Table des matières

Introduction

Au printemps 1992 un nouveau collisionneur, HERA, a été mis en service à Hambourg. Ce dernier fait interagir des électrons avec des protons de haute énergie. Un dispositif, appelé H1, équipe ce collisionneur; il permet de détecter et de mesurer les caractéritiques des particules isolées et les jets émis lors de collisions entre les particules précédemment citées. Nous allons introduire quelques notions théoriques sur le Modèle Standard nécessaires pour la compréhension de certains détails qui vont suivre, puis nous allons décrire HERA et H1, et par la suite nous allons tenter d'étudier l'efficacité de ce détecteur en basant notre analyse sur l'étude d'un lot de particules exotiques , "les quarks excités", crée à l'aide d'un programme Monte Carlo.

Chapitre 1

Bref aperçu sur le Modèle Standard

Le modèle du nucléon ponctuel a du être définitivement abandonné après les premières diffusions profondément inélastiques d'électrons sur des protons. En effet il apparaissait une quantité de nouvelles particules inconnues jusqu'alors. Il fallait donc une nouvelle théorie capable de prédire l'existence de ces particules.

1.1 De la découverte des particules au Modèle Standard

L'histoire de la physique des particules (voir par exemple [1] ou [5]) commence avec les réflexions de Democrite sur la structure granulaire de la matière. Ensuite arrive la découverte des atomes et de l'énoncé de la table de Mendeleev au XIX^{eme} siècle qui, à l'époque, était rejetée par les physiciens. Ensuite un grand nombre de chercheurs, en passant par Becquerel, les époux Curie... , ont marqué le début de la physique atomique et nucléaire et ont ouvert la voie à la compréhension de la structure de la matière.

Au cours des deux derniers siècles, d'autres physiciens ont élaboré bon nombre de théories afin d'expliquer certains domaines qui étaient obscurs et non prévisibles et ceci permit à la physique des particules [1] de ce développer. Enumérons-en quelques-unes et donnons les particules nouvelles qu'elles ont introduites.

Postulée par Thomson en 1897 pour expliquer le rayonnement cathodique, la première particule élémentaire identifiée à l'état libre fut l'électron.
Einstein, utilisant le postulat fait en 1900 par Planck sur la quantification de l'énergie électromagnétique, postule l'existence du photon en donnant une explication à l'effet photo-électrique (1905).
Le spectre de la désintégration semi-leptonique n $\rightarrow pe\overline{\nu}$ a été le point de départ de l'explication de la désintégration β dans les noyaux atomiques ce qui conduira Pauli à postuler l'existence des neutrinos, particules neutres sans masse qui interagissent faiblement. L'existence de ces particules sera prouvée expérimentalement en 1958 par Reines et Cowan. Le muon (μ) fut découvert en 1937 dans le rayonnement cosmique ainsi que le pion en 1940.
La création de la mécanique quantique dans les années vingt, par Dirac Heisenberg et Schrödinger, a été non seulement une importante découverte pour la physique mais aussi une révolution de la façon de penser. La quantification de la théorie de Dirac introduisit la considération de nouvelles particules : les anti-particules en général (1930). Le positron a été la première anti-particule découverte en 1932.

---

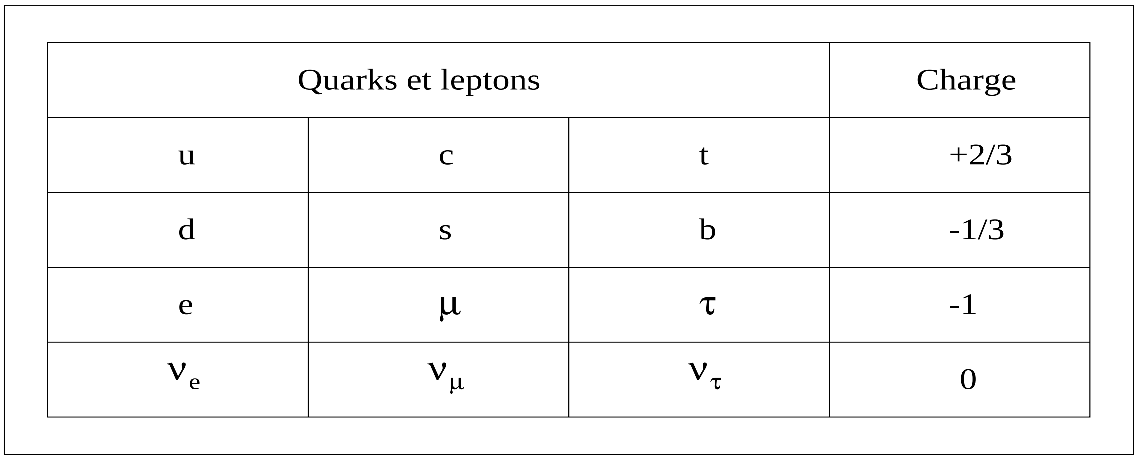
[1] branche de la physique étudiant l'infiniment petit de la matière.

La découverte d'un nouveau type de particule, les particules dites étranges ("strange" en anglais) commence en 1946 avec la détection directe du K^+ dans les rayonnements cosmiques en utilisant des plaques photographiques. Les années qui suivirent cette découverte virent le nombre de nouvelles particules s'accroitre :

- 1951 découverte des particules K_s^0 et Λ
- 1953 découverte des particules $\Xi^{\pm}$ et $\Sigma^{\pm}$ ...

