UNIVERSITE DE PROVENCE

Stage de Maîtrise de Physique 1999/2000

Nicolas BATTAGLINI

ETUDE DES ÉVÉNEMENTS À TROIS JETS A H.E.R.A.

RAPPORT DE STAGE
sous la direction de *Cristinel DIACONU*

Juin 2000

Centre de Physique des Particules de Marseille
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE

Table des matières

Introduction **4**

1 L'experience H1 **5**
- 1.1 Physique des interactions électron - proton 5
  - 1.1.1 Photoproduction 6
  - 1.1.2 Diffusion profondément inélastique (D.I.S.) 8
- 1.2 Accélération et Détection des particules 9
  - 1.2.1 Accélération des électrons et des protons 9
  - 1.2.2 Les sous–détecteurs de H1 9
- 1.3 Le système de déclenchement 12

2 Etude des événements rares à trois jets **13**
- 2.1 Introduction 13
- 2.2 Les variables physiques 13
  - 2.2.1 Signal et bruit de fond 13
  - 2.2.2 Sélection des variables Monte Carlo 14
- 2.3 Estimation Signal / Bruit 17
  - 2.3.1 Méthode du Maximum de Vraissemblance 17
  - 2.3.2 Projections, Transformations, Corrélations (P.T.C.) . . . 18

3 Quelques résultats **19**
- 3.1 Likelihood et variables indépendantes 19
- 3.2 Likelihood et variables corrélées 23

Introduction

L'expérience H1, sur le collisionneur électrons protons H.E.R.A. étudie la structure du proton et les phénomènes nouveaux qui pourraient résulter des collisions électron quark à très haute énergie.
Le groupe H1 du C.P.P.M. s'est spécialisé dans l'étude des processus rares à grande impulsion transverse, dans le cadre du modèle standard des particules élémentaires et au-delà.
Pendant ce stage, je me suis intéressé à l'étude des événements dans lesquels pourrait apparaître un quark TOP issu de la collision électron-proton, et qui se désintègre ensuite en trois jets de particules.

Le but de l'analyse est d'utiliser des lots de données simulées concernant le signal et le bruit de fond et de parvenir à isoler les événements intéressants du bruit à l'aide d'un estimateur statistique.
Après une présentation des processus physiques utiles à l'analyse ainsi qu'un descriptif du détecteur H1, sont regroupées les variables utilisées pour l'étude.
La méthode retenue pour estimer le signal et le bruit est ensuite décrite, suivie de quelques résultats portant sur l'efficacité de l'estimateur.

Chapitre 1

L'experience H1

1.1 Physique des interactions électron - proton

Je me contenterai dans cette partie de ne citer que les processus physiques étudiés avec H1 et qui concernent mon analyse des événements à trois jets.

Un *jet* est un paquet de particules issu d'une interaction et qui est émis dans un angle solide très restreint. A l'origine du jet, il y a une particule élémentaire avec des nombres quantiques de couleur non nuls (quark ou gluon).
Par exemple, à HERA, les interactions e-p peuvent donner naissance à une paire quark-antiquark (q - $\overline{q}$) dans le processus de photoproduction décrit plus bas.
Le quark et l'antiquark s'éloignent dans deux directions différentes. Leur énergie cinétique est transformée en énergie potentielle qui est portée par le champ de gluons confiné entre les deux quarks. Dans cette région de l'espace, la densité d'énergie est suffisamment grande pour que des paires q-$\overline{q}$ soient créées à partir du vide. Ces quarks et ces antiquarks, en se séparant, engendrent à leur tour de nouvelles paires jusqu'à ce que l'énergie disponible soit épuisée et que les quarks et antiquarks se combinent sous forme de *hadrons* (objets à 2 ou 3 quarks) : c'est le phénomène de *hadronisation* (voir [1]).
A la fin du processus, le quark et l'antiquark ont laissé place à deux gerbes de hadrons appelées *jets*.

Dans ce qui suit, nous allons décrire les processus standards à l'origine d'événements multijets à HERA.

1.1.1 Photoproduction

Il existe deux types d'interaction photon-proton :

▷ **photoproduction** *directe*
Un photon, émis par l'électron, interagit directement avec le proton.

▷ **photoproduction** *avec photon résolu*
Le photon, émis par l'électron, interagit par l'intermédiaire d'un méson vecteur. Lorsqu'un photon interagit par l'intermédiaire d'un méson vecteur, il est appelé photon résolu.

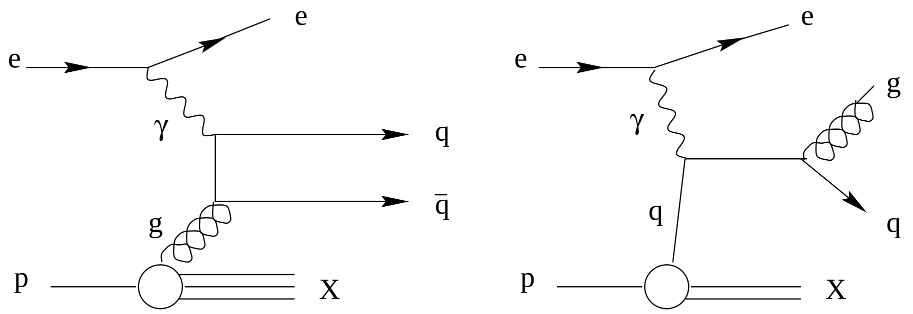


Figure 1.1: Photoproduction à photon résolu   Photoproduction directe.

Ces événements de photoproduction sont très semblables aux processus DIS à courant neutre (voir paragraphe 1.1.2), à la différence près que le photon échangé est quasi-réel, c'est à dire que sa masse virtuelle (carré de son quadrivecteur énergie-impulsion : q^2), est négative proche de 0 GeV^2.
Dans ce type d'événement, l'électron dévie très peu de sa trajectoire initiale ; il n'est pas détecté la plupart du temps.
On peut voir sur la figure 1.2 un événement de photoproduction à trois jets, à grande impulsion transverse.

Pour plus de détails sur la physique étudiée à HERA, voir [2] et [9].

