.9, 26.21
125</td><td>133.7, 25.67
120</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td colspan="5">θ_{min} en rad</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td>$\pi/20$</td><td>$\pi/10$</td><td>$\pi/15$</td><td>$\pi/20$</td><td>$\pi/20$</td></tr>
<tr><td>$\Delta\phi =$</td><td>0.4 rad</td><td>-
-</td><td>-
-</td><td>-
-</td><td>139.5, 17.64
97</td><td>-
-</td></tr>
<tr><td>Superposition $\Delta\phi =$
des coupures</td><td>0.5 rad</td><td>142.3
19.50
65</td><td>137.2
30.41
54</td><td>139.7
21.03
83</td><td>139.5
17.39
98</td><td>136.1
21.26
110</td></tr>
<tr><td>$\Delta\phi =$</td><td>0.6 rad</td><td>-
-</td><td>-
-</td><td>-
-</td><td>139.5, 17.33
99</td><td>-
-</td></tr>
<tr><td>Coupure sur $P_{t_{min}}$</td><td>25 GeV</td><td>-
-</td><td colspan="3">139.8, 16.79
89</td><td>-
-</td></tr>
</table>

Tableau 5.4: Résumé des résultats obtenus lors de l'étude du q^*

	Nombre d'événements	Evénements en excès	Taux d'excès
Données brutes	**144**	**53.1**	**36.8 %**
Après coupure du bruit de fond non physique	**96**	**17.8**	**18.5%**
Après coupure des courants neutres et du bruit de fond	**58**	**11.3**	**19.5%**
ETSMIN = 25 GeV (+ coupures)	**65**	**8.8**	**13.6 %**

Tableau 5.5: Evolution du taux d'événements en excès par rapport au Monte-Carlo dans la bande $100 - 120\ GeV$

Annexe B : Figures

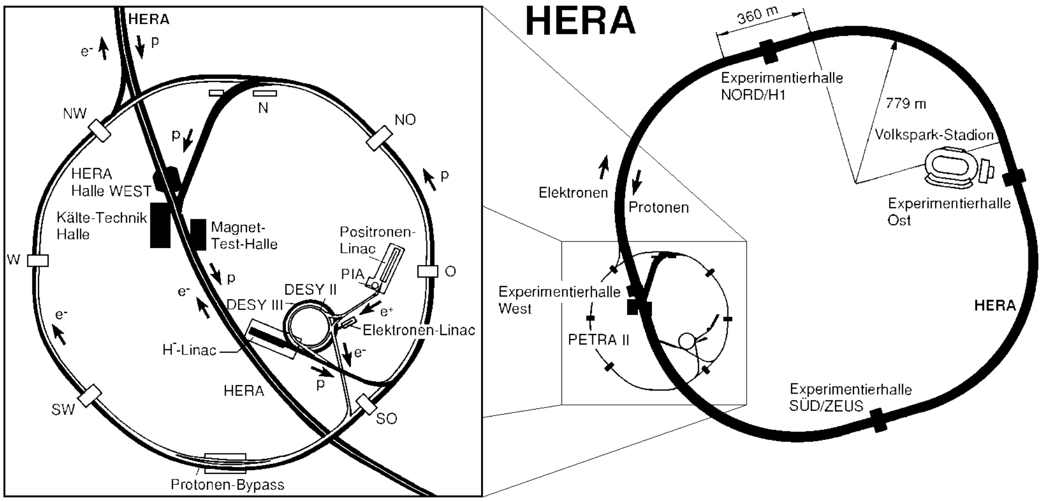


Figure 5.1: Vue générale du site de **DESY** et de **HERA**.

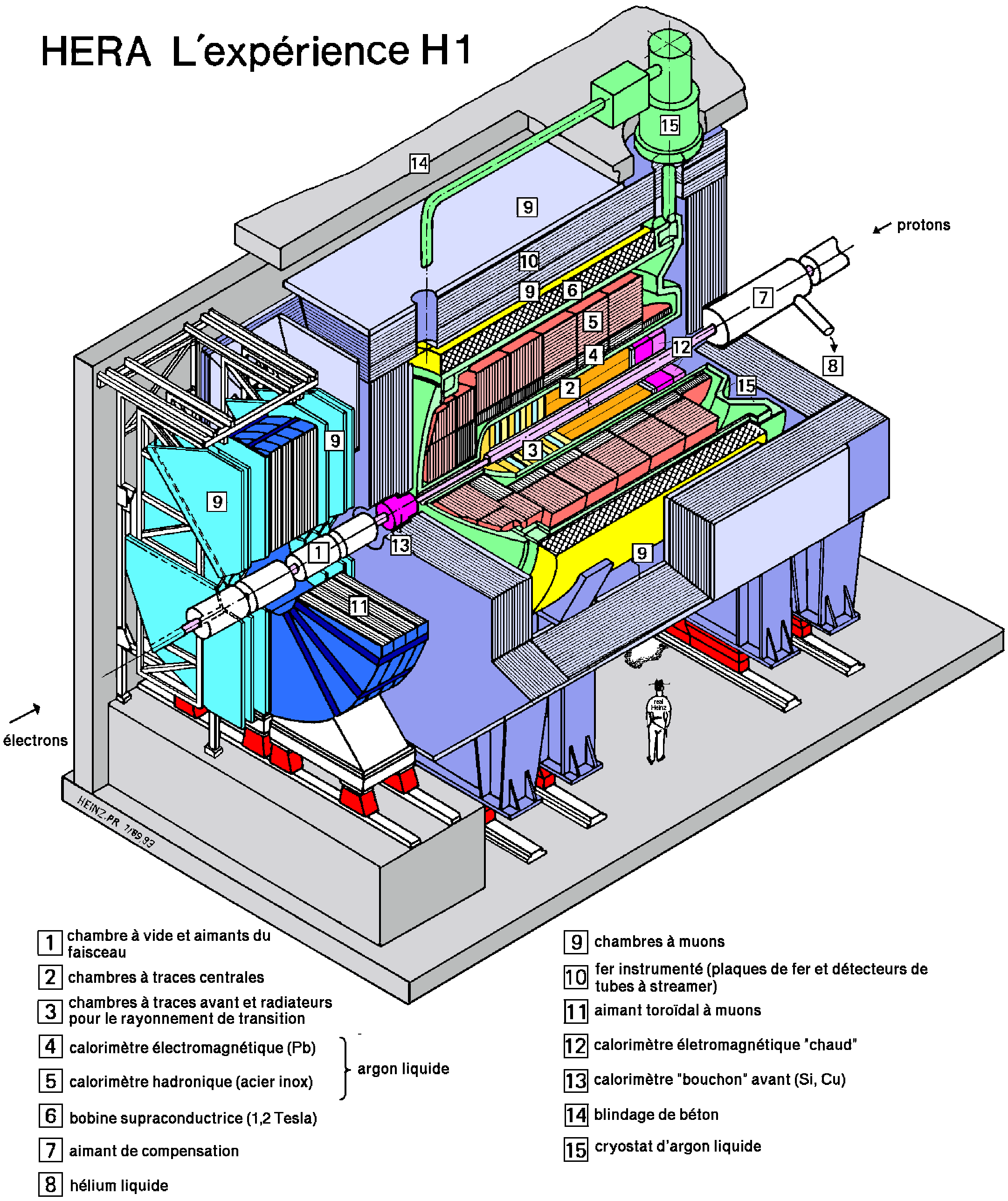


Figure 5.2: Le détecteur H1.