Le modèle des "quarks" sera proposé en 1964 par Gell-Mann et Zweig avec trois constituants élémentaires de charge fractionnaire ayant pour nom leur modèle; ces trois quarks sont les quarks u , d et s. Ils ont été longtemps considérés comme des entités mathématiques. Mais les jets produits par les quarks lors du processus d'hadronisation, observé dans les collisions e^+e^- à SLAC (1975) et à DESY (1979), ont démontré l'existence physique de ces objets.

En 1973, avant même la découverte expérimentale du quark c (charmé) introduit en 1970 pour expliquer la non observation des processus modifiant l'étrangeté par des courant neutre[2], Kobayashi et Maskawa proposent l'existence de trois familles pour expliquer la violation de CP. La découverte du lepton τ et du quark b (beau) en 1977 et récemment du quark t (top) en 1994 confirma l'existence de cette troisième famille (voir figure 1.1).



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

Figure 1.1: les contituants élémentaires

La théorie du Modèle Standard ne fait que décrire les interactions fondamentales entre ces particules élémentaires. Elles sont aux nombres de trois :

---

[2] Les courants neutres (NC) apparaissent lorsque dans un choc de particules le boson échangé est un boson neutre γ ou Z^0. A l'inverse, dans les courants chargés (CC), interviennent des bosons chargés W^+ ou W^-.

- interaction électromagnétique (particule médiatrice : le photon).

- interaction forte (particule médiatrice : le gluon).

- interaction faible (particules médiatrices : les bosons W^+ W^- et Z^0).

Remarque : ce modèle ne tient pas compte des interactions gravitationnelles car elles sont largement négligeables devant les trois précédemment citées.

Le Modèle Standard est une théorie de Jauge relativiste invariante avec une symétrie interne brisée.
La théorie de jauge relativiste invariante signifie que ce modèle suit en fait une transformation de Jauge (opérateur mathématique) relativiste (qui suit les lois de la relativité d'Einstein) et suivant l'invariance de Lorentz; la symétrie interne brisée (par le mécanisme de Higgs) sert à donner une masse aux bosons (W^+ , W^- et Z^0).

1.2 Les limites d'un tel modèle

Le Modèle Standard est considéré comme la théorie décrivant la physique des particules et, dans l'état actuel, il n'a jamais été mis en défaut dans le domaine expérimental. Mais ce modèle ne peut prédire un certain nombre de paramètres, dix-huit en tout, qui sont les suivant :

- Les masses des fermions : 9 paramètres (3 leptons et 6 quarks).
Tous les fermions ont été mis en évidence de façon directe ou indirecte (ν_τ) et leur masses se situent entre zéro pour les neutrinos et 180 GeV/c^2 pour le quark top.

- Les masses des bosons de Jauge : 2 paramètres.
Les masses de ces bosons, responsables de l'interaction faible se substituent aussi à la mesure de la constante de couplage faible G_F utilisée auparavant.

- Les constantes de couplage électromagnétique $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ et forte $\alpha_s = g_s^2/4\pi$:
2 paramètres
Le couplage électromagnétique a été mesuré avec une bonne précision (par exemple dans les expériences de mesure du moment magnétique anormal du muon).

- Matrice CKM : 4 paramètres.
Ce sont les trois angles de mélange des quarks et une phase.

Le seul paramètre qui n'a pas été mis en évidence est la masse du boson de Higgs. On sait, pour des raisons de cohérence du Modèle Standard, que sa masse ne se situe pas à plus d'un TeV et la limite inférieure sur sa masse se situe à 63 GeV/c^2 grâce à la recherche directe dans les expériences effectuées au LEP sur le site du CERN.

1.3 Les réponses possibles à ces limites

Comme nous l'avons vu précédemment, le Modèle Standard n'est pas une théorie absolue car elle ne reflète le comportement de la matière que dans une certaine gamme d'énergie. Ainsi pour tenter de répondre à ces manques de nouvelles idées sont apparus. Deux sont particulièrement exploitées (voir [2] pour plus de détails):

- la supersymétrie et la théorie des supercordes.

- les modèles composites (appelés "compositness" en anglais).

Elles ont pour but de réduire le nombre de parmètres libres du modèle. Des laboratoires dans la collaboration H1 travaillent sur ces deux hypothèses.
La supersymétrie est une extension du Modèle Standard et elle consiste à associer à chaque fermions un état de boson et à inclure l'interaction gravitationnelle (non considérée dans le Modèle Standard).
Les modèles composites sont basés sur l'idée que les quarks et les leptons sont des particules composées, et une des preuves pour l'affirmation de l'existence de tels modèles serait la découverte d'états excités de ces particules. Mon étude a été basée sur l'existence de tels modèles.