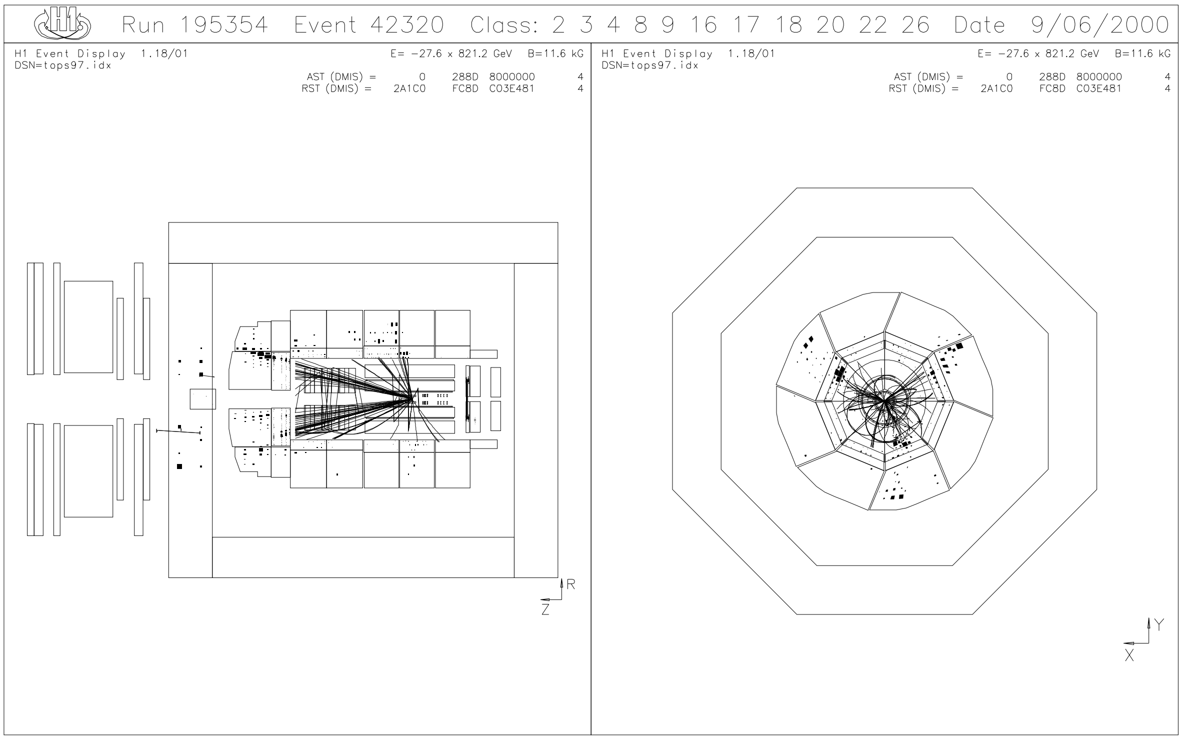


Figure 1.2: Evénement à 3 jets dans le détecteur H1. Les trois gerbes de particules issues du point d'interaction sont émises vers l'avant et sont déséquilibrées en impulsion transverse. Ici, $p_t^{jet1} = 46.7 GeV/c$, $p_t^{jet2} = 39.8 GeV/c$, $p_t^{jet3} = 36.5 GeV/c$.

1.1.2 Diffusion profondément inélastique (D.I.S.)

Les interactions DIS sont étudiées dans le cadre des grands transferts d'impulsion c'est à dire dans le domaine où l'échange de Z° et $W^{\pm}$ devient comparable à l'échange des photons. Elles sont de deux types :

▷ *courant neutre*
L'électron est diffusé à grand angle. Un ou plusieurs jets correspondant au quark diffusé lui sont opposés, par conservation de l'impulsion transverse totale.

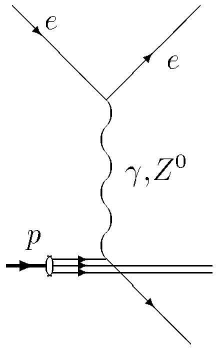


Figure 1.3: DIS Courant Neutre

▷ *courant chargé*
Seuls les jets correspondant au quark diffusé sont observables car le neutrino ne peut pas être détecté.

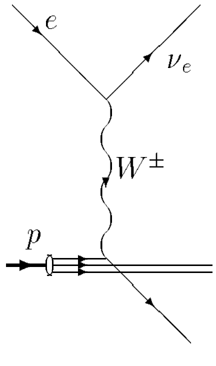


Figure 1.4: DIS Courant Chargé

1.2 Accélération et Détection des particules

Le but de l'expérience est d'analyser les interactions de diffusion profondément inélastiques à courant neutre ou chargé et à grand transfert d'impulsion.

1.2.1 Accélération des électrons et des protons

Les électrons ou les positrons (on utilisera indifféremment le terme *électron* pour la particule comme pour l'antiparticule) sont d'abord accélérés dans un *LINAC* (accélérateur linéaire) jusqu'à l'énergie de 12 GeV.
Les leptons se déplacent par paquets de 10^{10} particules. 210 paquets sont injectés dans *l'anneau de collision HERA* (de 6.3 km de circonférence), et sont accélérés au moyen de cavités radiofréquences jusqu'à 27.5 GeV.
Les protons sont accélérés en sens inverse dans un anneau parallèle à celui des électrons.
Le guidage des hadrons est effectué à l'aide d'aimants supraconducteurs qui produisent un champ magnétique $B = 4.5$T.
On dispose à HERA de 210 paquets de protons accélérés à 820 GeV.

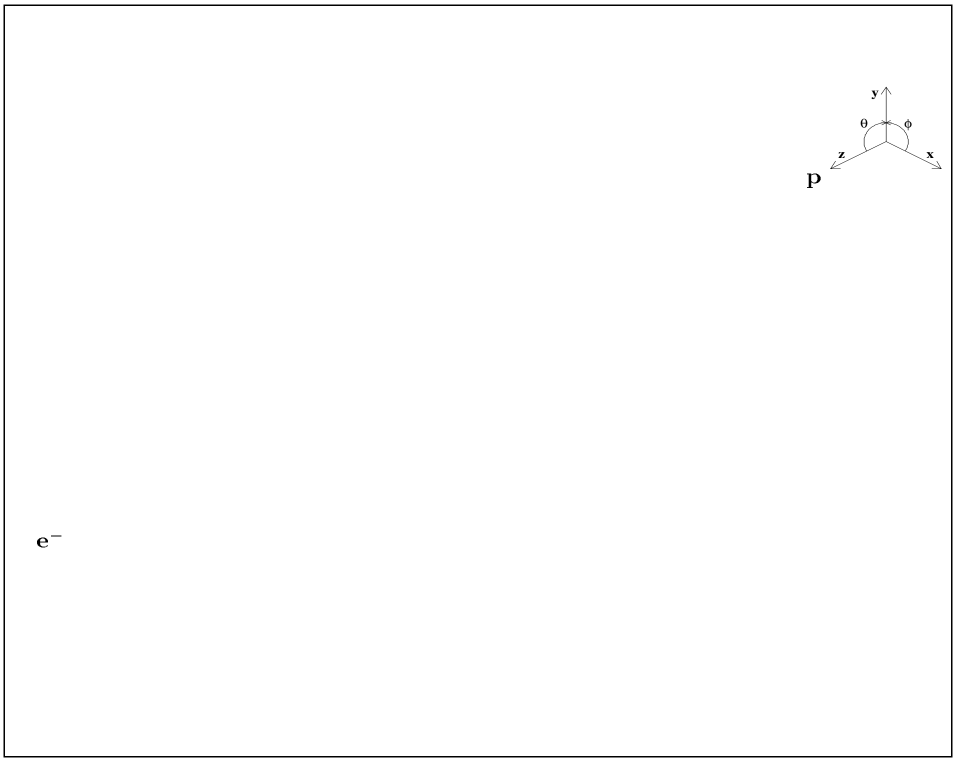
Les paquets d'électrons et de protons entrent en collision toutes les 96 ns à deux points de croisement de l'anneau de collision HERA, autour desquels se trouvent deux expériences : Z.E.U.S. et H1.