Figure 5.3: Gerbe créée par un électron dans une chambre de Wilson. Le même principe est utilisé dans les calorimètres actuels.

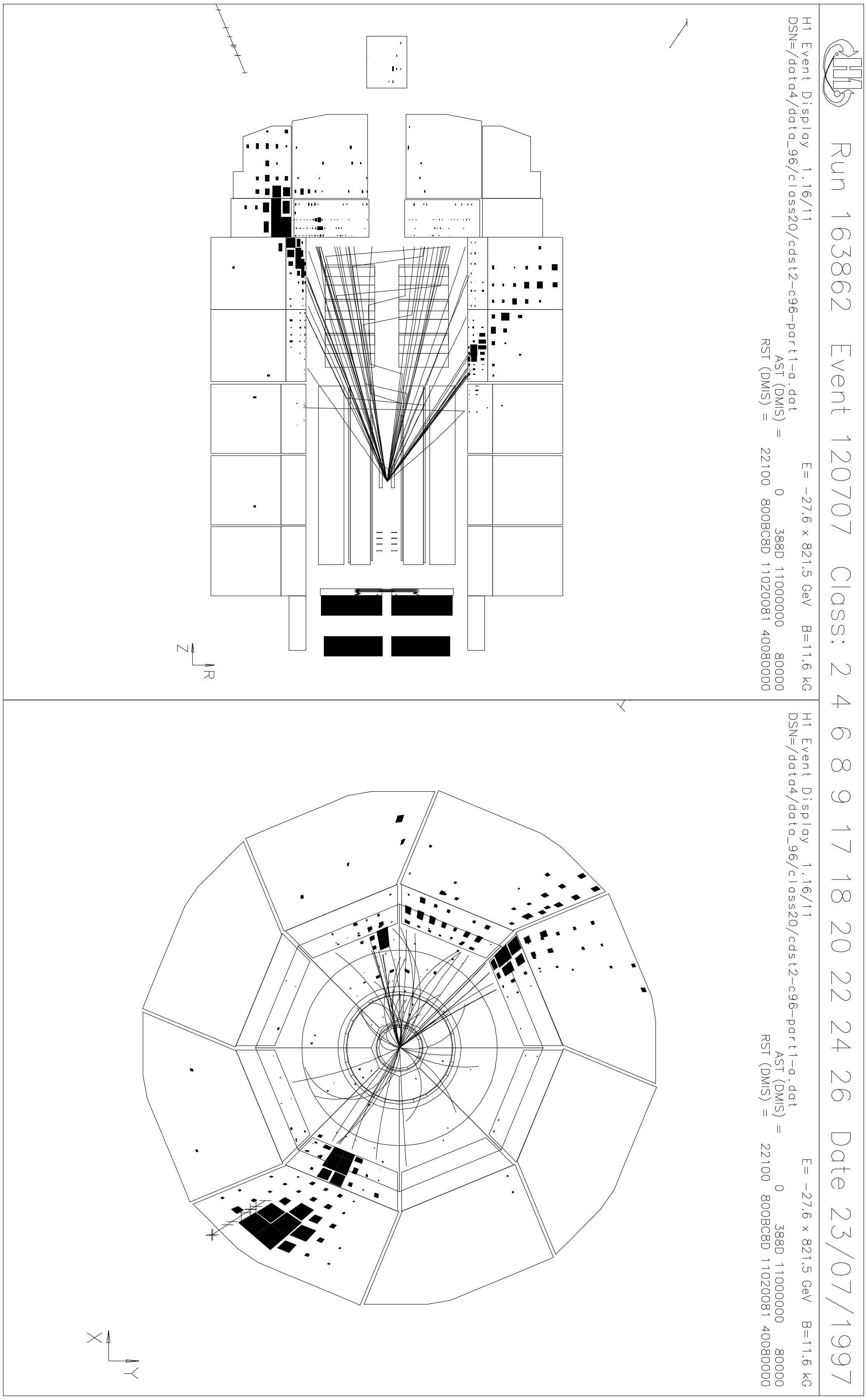


Figure 5.4: Vues radiale et longitudinale d'un candidat dijet (masse jj 177 GeV).

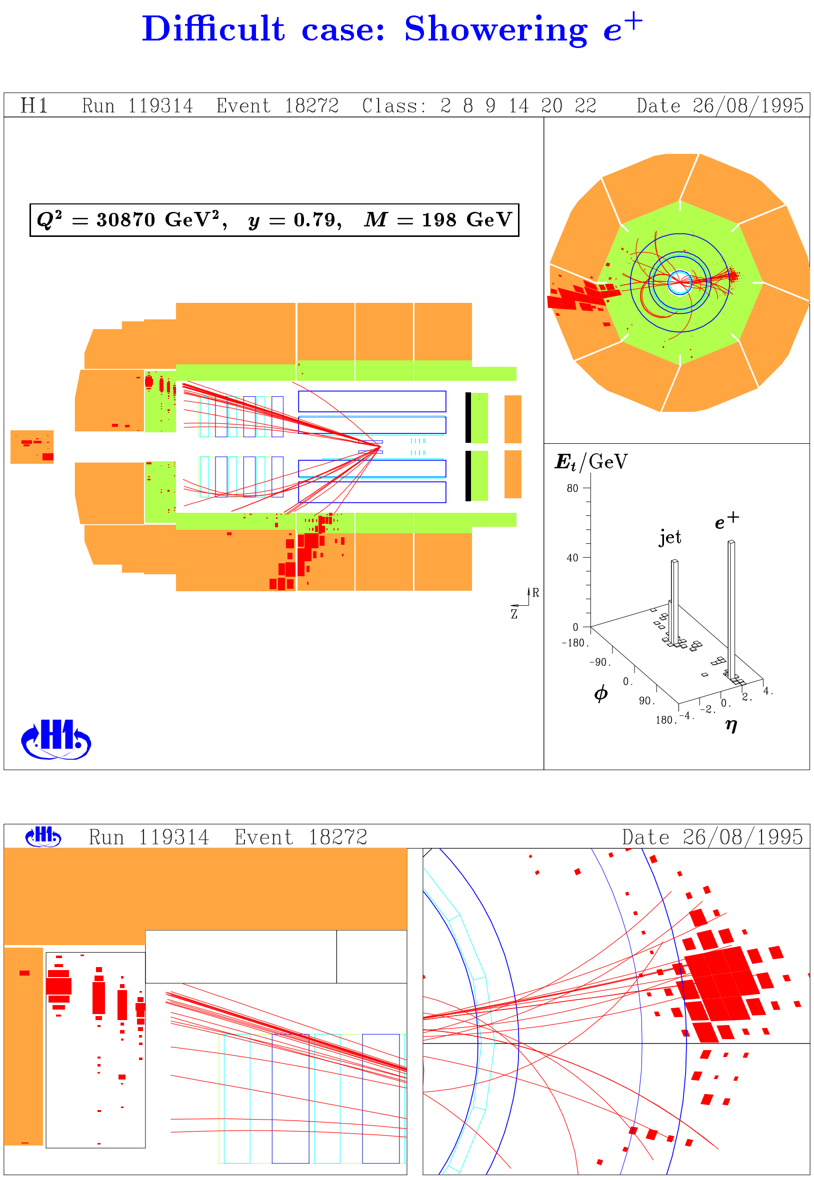


Figure 5.5: Un exemple de candidat courant neutre.
Ce genre d'événement pose des problèmes de reconstruction, plusieurs traces parvenant au dépot d'énergie de l'électron.