Chapitre 2

Présentation de HERA et de l'expérience H1

2.1 Le site

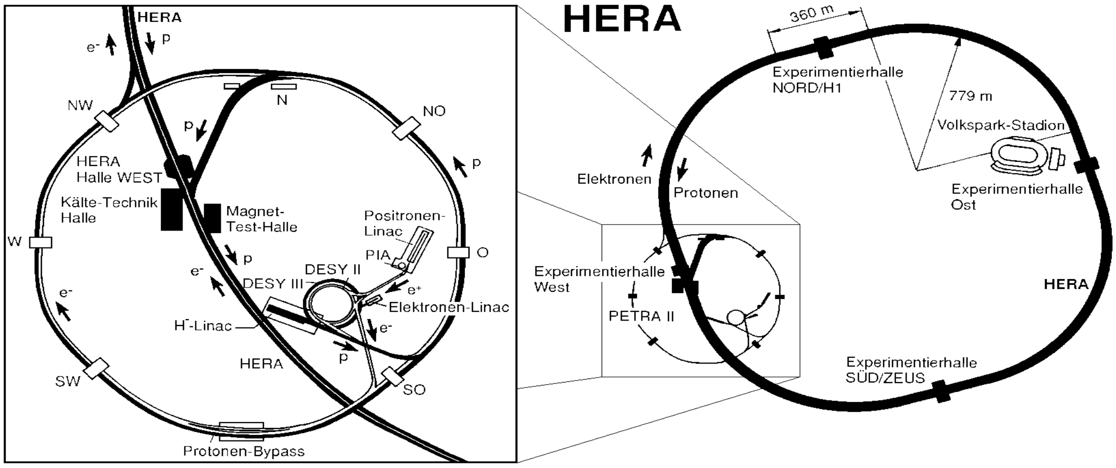


Figure 2.1: le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (Hadron - Elektro - Ring - Anlage, voir 2.1) est constitué de deux anneaux concentriques superposés de 6,3 kms de circonférence qui se croisent en quatre points chacun étant équipé d'un détecteur dont les noms et les emplacements sont les suivant :

- ZEUS dans le hall sud.
- H1 dans le hall nord.
- HERMES dans le hall est.
- HERA B dans le hall ouest.

2.2 Le collisionneur en lui même

HERA situé sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg est le premier collisionneur électron proton au monde (voir [3]). Ce collisionneur, mis en service au printemps 1992, fait intervenir des électrons ayant une énergie de 30 GeV et des protons ayant une énergie de 820 GeV, donnant ainsi une énergie de 310 GeV dans le centre de masse. Ceci a permis de gagner un ordre de grandeur sur la résolution avec laquelle on peut sonder la matière (jusqu'à 10^{-18} m au lieu de 10^{-17} m avec les expériences sur cible fixe). Ce domaine énergétique permet une meilleure détermination de la structure interne du proton.
De plus de telles énergies permettent au lepton de ne pas interagir avec l'ensemble du proton, mais directement avec l'un de ses constituants: un " quark quasilibre ". C'est le seul moyen d'étudier directement les quarks, car l'interaction forte, infinie à longue portée, confine ces constituants à l'intérieur du proton et interdit ainsi leur existance à l'état libre.
Enfin le gain de résolution permettra peut être l'observation de sous structures aux quarks eux même (voir explications précédentes).
Dans ce collisionneur, les particules sont regroupées par paquet . Les paquets, au nombre de 210 par faisceau, se croisent toutes les 96 ns; ce qui impose des contraintes inédites sur l'acquisition des données.

Chapitre 3

Le détecteur H1

3.1 Présentation de H1

H1 (voir 3.1) a été conçu pour détecter et mesurer les particules isolées et les jets émis lors des collisions entre les protons et les électrons dans HERA. L'identification des électrons et des muons est fondamentale. Le détecteur est asymétrique, car dans la zone d'intéraction, les protons ont une énergie beaucoup plus grande que celle des électrons, ce qui nécessite plus de matière vers l'avant, dans la direction des protons. Les grandes dimensions du calorimètre, nécessaires pour entourer hermétiquement la zone d'intéraction ont posé de nouveaux problèmes lors de sa conception et de sa réalisation .
Le détecteur H1 (voir [4]) possède une fine granularité, afin d'offrir une bonne reconnaissance et de fournir une mesure précise des caractéristiques de l'électron diffusé et des hadrons.

On définit la direction avant comme celle des protons incidents et la direction arrière comme celle des électrons incidents. Un système de coordonnées est attaché au détecteur :

- l'axe z du faisceau.

- les coordonnées x et y définies dans le plan transverse; on utilise également le système de coordonnées polaire (r, φ).

- l'angle θ entre la direction du proton (l'axe z) et celle du point considéré par rapport au point d'interaction.

3.2 Petit inventaire des méthodes de détection

Comme le montre la figure 3.1, le détecteur H1 est composé de plusieurs sous détecteurs ayant tous des fonctions différentes. Effectuons un petit inventaire des méthodes de détection, mis au point par les chercheurs afin d'étudier la structure de la matière (voir [5]), avant de décrire plus en détail le détecteur H1 :

Détection et instrumentation

Les particules chargées sont détectables car elles ionisent le milieu dans lequel elles sont passées et y laissent des traces. Cette ionisation du milieu provoque des phénomènes chimiques comme la sensibilisation d'une plaque photographique. Les divers systèmes permettant cette détection sont énoncés ci dessous. On sait cependant que cette ionisation ne conduit pas en général à une déviation notable de la trajectoire de la particule chargée, la caractéristique essentielle est une perte graduelle de son énergie lors de la traversée du milieu.

a) Les chambres à bulles

Elles utilisaient la pression d'un liquide surchauffé. En effet, le passage d'une particule dans le liquide (comprimé à l'origine) entrainait une ébullition locale (le liquide est alors recomprimé pour éviter une propagation de l'ébullition). Pour ensuite observer cette trajectoire, on exposait la chambre sous une lumière que les bulles diffusaient. On photographiait alors la chambre sous différents angles afin d'analyser la nature des trajectoires.