1.2.2 Les sous–détecteurs de H1

Rôle des principaux composants :

- Détecteurs de traces :
  identification du vertex de l'interaction.
  détermination de l'impulsion des particules de faible énergie.
- Calorimètre à argon liquide :
  mesure de l'énergie des particules issues de l'interaction.
- Bobine supraconductrice :
  mesure de l'énergie transverse et identification de la charge par courbure de la trajectoire.
- Détecteur de muons et calorimètre de fin de gerbe : mesure des gerbes hadroniques assez énergétiques pour traverser le calorimètre à argon liquide.
- Luminomètre et Scintillateurs :
  Détection des interactions éventuelles proton-tube à vide ou proton-gaz résiduel.

Descriptif:



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

Figure 1.5: Le Détecteur H1 en Coupe.

▷ Les détecteurs de traces

Ils sont de deux types :

- *rapides* : chambres proportionnelles à fils (CIP et COP):
  temps de réponse 75 ns ; d'où une identification rapide du type d'événement

et décision du système de déclenchement (voir paragraphe consacré).

- *lents*: chambres à dérive (CJC1, CJC2, CIZ, COZ)
  Elles servent à reconstruire précisément la trajectoire des particules, à mesurer l'impulsion grâce au rayon de courbure avec une précision de $\frac{\Delta P}{P} = 0.003P\ GeV$.
  Ces mesures permettent de déterminer précisément la position du vertex de l'interaction (à 300μm près), de déduire la perte d'énergie par unité de longueur, le $\frac{dE}{dx}$, et ainsi de pouvoir identifier les particules.

▷ Les calorimètres

Ils sont constitués d'une succession d'absorbeurs et de détecteurs.
Le calorimètre principal de H1 est le *calorimètre à argon liquide* (LAr) :
sa couverture dans l'angle solide $\Omega = 4\pi$ est $4° \leq \theta \leq 153°$ et $0° \leq \phi \leq 180°$.
Sa fine granularité et sa grande stabilité en temps lui permettent de mesurer les flux d'énergie de façon homogène et précise.
Il est constitué de huit roues divisées en huit octants identiques. On peut distinguer deux parties :

- *électromagnétique*
  en plomb, qui sert de déclencheur de cascade, et entrecoupé de zones contenant de l'argon liquide, qui est utilisé pour détecter le $\frac{dE}{dx}$.
- *hadronique*
  avec alternance d'acier et d'argon.

Les charges issues de la cascade électromagnétique ou hadronique sont collectées dans l'argon liquide, ce qui génère un signal d'ionisation triangulaire avec un temps caractéristique de 500 ns.
Deux signaux sont extraits :
un signal *calorimétrique* qui donne une mesure précise de l'énergie,
un signal *déclenchement* qui donne une mesure grossière de l'énergie en un temps très bref.

Le LAr est la principale composante de H1 pour la mesure des jets hadroniques et des électrons. La résolution pour la mesure de l'énergie est de $\frac{50\%}{\sqrt{E}}$ pour la section hadronique et $\frac{18\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie électromagnétique.

D'autres calorimètres (PLUG, BEMC, SPACAL) sont situés dans les *bouchons* à l'avant et à l'arrière du détecteur et servent à fermer l'angle solide.

▷ Le fer instrumenté

Il sert de retour aux lignes de champ de la bobine ainsi qu'à la détection des

muons et fins de gerbes hadroniques.
Sa stucture octogonale entoure tout le détecteur.
Ses plaques en acier, équipées de tubes à streamer à réponse linéaire, permettent également une réjection efficace du bruit de fond dû aux muons cosmiques.

▷ **Les spectromètres à muons**
Situés tout à l'avant de H1, ils sont constitués de chambres à dérive permettant une détection des muons d'impulsion comprise entre 5 GeV et 200 GeV et situés entre $\theta = 3°$ et $\theta = 17°$.

Pour plus de détails sur les sous-détecteurs de H1, se référer à [3].

1.3 Le système de déclenchement

Les événements se succèdent toutes les 96 ns, soit à la fréquence de 10.4 MHz.
La lecture des événements et leur reconstruction prend 200 ms.
Il est donc impossible de reconstruire toutes les interactions provoquant un signal dans le détecteur.
D'où la nécessité d'un système de lecture rapide des détecteurs pour identifier les interactions intéressantes et enregistrer les données correspondantes.
Le déclenchement se fait sur plusieurs niveaux :

- niveau L1 :
  distinguer les interactions e-p du bruit de fond sans produire de temps mort (i.e. lire tous les événements).
  On se limite à la lecture des détecteurs les plus rapides (CIP, COP, LAr).
  La comparaison de tous les signaux provenant d'un même croisement de faisceaux nécessite la définition d'un instant origine $t_\circ$ par sous détecteur ainsi qu'un stockage de l'information en attendant la décision.

- niveaux L2 et L3 :
  rejeter le plus tôt possible un événement inintéressant.

- niveaux L4 et L5 :
  algorithmes rapides de reconstruction sur les données complètes et classification des processus.

Pour plus de détails sur le système de déclenchement et la sélection des événements intéressants, se référer à [3].

L'efficacité de déclenchement sur des événements contenant trois jets à grande impulsion transverse p_t (i.e. $p_t^{jet1} > 25\ GeV/c$; $p_t^{jet2} > 15\ GeV/c$; $p_t^{jet3} > 10\ GeV/c$) est supérieure à 99 %.