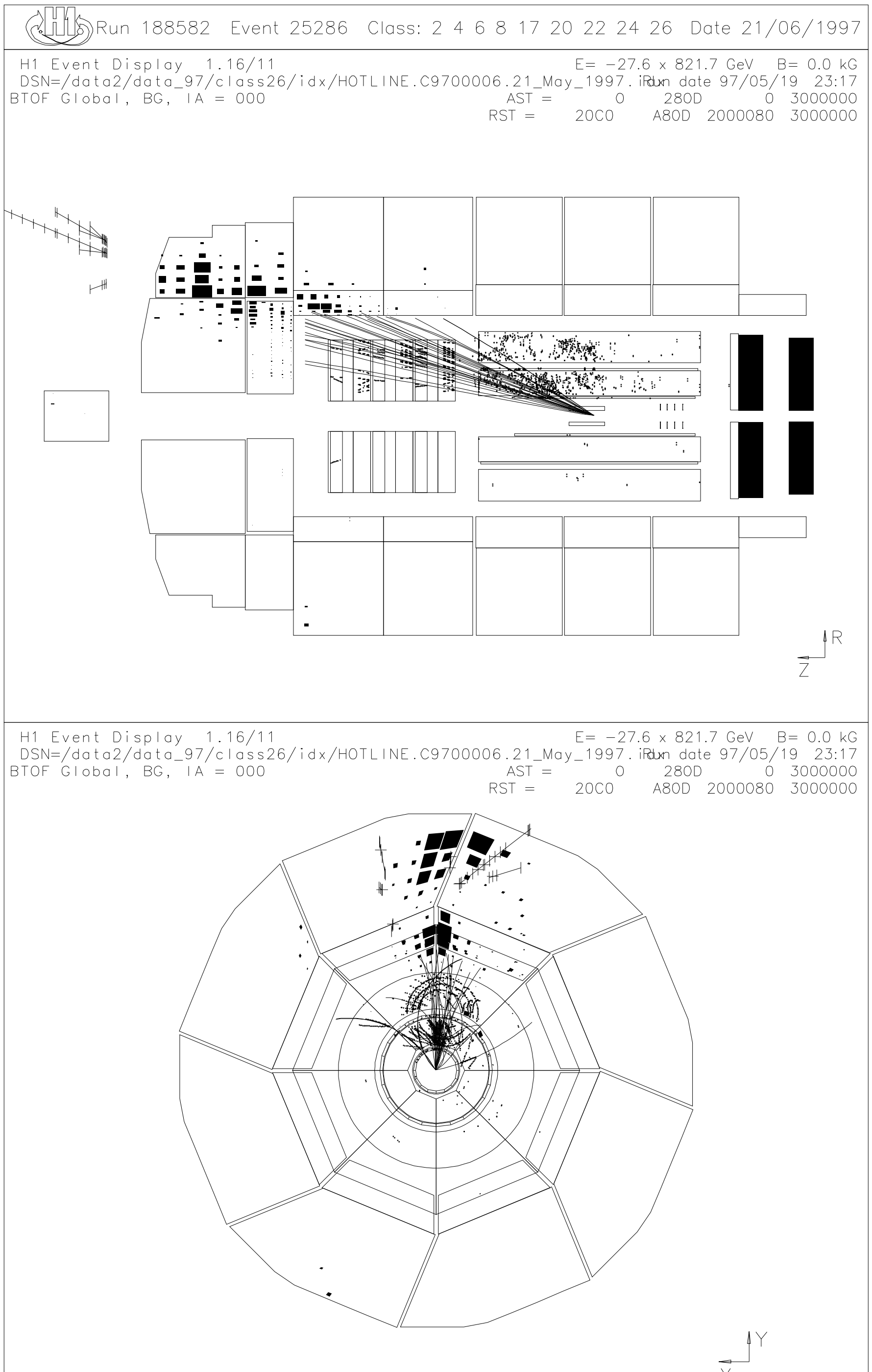


Figure 5.6: Un exemple de courant chargé avec un jet hadronique. Le neutrino a été émis à l'opposé du jet.

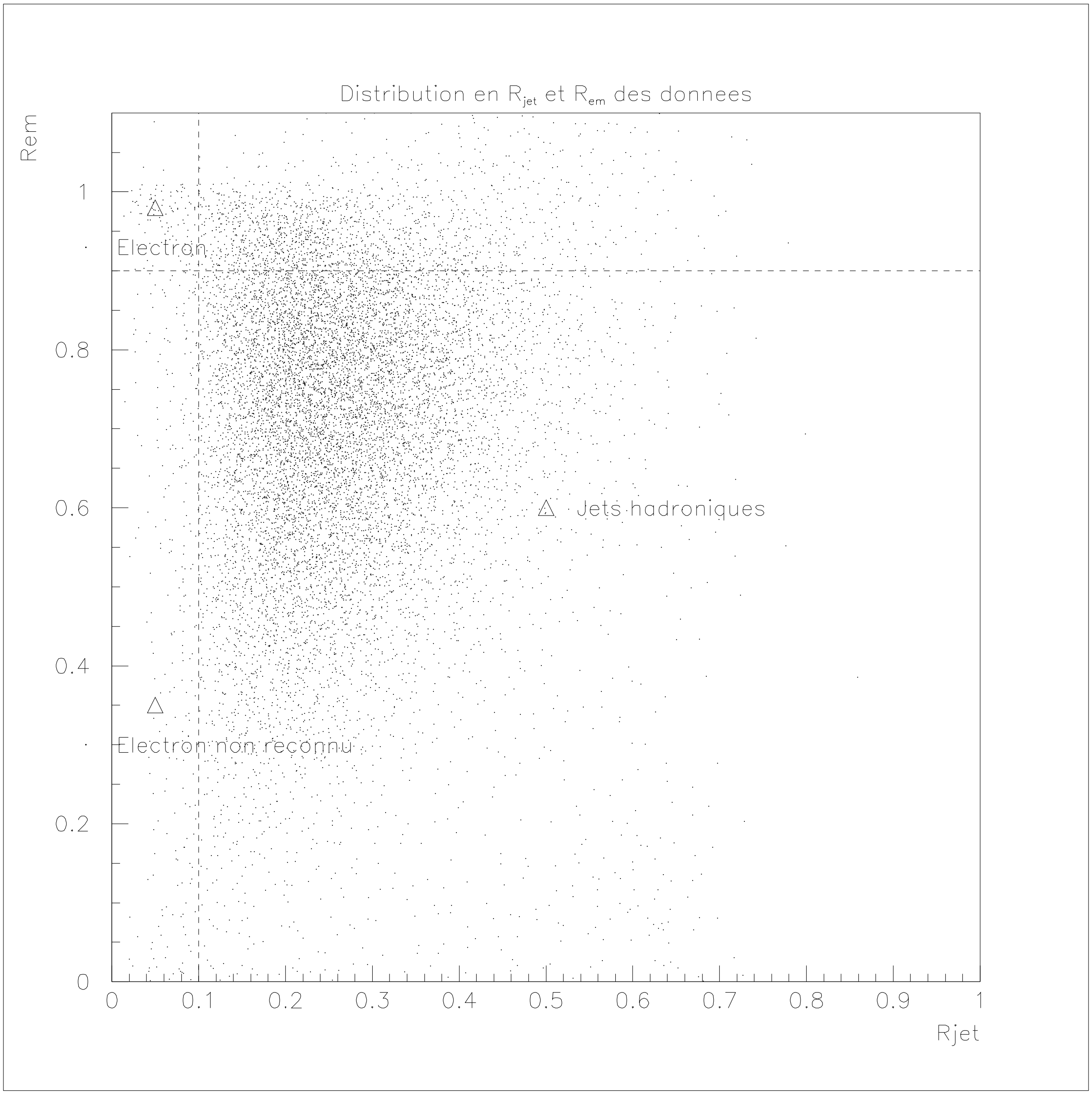


Figure 5.7: DISTRIBUTION EN R_{jet} ET R_{em} DES DONNÉES SÉLECTIONNÉES MJ.
Ces critères permettent de distinguer les dépots d'énergie laissé par un jet hadronique et un électron dans le calorimètre (sauf dans la zone supérieure droite).