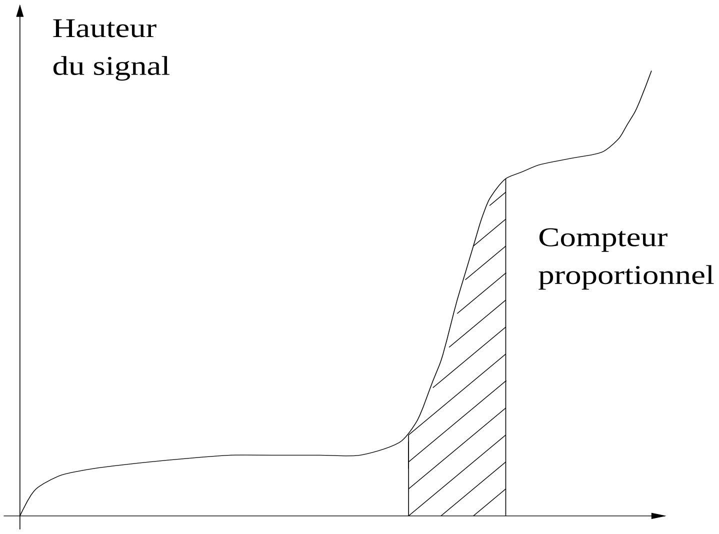
b) Capteur à scintillation

Dans ce capteur la matière utilisée est généralement du plastique organique transparent. Mais cette fois, le scintillateur est directement regardé par un détecteur de lumière. Le compteur à scintillaton est utilisé le plus souvent pour sa simplicité et sa réponse extrêmement rapide (à 100 pico-seconde près) qui permet des mesures précises des durées de parcours. Ce principe est retrouvé dans la construction de certains calorimètres électromagnétiques (voir plus loin).

c) Chambres à traces électroniques

1/ Ionisation d'un gaz soumis à un champ électrique

Dans ce type de capteur on considère un cylindre métallique, rempli d'un gaz, porté à un potentiel U par rapport à un fil coaxial métallique. Lorsque la particule chargée traverse le gaz elle l'ionise. Les électrons alors libérés émigrent vers le fil tandis que les ions se dirigent vers le cylindre. Ceci entraine la création d'une impulsion de courant électrique sur le fil que l'on peut mesurer en fonction de U. On obtient la courbe suivante :



Dans la partie hachurée, l'énergie acquise par les ions et les électrons dans le champ électrique à proximité du fil est suffissante pour ioniser d'autres atomes et provoquer un processus de multiplication des charges. Le signal recueilli est alors amplifié avec plusieurs ordres de grandeur tout en restant proportionnel à l'ionisation primaire. C'est la région du "compteur proportionnel".

2/ Les chambres à fils

Dans ce système des fils, séparés de quelques millimètres, sont tissés parallèlement entre deux électrodes portées à un potentiel négatif et distantes de quelques millimètres. L'espace entre ces dernières est rempli de gaz à la pression atmosphérique. Lors du passage d'une particule, une impulsion de courant est créee sur le fil à côté duquel elle est passée. Donc en faisant le raisonnement inverse l'impulsion de courant sur un fil indique le passage d'une particule chargée au voisinage de ce fil et permet ainsi sa localisation à quelques millimètres près.

3/ Chambres à dérive

Ce système utilise le principe des chambres à ionisation et à fils (voir figure 3.2)

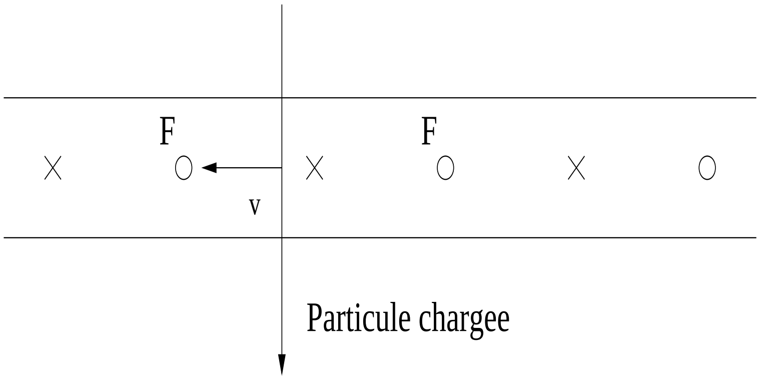


Figure 3.2: Principe d'une chambre à dérive

Dans ce type de détecteur, les fils sont plus espacés: de 40 mm à plusieurs mètres. Lorsque la particule chargée passe dans la chambre, elle crée sur son passage des paires électrons-ions qui dérivent sous l'action des champs électriques vers le fil sensible le plus proche avec une vitesse v constante de 20 $mm/\mu s$. Autour des fils règne un champ attractif très intense permettant aux charges de ce multiplier et de donner une impulsion facilement mesurable. Sachant mesurer le temps que mettent les charges pour arriver en F depuis leur lieu de production, et connaissant la vitesse de ces charges, on en déduit la position de passage avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre.

4/ Calorimètre électromagnétique et hadronique. Détecteur de Muons.