Chapitre 2

Etude des événements rares à trois jets

2.1 Introduction

A HERA, des événements avec des leptons isolés et de l'impulsion transverse manquante ont été observés récemment. L'explication la plus plausible de ces événements est la production du boson de jauge W qui se désintègre par la suite en un lepton isolé et un neutrino qui n'est pas détecté. La comparaison avec les prédictions du modèle standard de ces événements est présentée figure 2.1, montrant l'impulsion transverse du jet en fonction de la masse transverse du système lepton-neutino. Trois événements avec muon sont atypiques car l'impulsion transverse du jet accompagnant le W est très importante par rapport aux prévisions du modèle standard (voir [8]).
On émet l'hypothèse que ces événements proviennent de la désintégration d'un quark top en quark b (qui donne un jet à grand p_t) et boson de jauge W ; le W se désintègrant à son tour en lepton et neutrino.
Si ce canal existe, alors il doit exister également un canal dans lequel le W donne naissance à deux jets, produisant des événements à trois jets.
Ces événements à trois jets doivent être très rares, il est nécessaire de les séparer efficacement du bruit de fond (i.e. photoproduction et DIS-NC).

2.2 Les variables physiques

2.2.1 Signal et bruit de fond

J'ai étudié des données issues d'une simulation Monte Carlo.
Les données sont contenues dans un *n-uplet*, c'est à dire un tableau contenant pour chaque événement la valeur de plusieurs variables caractéristiques des trois jets comme l'énergie, l'impulsion transverse, les angles d'émission des jets dans le détecteur, leur taille, etc.
J'ai utilisé un n-uplet qui contient la simulation des événements pour lesquels

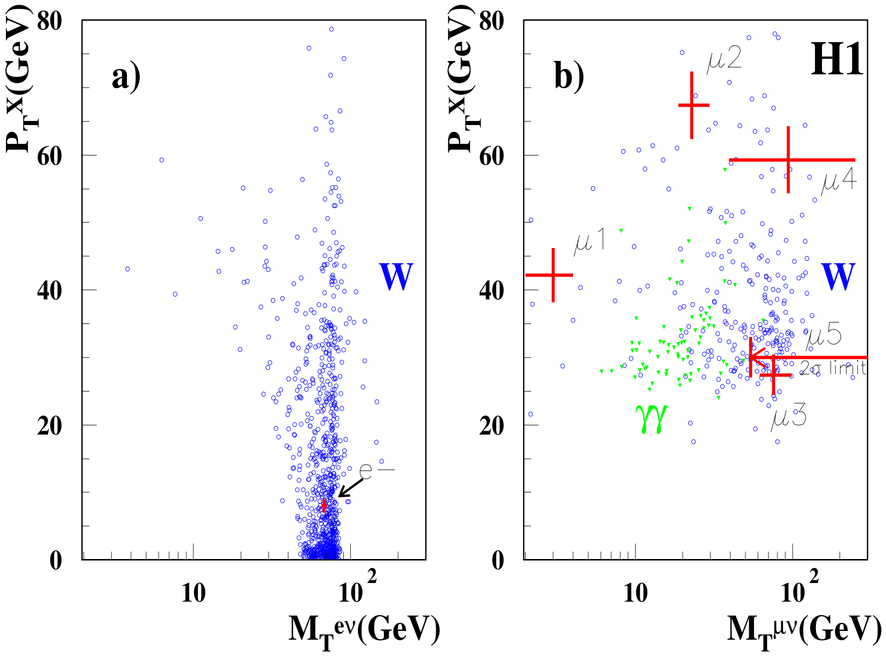


Figure 2.1: Impulsion transverse du jet en fonction de la masse transverse du système lepton neutrino dans les événements avec des leptons isolés. L'électron ainsi que les muons 3 et 5 sont en accord avec les prédictions du modèle standard. Les muons 1, 2, 4 sont atypiques.

le quark top se désintègre en trois jets. Ces données constituent le *signal*. Dans l'expérience le *bruit de fond* provient essentiellement de la photoproduction. J'ai donc utilisé un n-uplet contenant un grand nombre d'événements de photoproduction.

2.2.2 Sélection des variables Monte Carlo

Les variables utilisées pour l'analyse seront :

- Impulsion transverse : p_t.
- $E - p_z = \sum_{i=1}^{Nc} (E_i - p_{z_i})$
  où E_i est l'énergie déposée dans la cellule numéro i du LAr,
  p_z est la composante z de l'impulsion : $p_z = \sum E_i \cos\theta_i$,
  et Nc est le nombre de cellules atteintes.
- Energie transverse totale : E_T^{tot}.

- Impulsion transverse manquante : p_t^{miss}.
- Taille des jets : R_{jet}
  On définit la taille des jets par :

  $$R_{jet} = \frac{\sum_{i=1}^{Nc} E_i \ \delta_i^{jet}}{\sum_{i=1}^{Nc} E_i}$$

  où E_i est l'énergie déposée par le jet dans la cellule numéro i du LAr, et δ_i^{jet} est la "distance" cartésienne dans le plan *pseudorapidité-azimuth* (η, ϕ) par rapport à l'axe du jet :

  $$\delta_i^{jet} = \sqrt{(\Delta\phi)^2 \ + \ (\Delta\eta)^2} \ .$$

- Pseudorapidité : $\eta = -\log(tan(\theta/2))$
- Masses invariantes reconstruites à deux et trois jets : m. La masse invariante se calcule à partir de l'expression relativiste :

  $E^2 = \vec{p}^{\,2} \ \mathrm{c}^2 + \mathrm{m}^2 \ \mathrm{c}^4$ soit: $m = (E^2 - \ \vec{p}^{\,2})^{1/2}$ avec : E, l'énergie ; $\vec{p}$, l'impulsion ; m, la masse ; et en posant $c = 1$.

  Avec le repère utilisé à H1 (voir figure 1.5), on a : $p_x = p_t \cos\phi$; $p_y = p_t \sin\phi$; $p_z = p_t \frac{\cos\theta}{\sin\phi}$.

  La masse invariante à trois jets s'exprime alors par :
  $m_{1,2,3} = [(E_1 + E_2 + E_3)^2$
  $- (p_{x_1} + p_{x_2} + p_{x_3})^2 - (p_{y_1} + p_{y_2} + p_{y_3})^2 - (p_{z_1} + p_{z_2} + p_{z_3})^2 \ ]^{1/2}$.

On peut ainsi stocker toutes les variables dans des histogrammes en superposant dans chaque cas le sigal et le bruit de fond.
On obtient les probabilités du signal et du bruit que l'on peut alors aisément comparer comme le montre la figure 2.2 où le signal (M.C. top) et le bruit (photoproduction) sont comparés (les histogrammes sont normalisés à leur surface).
Il est à noter que la construction de ces probabilités se fait en exigeant les coupures suivantes sur les données Monte Carlo :

- nombre de jets supérieur à trois,
- $p_t^{jet1} > 25 \ GeV/c$,
- $p_t^{jet2} > 15 \ GeV/c$,
- $p_t^{jet3} > 10 \ GeV/c$.