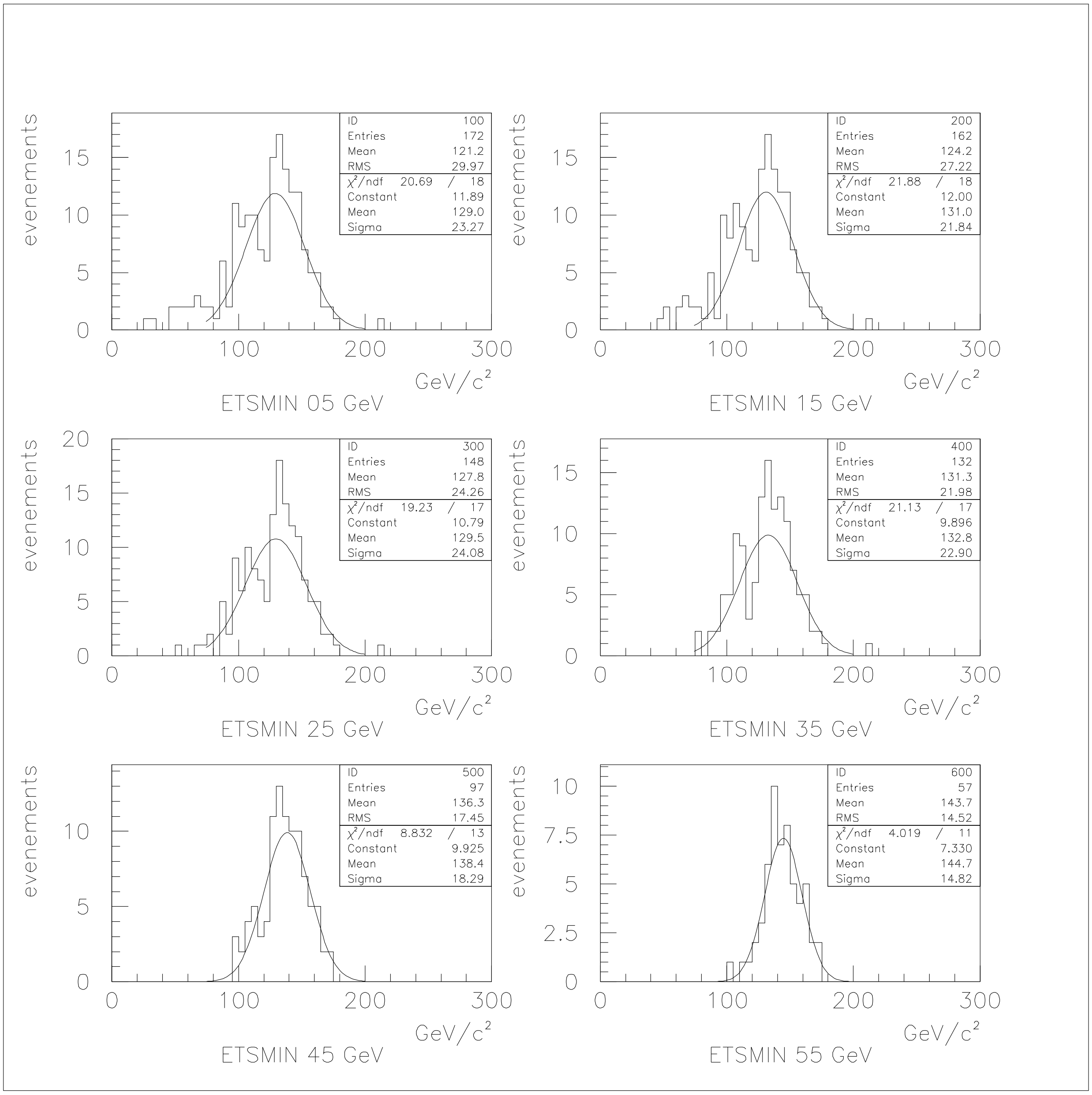


Figure 5.8: SPECTRE DE MASSE INVARIANTE DIJET POUR DIFFÉRENTES VALEURS DE ETSMIN. Le premier encadré donne le nombre d'entrée dans l'histogramme et le second des statistiques sur l'ajustement gaussien (moyenne et largeur)