Le calorimètre est en fait un système recueillant l'énergie déposée par une particule de haute énergie dans la matière, et ceci est possible pour toutes les particules à l'exception des muons et des neutrinos. On obtient un signal proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Mais les photons et les électrons déposent plus facilement de l'énergie à faible profondeur tandis que les hadrons de haute énergie pénètrent plus profondement la matière. Cette différence de comportement permet de distinguer ces diverses particules. On distingue alors deux types de calorimètres:

- les calorimètres électromagnétiques.

- les calorimètres hadroniques.

De façon générale ces détecteurs sont finements divisés en petites cellules pour analyser les gerbes en détail et pour obtenir en particulier leurs dimensions transverses et longitudinales.
Le premier type de calorimètre est constitué de matériaux lourds (Plomb, Uranium) dans lequel se développent les gerbes électromagnétiques et où se dépose l'essentiel de l'énergie des photons et des électrons.

Le second type de calorimètre est en général constitué de fer dans lequel les gerbes hadroniques se développent aisément et qui peut aussi constituer le retour de fer des électro-aimants.
Ces deux détecteurs sont placés l'un à la suite de l'autre et permettent ainsi de détecter toutes les particules créees lors de chocs. L'épaisseur est choisie de telle façon que les particules de plus haute énergie déposent toute leur énergie dans le calorimètre; elle est de l'ordre de un ou deux mètres pour les calorimètres équipant les détecteurs.
Les muons de très haute énergie font exception et sortent du calorimètre. On peut donc les identifier en plaçant des détecteur appelés chambres à muons (ce sont des chambres à dérive qui ne font que reproduire les trajectoires des particules la traversant). En supposant que toutes les autres particules ont été arrétées par le calorimètre, on peut conclure que les seules particules qui se trouvent dans cette chambre sont des muons.

3.3 H1 en détail

3.3.1 Détection des traces

Le rôle principal de ce système (voir figure 3.3) est, comme son nom l'indique, de déterminer les trajectoires des particules chargées, mais aussi leurs charges et leurs impulsions par la mesure du rayon de courbure R, par la relation suivante :

$$p = qRB$$

où B est l'intensité du champ magnétique dans lequel se trouve le détecteur, p et q étant respectivement l'impulsion et la charge de la particule. Ce système est réalisé par une combinaison de chambres à fils (appelées aussi chambres proportionnelles) et de chambres à dérive.

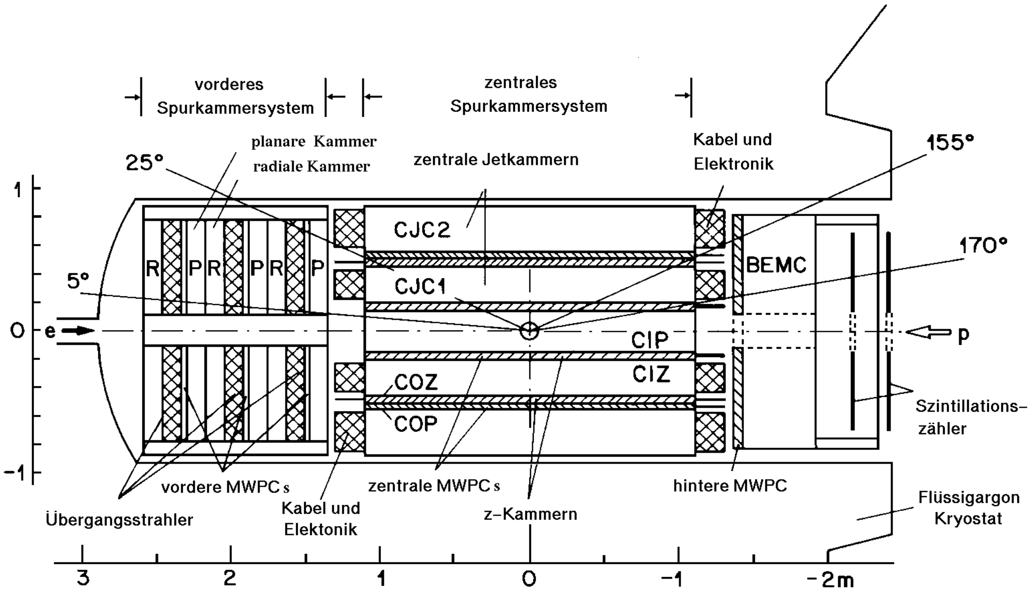


Figure 3.3: Le système de détection de traces

Le détecteur de traces avant (voir figure 3.3) comporte trois modules constitués chacun d'une chambre proportionnelle, de deux chambres à dérive et d'un milieu de transition. Deux types de chambres à dérive sont installées :

- les chambres planaires donnent une bonne résolution en r par rapport à l'axe du faisceau, et grossière en φ.

- les chambres radiales donnent une bonne résolution en φ.

Le détecteur de traces central comporte également des chambres proportionnelles et deux types de chambres à dérive :

- un pour la détermination de r et φ, utile pour l'évaluation de la courbure des traces.

- un pour la détermination de z et de θ.

3.3.2 Le calorimètre à argon liquide (LAr)

Les calorimètres utilisés sur H1 ont la même structure donnée dans l'inventaire des méthodes de détection et leur fonctionnement est le même. En effet, dans le milieu absorbeur la particule cède son énergie et entraine une cascade de particules secondaires, ceci de trois façons différentes :

- par rayonnement de freinage pour les électrons.