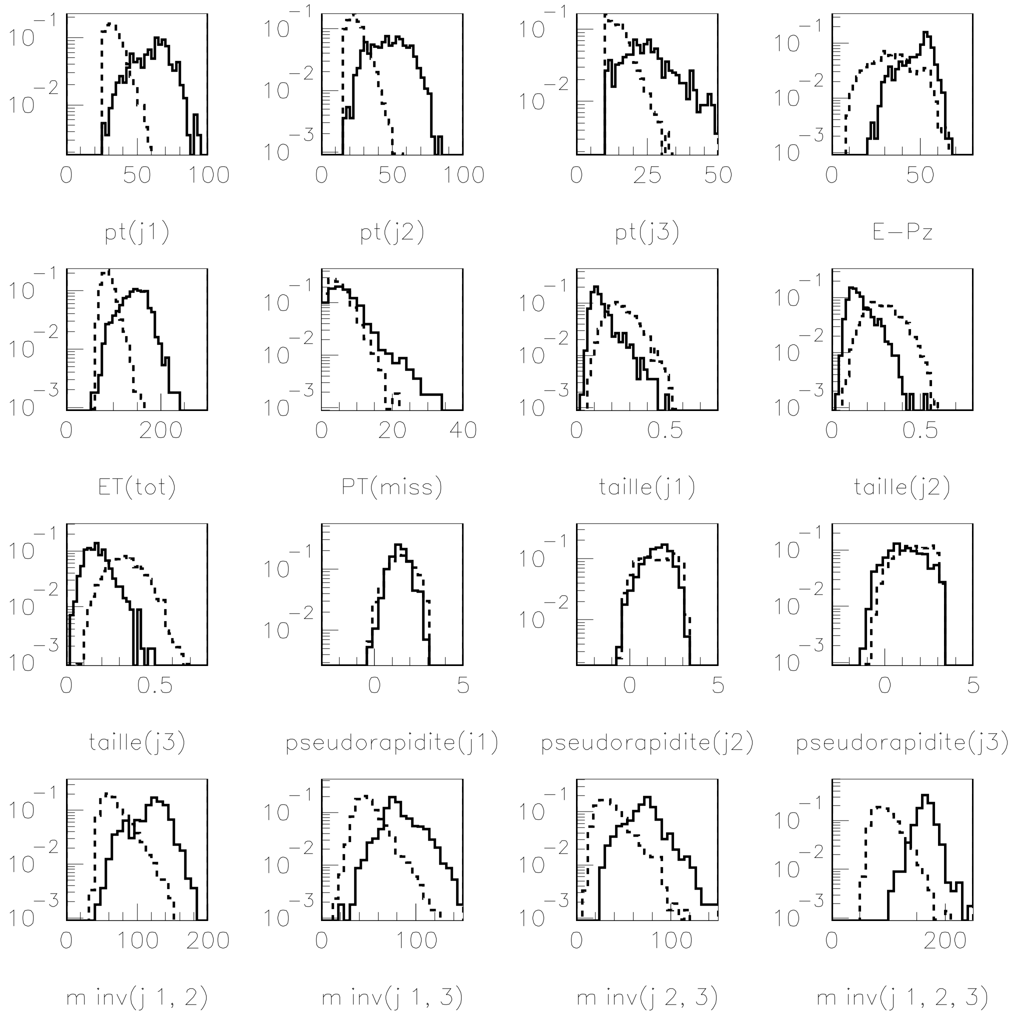


Figure 2.2: variables Monte Carlo - le *top* est en trait continu, et la *photoproduction* est en trait pointillé.

2.3 Estimation Signal / Bruit

On recherche un estimateur capable de fournir la probabilité pour qu'un événement quelconque soit du signal ou du bruit de fond.

2.3.1 Méthode du Maximum de Vraissemblance

On considère deux signaux :

- la physique $p(x_i)$,
- le bruit de fond $b(x_i)$.

L'estimateur de vraissemblance appelé **LIKELIHOOD** s'exprime par :

$$L(x) = \frac{\mathcal{P}_{signal}}{\mathcal{P}_{signal} + \mathcal{P}_{bruit}}$$

où $\mathcal{P}$ est une probabilité, et vaut:

- **1** pour la physique,
- **0** pour le bruit de fond.

Dans un premier temps, on considère toutes les variables indépendantes.
La probabilité du signal ou du bruit s'exprime alors par :

$$\mathcal{P} = P(x_1, x_2, x_3, ...) = p(x_1)\ p(x_2)\ p(x_3)\ ...$$

L'estimateur Likelihood devient :

$$L(x) = \frac{\prod \frac{p_i(x_i)}{b_i(x_i)}}{1 + \prod \frac{p_i(x_i)}{b_i(x_i)}}$$

Pour de plus amples détails sur la construction de la distribution théorique *Likelihood*, voir [4] et [5].

Dans mon analyse, les différentes variables considérées sont fortement corrélées.
Il faut donc tenir compte de ces corrélations dans le calcul des probabilités du signal et du bruit intervenant dans le Likelihood.

2.3.2 Projections, Transformations, Corrélations (P.T.C.)

Cette méthode, visant à tenir compte des corrélations entre les variables est basée sur l'utilisation d'une distribution de probabilité gaussienne de dimension n , centrée à l'origine, décrite par une matrice de covariance V de dimension $n \times n$ et exprimée par :

$$G(y) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} \sqrt{det(V)}} \ \exp(-\frac{1}{2}\ y\ ^{T} V^{-1}\ y)$$

La méthode PTC utilise les paramètres transformés, $y_i(x_i)$, des variables d'entrée x_i, de telle sorte à ce que les distributions individuelles y_i soient également gaussiennes.
En conséquence, la distribution de dimension n de y peut être correctement approchée par la distribution $G(y)$.

La fonction monotone, $y(x)$, qui transforme une variable x de fonction de distribution $p(x)$ en variable y qui suit une loi gaussienne de moyenne *nulle* et de variance *1* est :

$$y(x) = \sqrt{2}\ erf^{-1}(2F(x)\ -\ 1)$$

avec $F(x)$, la distribution cumulée de x :

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

et erf^{-1} est l'inverse de la fonction *erreur*: $erf(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\ \int_0^x e^{-z^2}\ dz$.
La distribution de dimension n pour y n'est pas nécessairement une distribution gaussienne de dimension n .
Cependant, dans l'approximation PTC, la densité de probabilité pour y est considérée comme étant la gaussienne $G(y)$.
Les détails de la transformation mathématique sont donnés dans [6] et [7].

En termes des variables d'entrée x, la densité de probabilité pour le signal et le bruit sera approchée par :

$$\mathcal{P} = \frac{1}{\sqrt{det(V)}}\ \exp(-\frac{1}{2}\ y\ ^{T}(V^{-1} - I)\ y)\ \prod_i p_i(x_i)$$

avec V, matrice de covariance pour y,
I, matrice identité,
p_i, projection de la fonction sur l'axe x_i.