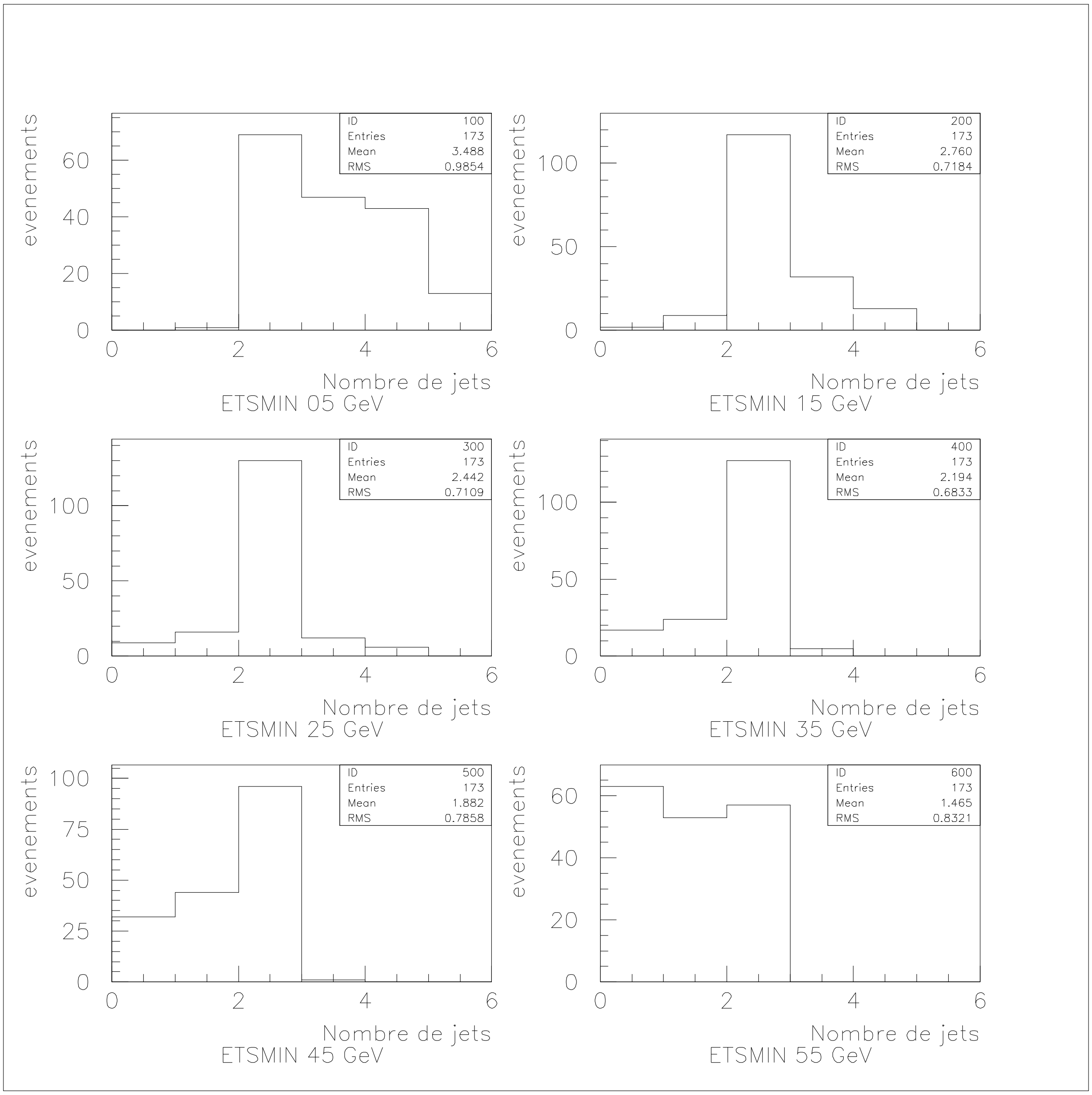


Figure 5.9: Distribution du nombre de jets trouvés pour différentes valeurs de ETSMIN.

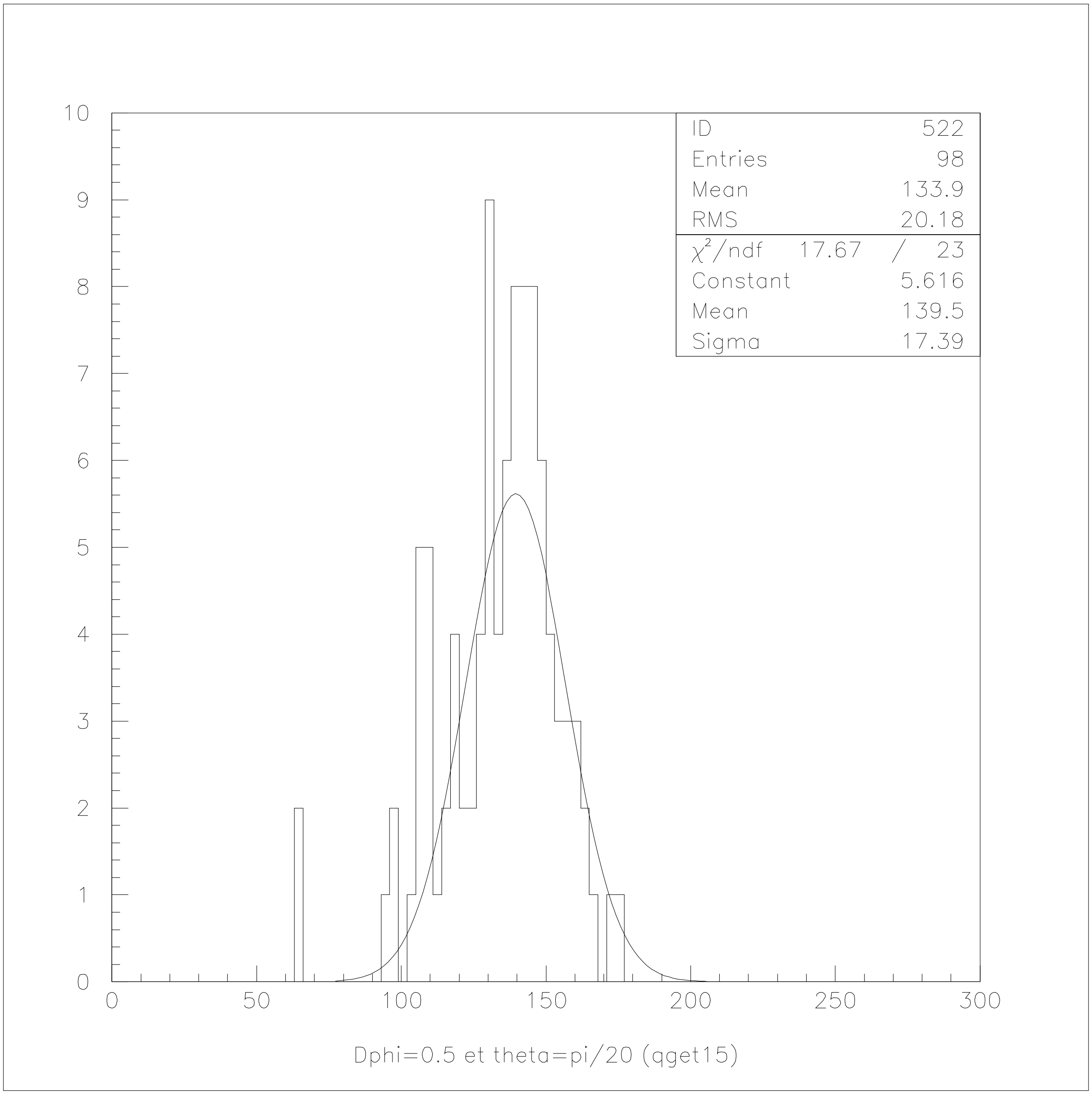


Figure 5.10: Signal final obtenu pour $\Delta\phi = 0.5$, $\theta_{min} = \pi/20$ et ETSMIN =15.