- par production de paire e^+e^- pour les photons.

- par interactions nucléaires plus ou moins compliquées dans le cas des particules hadroniques.

Ensuite, la couche de détection échantillonne l'énergie de ces particules. La gerbe se prolonge dans le calorimètre tant que l'énergie de la particule est suffisante pour générer des particules secondaires et sa taille est proportionnelle à cette énergie.

Figure 3.4: Le calorimètre à argon liquide

Le LAr (figure 3.4) est composé de huit roues comprenant chacune une partie *électromagnétique* et une partie *hadronique*, la roue arrière (BBE) ne possédant que la première et la roue avant ne possédant que la deuxième.

3.3.3 BEMC, BPC et ToF

Pour compléter l'acceptance du détecteur vers l'arrière, un calorimètre électromagnétique BEMC (*Bakward electromagnetic calorimeter*) avec des absorbeurs de plomb a été ajouté. La détection est effectuée par des scintillateurs. Devant le BEMC, la BPC (*Bakward Proportionnal Chamber*) qui est une chambre proportionnelle constituée de quatre plans de fils tournés à 45° l'un par rapport à l'autre dans le plan (r,φ), permet la mesure précise de la position des particules chargées entrant dans le BEMC.
Le ToF (*Time of Flight*) est un détecteur à scintillation permettant une réjection importante du bruit de fond[1] provenant du faisceau de protons, grâce à la mesure précise de l'instant où la particule traverse le scintillateur.

3.3.4 Le PLUG

Le calorimètre est complété à l'avant par le calorimètre bouchon (PLUG), destiné à détecter les hadrons émis à très faible incidence vers l'avant.

3.3.5 Le Cryostat et la Bobine Supraconductrice

Le LAr est refroidi à une température de 90 K par un cryostat.
La bobine supraconductrice, refroidie à l'hélium liquide, englobe le calorimètre et le cryostat. Elle produit un champ magnétique homogène de 1.2 Tesla dans la direction de l'axe z.

3.3.6 le fer instrumenté et le spectromètre à muons

L'ensemble de la partie centrale du détecteur est entouré par une cage de fer instrumenté :

- des plaques de fer permettent de fermer les lignes du champ magnétique de la bobine supraconductrice que la cage renferme.

- des tubes à streamer détectent les particules chargées comme les muons qui ne sont détectable dans le LAr.

Le fer permet également de compléter la mesure des gerbes de hadrons de très haute énergie qui n'ont pas été complètement absorbés par le calorimètre hadronique.

Dans la région antérieure ($3° \leq \theta \leq 17°$) se trouve un tore magnétique utilisé comme spectromètre à muons; deux couches de chambres à dérives mesurent les angles θ et φ des muons avant et après le spectromètre.

---

[1] Un bruit de fond représente des événements dits non physique, qui ne sont pas des collision électron-proton et qui se produisent majoritairement (muons cosmiques ou muons de Halo qui sont dus aux collisions des protons avec le tube à vide ou avec le gaz résiduel).