Chapitre 3

Quelques résultats

3.1 Likelihood et variables indépendantes

J'ai testé l'algorithme de Likelihood, variables physiques indépendantes, sur deux n-uplets, l'un contenant une simulation du top, et l'autre une simulation de photoproduction.
J'ai obtenu la distribution de Likelihood donnée figure 3.1.

Pour éliminer efficacement le bruit de fond, on procède par coupure.
On définit alors l'efficacité ϵ de l'estimateur :

$$\epsilon = \frac{N_{coupure}}{N_{total}}$$

Je ne retiens que les événements qui donnent par *vraissemblance maximum* une probabilité supérieure à 0.5; ce qui a pour conséquence de réduire également le nombre d'événements top.
Les réductions respectives du signal et du bruit, c'est à dire les efficacités, pour les coupures sur les vraissemblances demandées à 0.5 et 0.9 sont données ci dessous :

Tableau 3.1: Coupures sur la vraissemblance des variables physiques.

vraissemblance 0.5	signal restant	93.2 %
vraissemblance 0.5	bruit restant	4.1 %
vraissemblance 0.9	signal restant	91.3 %
vraissemblance 0.9	bruit restant	2.5 %

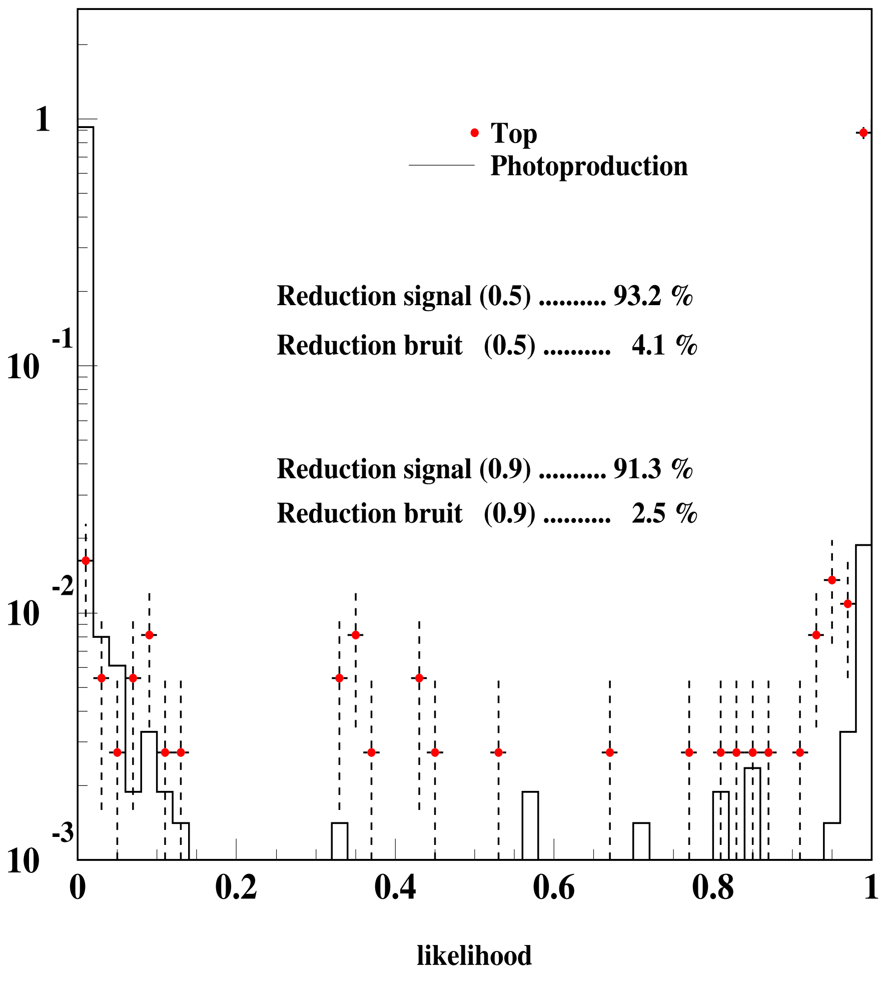


Figure 3.1: Estimateur Likelihood (variables physiques indépendantes).

Remarque :

afin d'optimiser l'efficacité de l'estimateur Likelihood, j'ai procédé à une transformation des variables physiques sur l'intervalle [0,1].
On obtient alors la figure 3.2.
Au niveau de la coupure à 0.9, l'efficacité de l'estimateur est nettement améliorée comme le montrent les résultats de la table 3.2.

Tableau 3.2: Coupures sur la vraissemblance des variables sur [0,1].

vraissemblance 0.5	signal restant	97.0 %
vraissemblance 0.5	bruit restant	6.5 %
vraissemblance 0.9	signal restant	83.5 %
vraissemblance 0.9	bruit restant	0.7 %

Cependant, cet estimateur peut être rendu encore plus efficace si l'on considère les corrélations entre les variables.