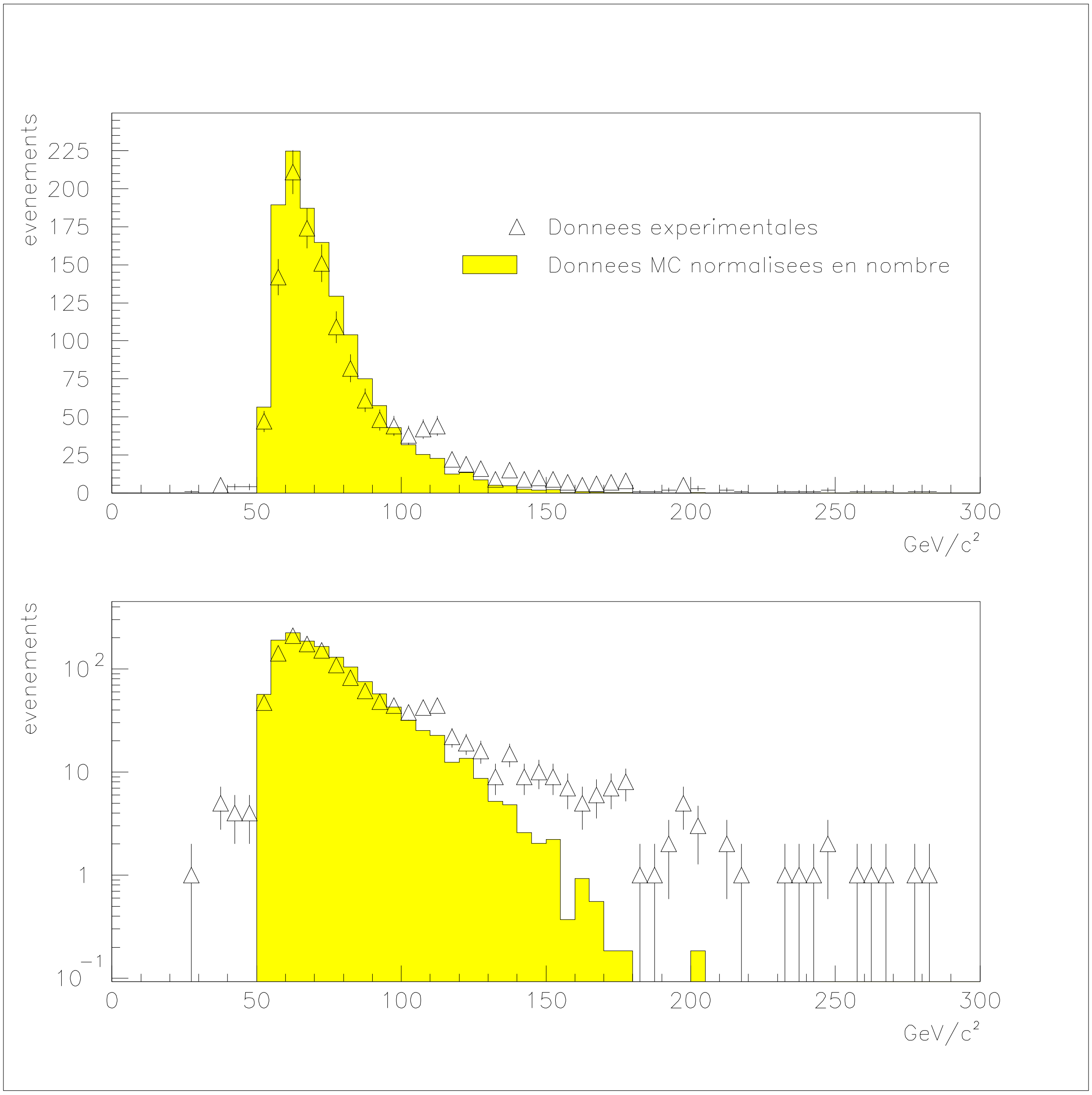


Figure 5.11: SUPERPOSITION DES SPECTRES EN MASSE DES DONNÉES ET DU MONTE-CARLO. Aucune coupure n'a été appliquée. Il existe trois zones où le Monte-Carlo et les données sont en désaccord.

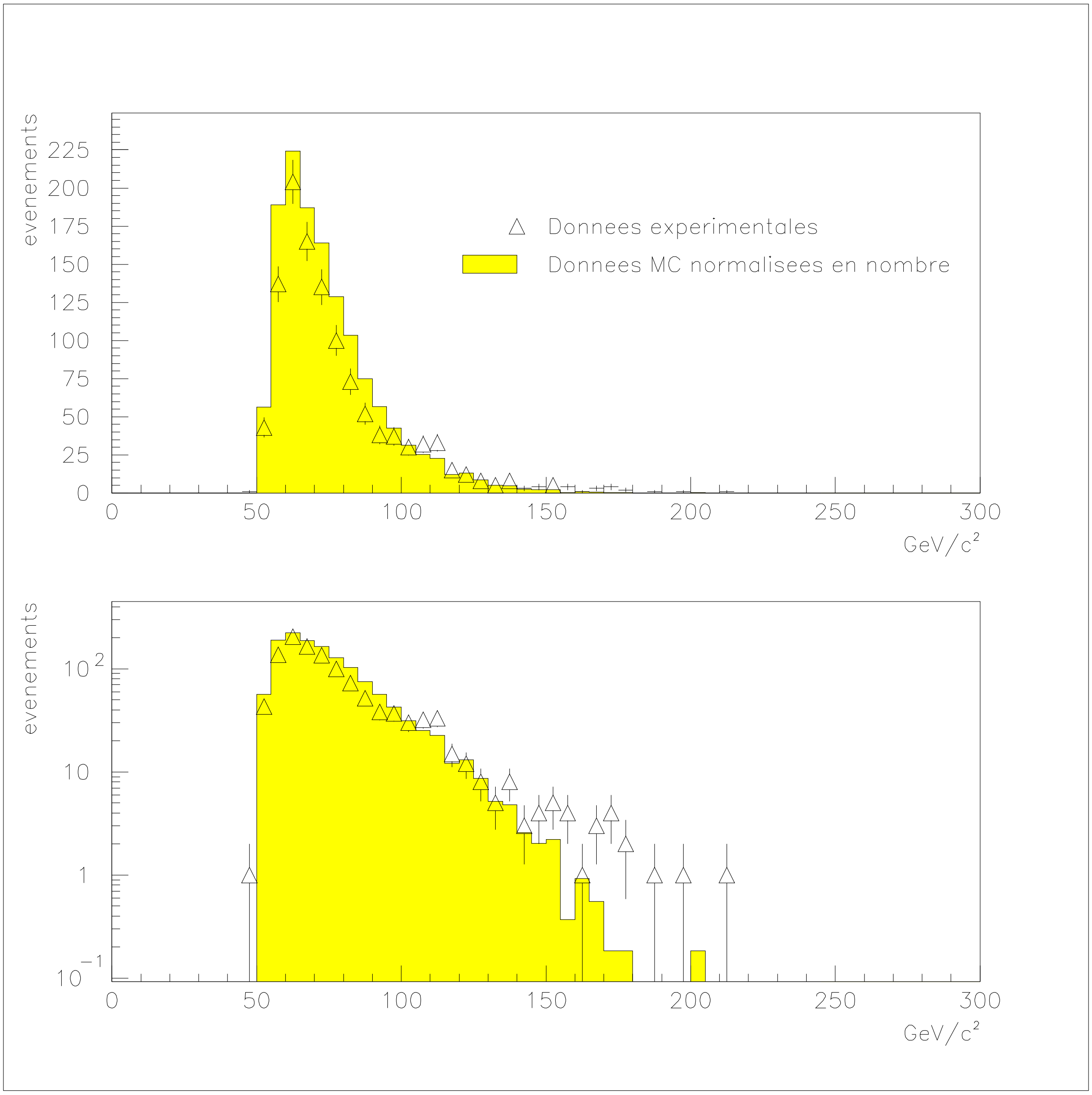


Figure 5.12: Spectre des données et du Monte-Carlo après élimination du bruit de fond non physique.