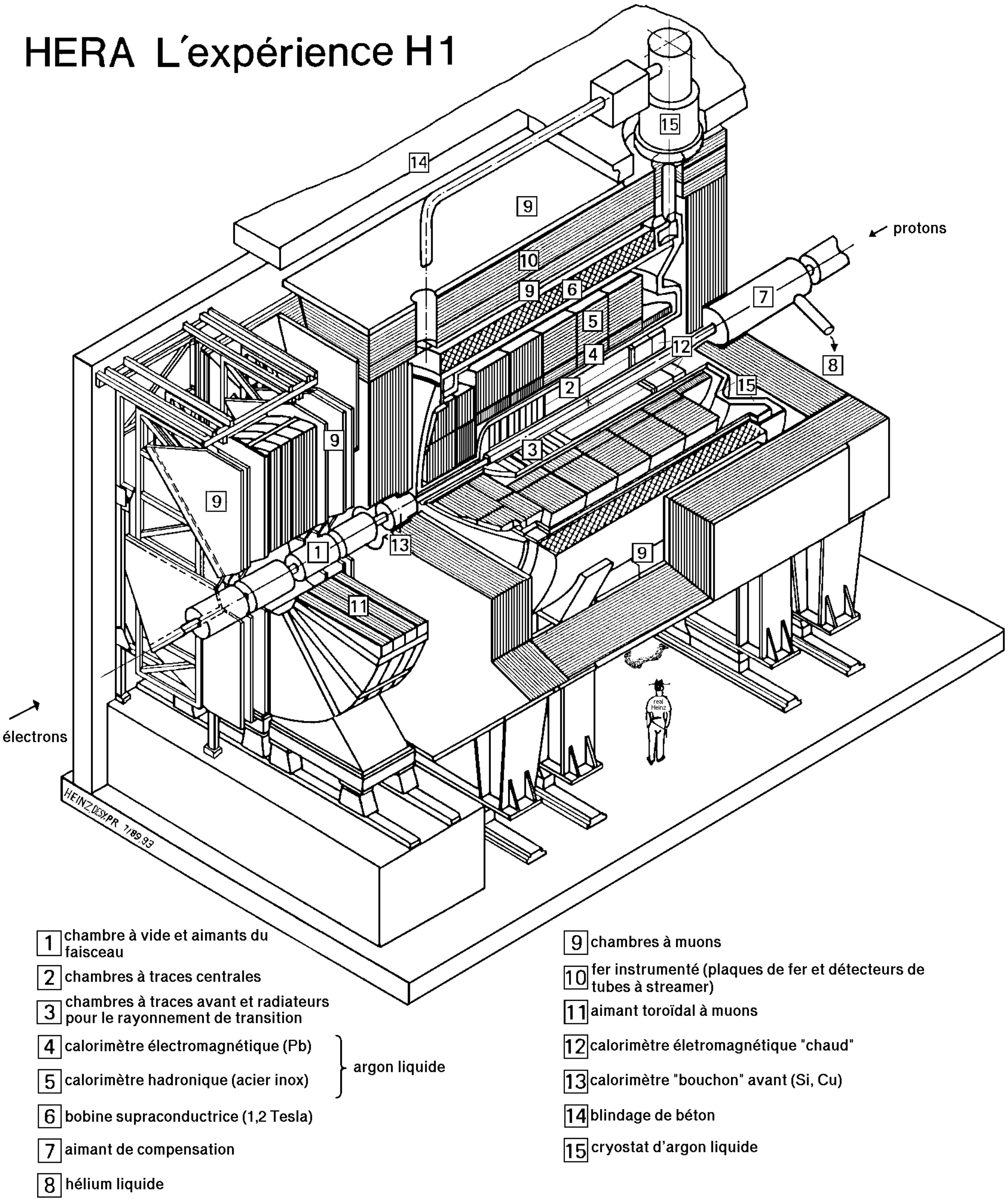


Figure 3.1: Schéma du détecteur H1

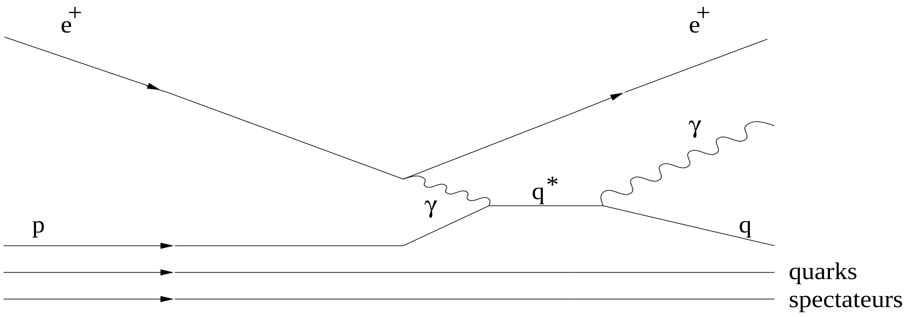
Chapitre 4

L'efficacité du détecteur H1

4.1 Introduction

Une partie de mon stage a été d'étudier l'efficacité de reconnaitre un quark et un photon à l'intérieur du détecteur H1. Pour cela un lot de 977 événements de quarks excités a été crée simulé et reconstruit, grâce à un programme Monte Carlo, afin qu'ils apparaissent comme de vraies interaction aux yeux de H1. Ainsi, à partir des événements Monte Carlo on a pu faire une comparaison entre les valeurs théoriques des caractéristiques (énergie, impulsion, angles...) des événements et les valeurs retrouvées grâce à un programme d'analyse.

Le diagramme de Feynman pour ces interactions est le suivant:



L'électron n'interagit pas avec le proton mais il continue sa trajectoire le long du tube à vide et reste donc indétecté. L'interaction se fait directement entre le photon émis et un des quarks du proton (on appelle ce processus la "photoproduction"), faisant apparaitre un quark excité (q^*) qui se désexcite en un photon et quark.

4.2 Comparaison entre photon théorique et trouvé

Dans un premier temps nous allons nous intéresser à la reconnaissance du photon issu du quark excité et dans un deuxième temps à celle du quark.

Remarque

Lors de la création des événements, un certains nombres de variables (54 au total) ont été incrémentées afin de pouvoir étudier les différences entre les paramètres trouvés et théoriques.

Les particules considérées sont :

- le photon théorique.
- le quark théorique.
- le photon trouvé.
- quatres jets.

Chaque particule a été décrite par les variables suivantes :