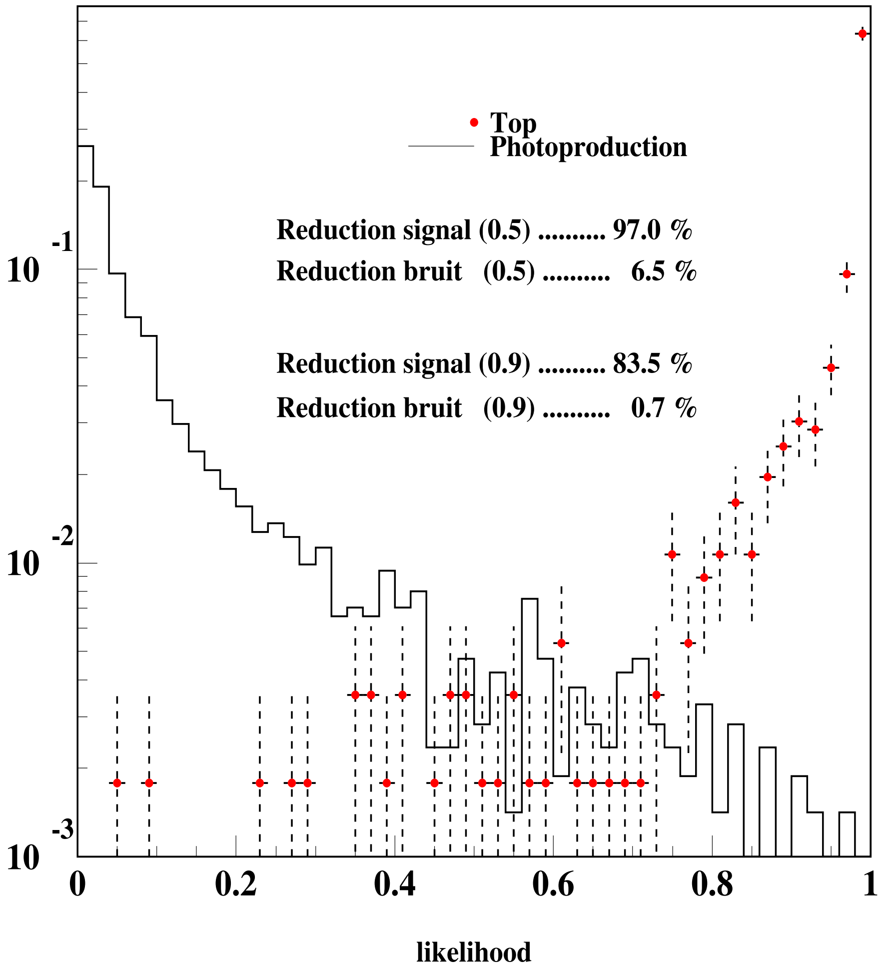


Figure 3.2: Likelihood décorrélé appliqué aux variables transformées sur [0,1].

3.2 Likelihood et variables corrélées

Lorsqu'on calcule la distribution cumulée des variables x,

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

on utilise pour x_i les histogrammes normalisés à leur surface.
Donc, la partie $\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x')\ dx'$ est égale à la surface de l'histogramme, c'est à dire *1*.

Les coefficients V_{ij} de la matrice des covariances s'expriment par :

$$V_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} (y_{i_k} - \mu_{y_i})(y_{j_k} - \mu_{y_j})$$

avec :

- N: le nombre de mesures
- $y_i,\ y_j$: les variables gaussiennes corrélées, transformées des variables physiques $x_i,\ x_j$
- μ_y : la moyenne de y

Dans le cas présent, les variables y sont centrées et de variance *1*. L'expression se simplifie alors à :

$$V_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} (y_{i_k})(y_{j_k})$$

Les valeurs des coefficients diagonaux (i.e. les variances $V_{ii} = \frac{1}{N} \sum y_i^2$) sont donc toutes égales à *1*.
De plus, $V_{ij} = V_{ji}$; la matrice des corrélations est symétrique.

Pour réaliser cete étude, j'ai utilisé un nouveau lot de variables transformées sur [0,1] : les impulsions transverses, les énergies et les tailles des trois jets, ainsi que la pseudorapidité du premier jet.
Ces variables sont représentées figure 3.3.

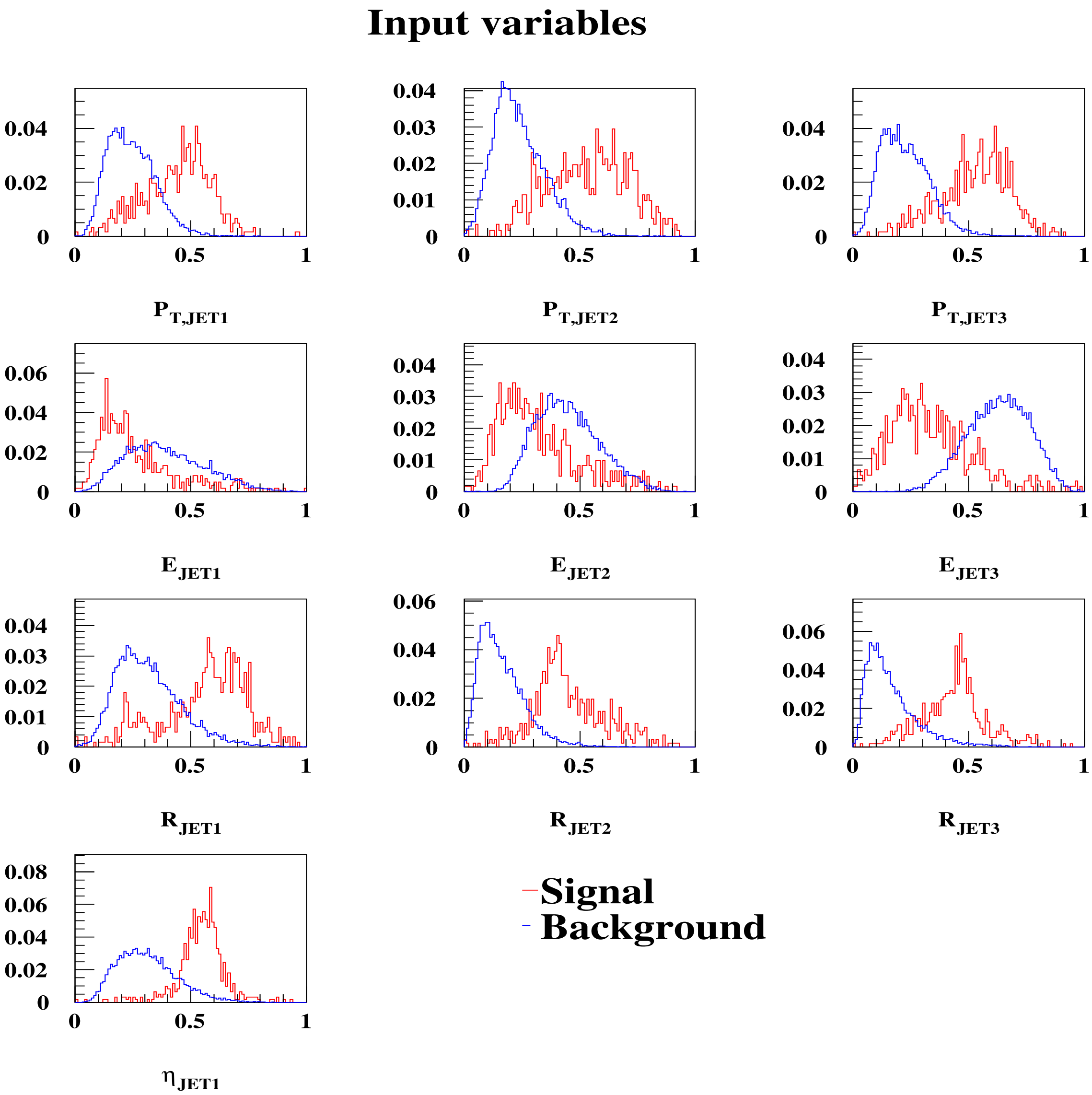


Figure 3.3: Variables sur [0,1] entrées dans le Likelihood tenant compte des corrélations.

En appliquant à ces variables les transformations et les algorithmes relatifs au Likelihood corrélé, on obtient la figure 3.4.