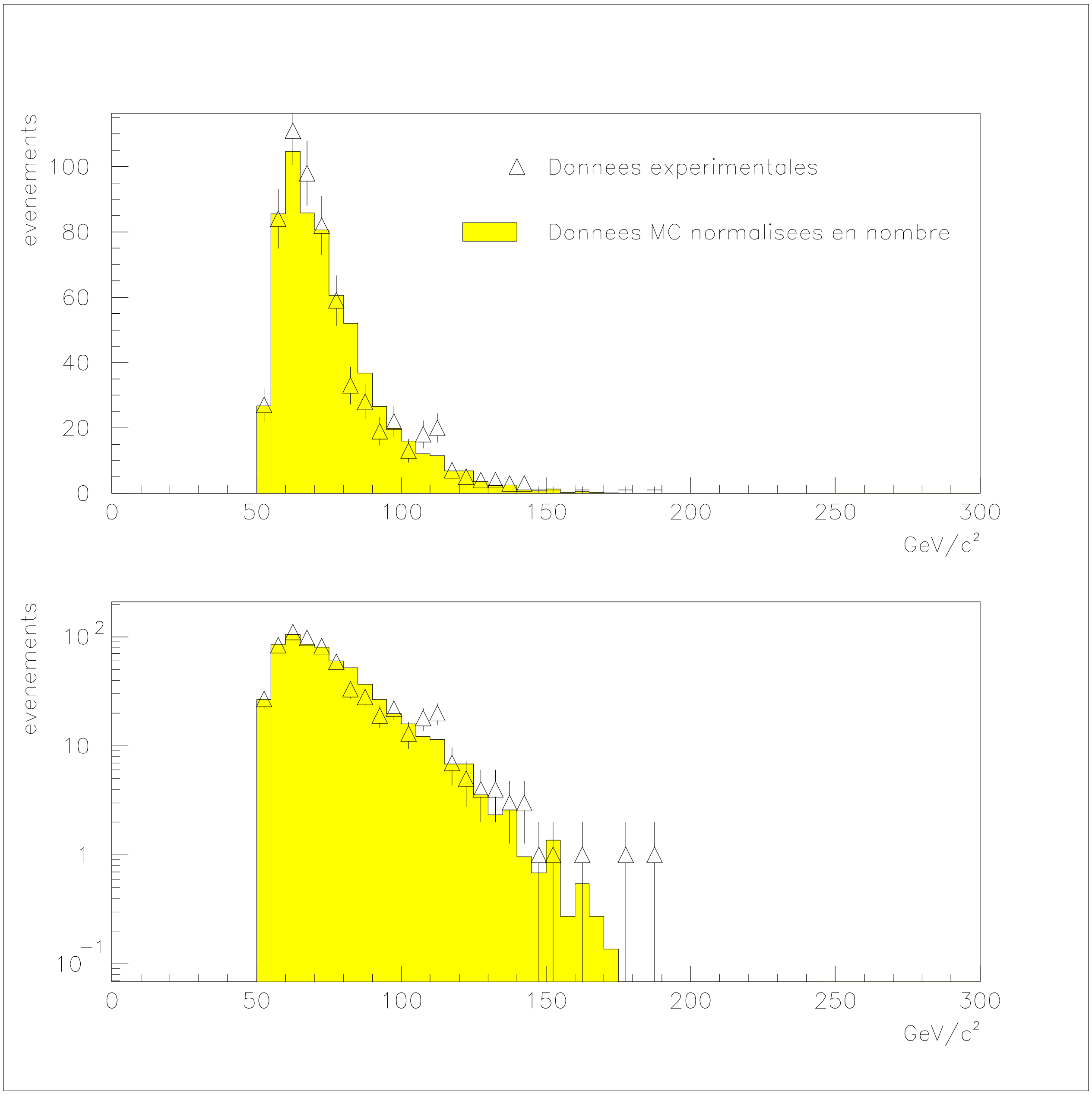


Figure 5.13: Spectre des données et du Monte-Carlo après élimination des courants neutres.

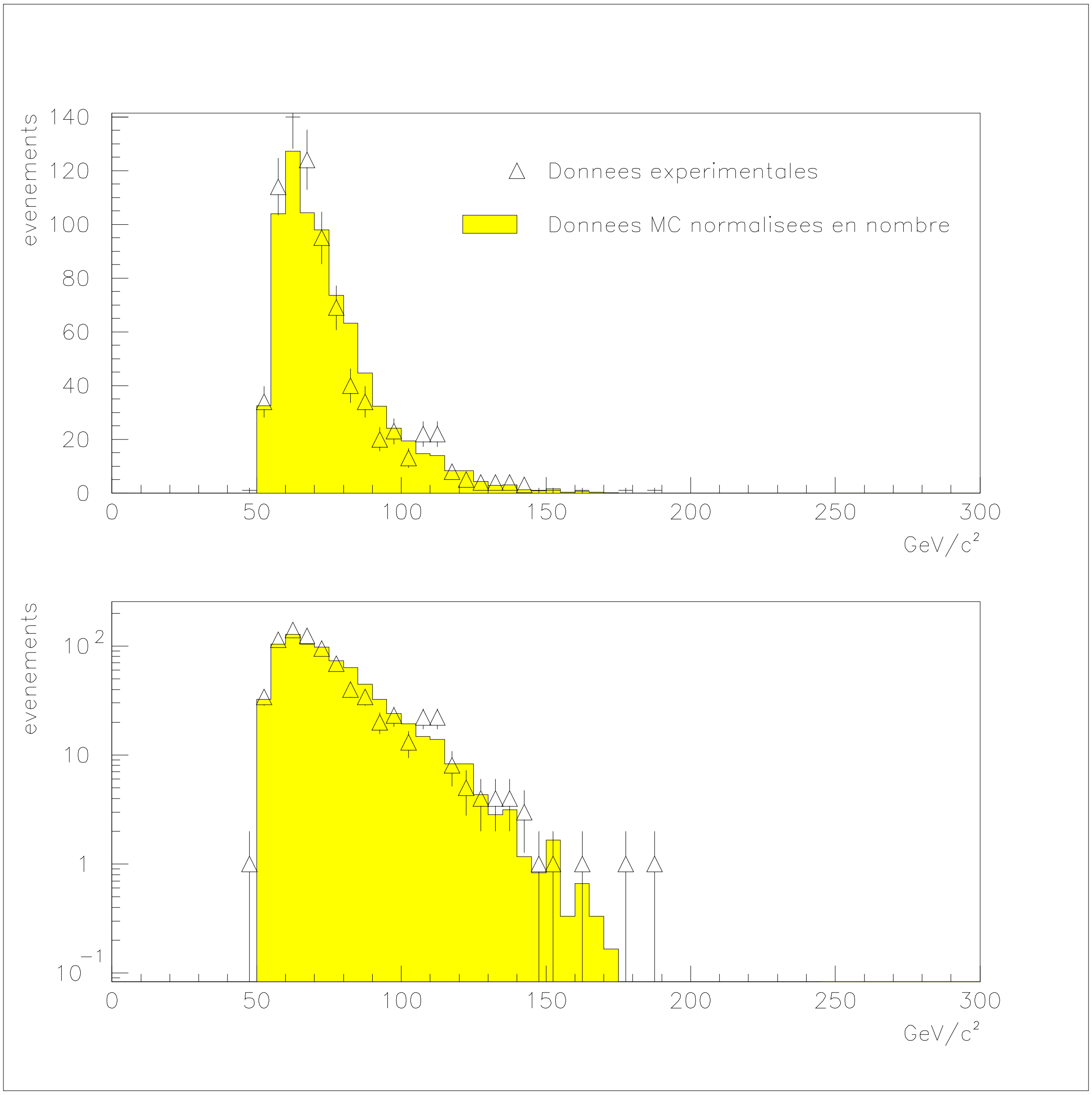


Figure 5.14: Spectre des données et du Monte-Carlo avec ETSMIN=25.

Annexe C : Listing des programmes

5.1 Routine d'analyse : INVMASS

```
+PATCH,//ANANTU/MAIN
+DECK,invmass.
*CMZ :          27/06/97  16.01.53  by  MCC
*-- Author :    MCC   06/06/97
************  Routine d'analyse de la masse des jets  ************************
      subroutine invmass(nneg)
c     ~~~~~~~~~~~~~~~~~~

      implicit none
c --

c Chargement des commons data9, stat9
+SEQ, data9.
+SEQ, stat9.


      integer indjet(5),nneg
      real pi,mass
c
c  initialisation
c
       pi=4*atan(1.)
c
c ------- pour remplir des histos il faut se remettre sur PAWC
c
        call hcdir('//PAWC',' ')

        nana = nana + 1

c Coupure des evenements 0 jet reconnu
      if(nmjetse.ge.1) then

c  On ordonne  les jets selon l'impulsion transverse decroissante
         call ptord(nmjetse,ptjete,indjet)

c  **************** Analyse brut des donnees ***************

c  Calcul de la masse des 2 premiers jets d'un evenement
         if (nmjetse.ge.2) then
           call mass_calc(nfile*1000+1,indjet,0.,0.,2,nneg,mass)
         endif
```

```
c Calcul de la masse si l'evenement comporte exactement 2 jets
        if (nmjetse.eq.2) then
          call mass_calc(nfile*1000+100,indjet,0.,0.,2,nneg,mass)
        endif


c ********** Analyse fine a l'aide de coupure ****************

c Coupure en theta et masse calculee sur 2 jets:
c   si l'evenement compte au moins 2 jets
       if(nmjetse.ge.2) then
c        - theta min = pi/10.
         call mass_calc(nfile*1000+10,indjet,pi/10.,0.,2,nneg,mass)
c        - theta min = pi/15
         call mass_calc(nfile*100+15,indjet,pi/15,0.,2,nneg,mass)
c        - theta min = pi/20.
         call mass_calc(nfile*100+20,indjet,pi/20.,0.,2,nneg,mass)
       endif

c   si l'evenement compte exactement 2 jets
       if(nmjetse.eq.2) then
c        - theta min = pi/10.
         call mass_calc(nfile*100+30,indjet,pi/10.,0.,2,nneg,mass)
c        - theta min = pi/15
         call mass_calc(nfile*100+35,indjet,pi/15,0.,2,nneg,mass)
c        - theta min = pi/20.
         call mass_calc(nfile*100+40,indjet,pi/20.,0.,2,nneg,mass)
c       endif

c Coupure des evenements 3 jets sauf radiatifs
c    pour Dphi=0.4
       call mass_phi(nneg,0.4,0.,0.,nfile)
c    pour Dphi=0.5
       call mass_phi(nneg,0.5,0.,0.,nfile+10)
c    pour Dphi=0.6
       call mass_phi(nneg,0.6,0.,0.,nfile+20)

c Superposition des coupures en theta, phi
c ETSMIN=15
       if (nfile.eq.2) then
         call mass_phi(nneg,0.5,pi/10.,0.,510)
         call mass_phi(nneg,0.5,pi/15,0.,515)
         call mass_phi(nneg,0.5,pi/20.,0.,520)
         call mass_phi(nneg,0.4,pi/20.,0.,204)
         call mass_phi(nneg,0.6,pi/20.,0.,206)
       endif
```

```
c Etsmin variant de 05 a 25
       call mass_phi(nneg,0.5,pi/20.,0.,520 + nfile)


c Superposition d'une coupure en Pt superieur a 25
       if (nfile.eq.2) then
         call mass_phi(nneg,0.5,pi/20.,25.,2515)
       endif

      endif

      END
```

5.2 Routine de détermination du nombre de jets à utiliser: MASSPHI

```
+PATCH,//ANANTU/MAIN
+DECK,mass_phi.
*CMZ :          08/07/97  14.11.13  by  MCC
*-- Author :    MCC   19/06/97
********** Determination du nombre de jets a utiliser  ************************
      subroutine mass_phi(nneg,dphi,themin,ptlim,nhis)
c     ~~~~~~~~~~~~~~~~~~
      implicit none
c --
+SEQ, data9.
+SEQ, stat9.

      integer indjet(5),nhis,nneg,cpt
      real dphi,themin,ptlim,mass,pi

c
c  initialisation
c
       pi=4*atan(1.)

c  Corps du programme

      if(nmjetse.ge.1) then
         call ptord(nmjetse,ptjete,indjet)
         if (nmjetse.eq.2) then
           call calc(nhis,indjet,themin,
     *                   ptlim,2,nneg,mass)
         else
           if (nmjetse.eq.3) then
             do cpt=1,3
               ijet=indjet(cpt)
               ph(cpt)=phijete(ijet)
             enddo
             if ( ( (abs( ph(2)-ph(1) ).le.dphi).
     *          or. (abs( ph(2)-ph(3) ).le.dphi) ).
     *          or. (abs( ph(1)-ph(3) ).le.dphi) ) then
               call calc(nhis,indjet,themin,
     *                       ptlim,3,nneg,mass)
             else
               if (((abs(ph(2)-ph(1)+2*pi).le.dphi).
     *          or.( abs(ph(2)-ph(3)+2*pi).le.dphi)).
     *          or.( abs(ph(1)-ph(3)+2*pi).le.dphi)) then
                 call calc(nhis,indjet,themin,
```

```
*                                ptlim,3,nneg,mass)
          endif
        endif
      endif
    endif

 endif

 END
```

5.3 Routine de calcul de la masse invariante des jets : CALC

```
+PATCH,//ANANTU/MAIN
+DECK,calc.
*CMZ :          23/07/97  15.31.32  by  MCC
*-- Author :    MCC   18/06/97
**********  Calcul de la masse des njet plus energetiques  ********************
      subroutine calc(nhis,indje,themin,ptlim
     *                    ,njet,nneg,mass)

      implicit none
c --
+SEQ, data9
+SEQ, stat9

      integer njet,indje(5),i,nneg,nhis
      real themin,ptlim,mass,mass2,wh,pi,sumee,sumpx,sumpy,sumpz
      real eeje(5),ptjet(5),pxje(5),pyje(5),pzje(5),th(5)
      logical coup

      wh=1.04
      pi=4*atan(1.)

c     Calcul des caracteristiques des n jets
           do i=1,njet
             ijet=indje(i)
c Correction a l'energie WH
             eeje(i)=eejete(ijet)*wh
             ptjet(i)=ptjete(ijet)*wh
             pxje(i)=eeje(i)*
     +           sin(thejete(ijet))*cos(phijete(ijet))
             pyje(i)=eeje(i)*
     +           sin(thejete(ijet))*sin(phijete(ijet))
             pzje(i)=eeje(i)*
     +           cos(thejete(ijet))
             th(i)=thejete(ijet)
           enddo

           sumee=0
           sumpx=0
           sumpy=0
           sumpz=0
           do i=1,njet
             sumee=sumee + eeje(i)
```

```
            sumpx=sumpx + pxje(i)
            sumpy=sumpy + pyje(i)
            sumpz=sumpz + pzje(i)
          enddo

c  Calcul de la masse invariante des n jets
          mass2 = sumee**2
     *            - sumpx**2 - sumpy**2 - sumpz**2

          coup=.true.

          if (mass2.lt.0.) then
            nneg = nneg + 1
            coup=.false.
          else
            mass = sqrt(mass2)
          endif


c  **************** Coupure ***************
c Coupure en Pt
            i=1
            do while ((coup).and.(i.le.njet))
              coup=(ptjet(i).ge.ptlim)
              i=i+1
            enddo

c Coupure en theta
            i=1
            do while ((coup).and.(i.le.njet))
              coup=(th(i).ge.themin)
              i=i+1
            enddo


c Remplissage de l'histo
            if (coup) then
                call hf1(nhis,,mass,1.)
            endif

      END
```