L'efficacité de l'estimateur de vraissemblance atteint alors sa valeur optimale (voir table 3.3).

Tableau 3.3: Coupures sur la vraissemblance des variables corrélées.

vraissemblance 0.5	signal restant	96.7 %
vraissemblance 0.5	bruit restant	0.4 %
vraissemblance 0.9	signal restant	94.8 %
vraissemblance 0.9	bruit restant	0.1 %

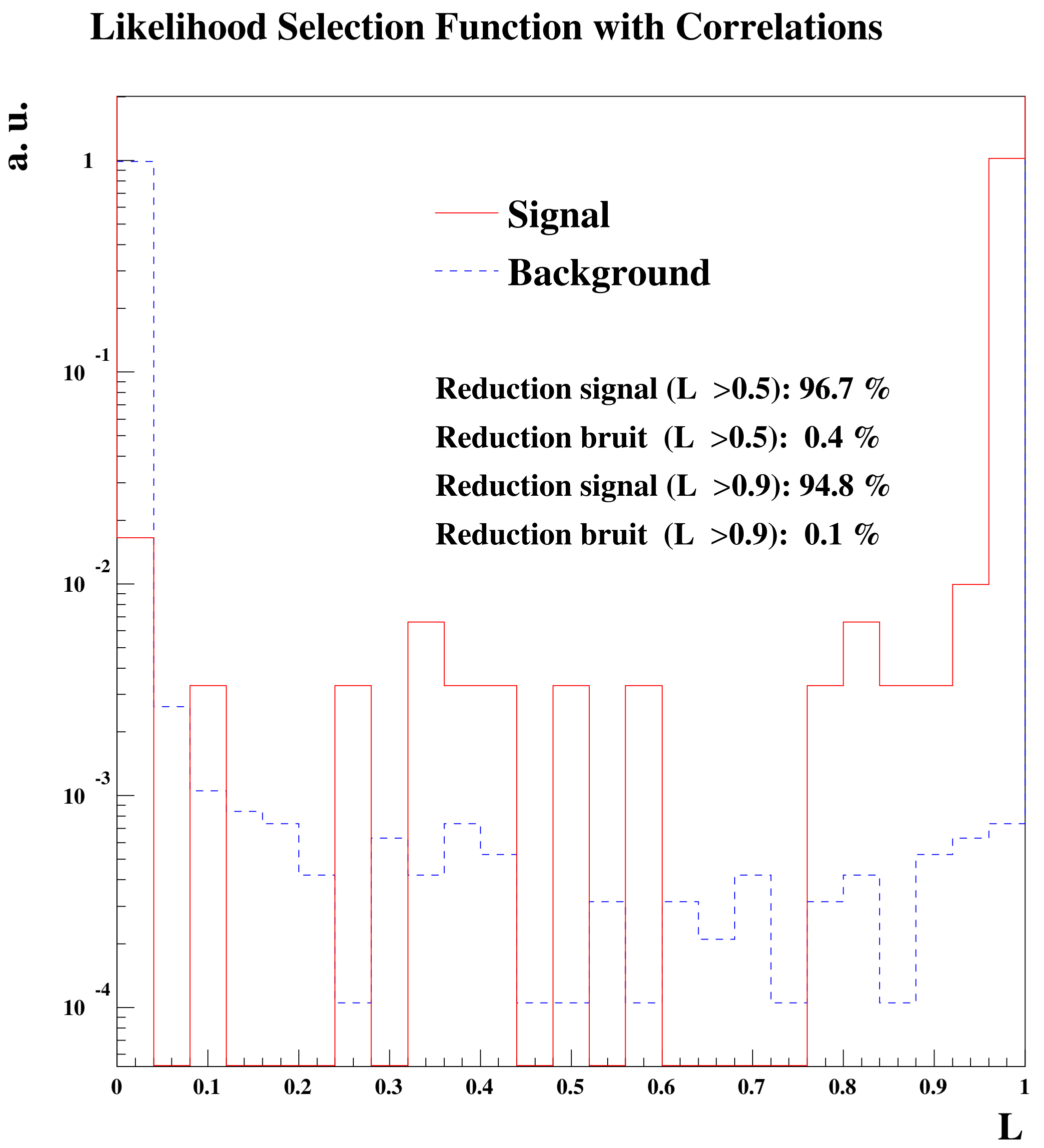


Figure 3.4: Likelihood obtenu avec 10 variables corrélées.

Conclusion

J'ai étudié les événements à trois jets issus de la photoproduction et d'une production anormale du quark top à HERA. J'ai mis en place un estimateur de vraissemblance maximum : *LIKELIHOOD* qui sépare efficacement les événements intéressants du bruit de fond sur les données issues des simulations Monte Carlo.
Cette étude marque le point de départ d'une analyse portant sur les données réelles recueillies autour du détecteur H1 et qui devrait permettre d'aboutir à une estimation du nombre d'événements attendus dans le canal TOP à trois jets.
Par la suite, et afin de compléter l'analyse, une estimation de la section efficace du processus obtenue avec une coupure sur la vraissemblance à 0.9 devrait être possible.

Bibliographie

[1] A. Rougé . "Introduction à la Physique Subatomique" (Ellipses - 1997)

[2] B. Gralak . "Interprétation des Evénements Rares Observés dans l'expérience H1 à HERA" (Rapport de Stage - 1997)

[3] A. Pieuchot . "Mesure des Diffusions Positron-Proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA" (Thèse Université de Paris-Sud - 1996)

[4] G. Frising, S. Caron . "Likelihood Analyses of Photoproduction Jet Data" (Meeting HIP - mars 2000)

[5] B. Koblitz . "Selecting Events using the Log-Likelihood Method" (MPI Munich)

[6] D. Karlen . "An improved Likelihood Selection technique for Correlated Variables" (OPAL TN459 - Février 1997)

[7] D. Karlen . "Approximation of Probability Distributions by their Projections and Correlations" (OPAL TN483 - Mai 1997)

[8] H1 collaboration . "Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA" (DESY 98-063 - Mai 1998)

[9] G.Wolf . "HERA Physics" (DESY 94-022 - Février 1994)

Remerciements

Je remercie tout d'abord les physiciens du groupe H1 du C.P.P.M. pour m'avoir accueilli durant ce stage de Maîtrise de Physique.

Je tiens à remercier chaleureusement Cristinel DIACONU pour avoir accepté l'encadrement de ce stage. Sa disponibilité et ses bons conseils m'ont permis de bien comprendre les phénomènes physiques étudiés et de parvenir à développer les algorithmes nécessaires pour cette analyse.

Un grand merci également à tous les stagiaires présents pendant les cinq semaines qu'a duré ce stage. Leur "assistance technique rapide" m'a permis de gérer bon nombre de problèmes au quotidien.