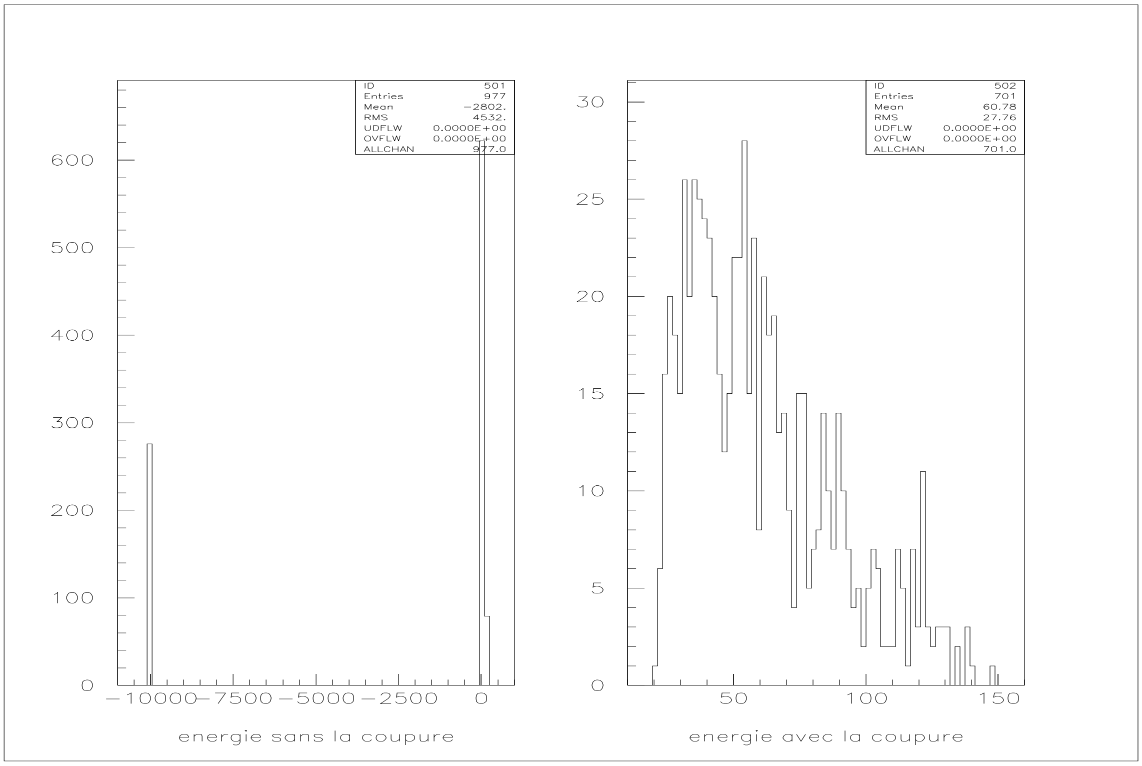
- la projection de son moment cinétique dans les trois plan du détecteur (3 variables).
- son énergie (1 variable).
- son moment transverse (projection du moment dans le plan (x,y)) (1 variable).
- son angle φ (1 variable).
- son angle θ (1 variable).

Il y a donc 49 variables qui représentent les différentes caractéristiques des particules de la façon précédente, deux autres ont été créees pour reconnaitre l'événement (numéro de run et de l'événement) et enfin les trois dernières donnent la position du vertex dans le détecteur. Le photon et le quark correspondent aux particules issues de la désexcitation du q^* décrit par le Monte Carlo. Par contre les jets correspondent à l'hadronisation des quarks (qui correspondent au quark issus de q^* et aux quarks spectateurs).Nous nous sommes limités à quatre jets et nous étudierons toutes ces nuances avec la reconnaissance du quark.

Pour sélectionner les événements (correspondant au photon trouvé), et les comparer à ceux reconstruits , nous avons été contraint d'effectuer un certain nombre de coupures (supprimer certains événements) que nous allons détailler ci dessous.

4.2.1 Coupures des valeurs non physiques

Lors de la reconstitution des chocs dans H1, on a imposé, lorsqu'on ne trouvait pas de photon, une valeur arbitraire de son énergie de -9999. Ainsi pour éliminer ces événements, qui sinon auraient faussé les résultats, nous avons effectué une coupure sur l'énergie étant inférieure à -0.1. Ainsi si l'on considère l'energie du photon et que l'on visualise avec ou sans coupure on obtient les histogrammes suivants:



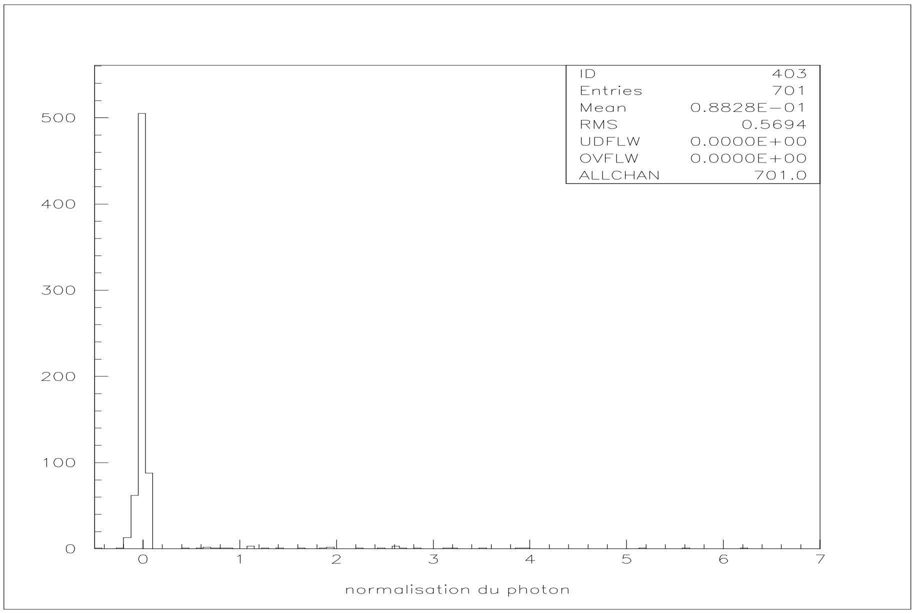
Cette coupure nous permet ainsi de connaitre le nombre d'événements que le détecteur n'a pas trouvés; ce nombre est de 276. Ainsi pour la suite de notre analyse, nous travaillerons à chaque fois sur un photon trouvé ayant une énergie non abhérante ($\neq$-9999).

4.2.2 Coupures des valeurs éronnées

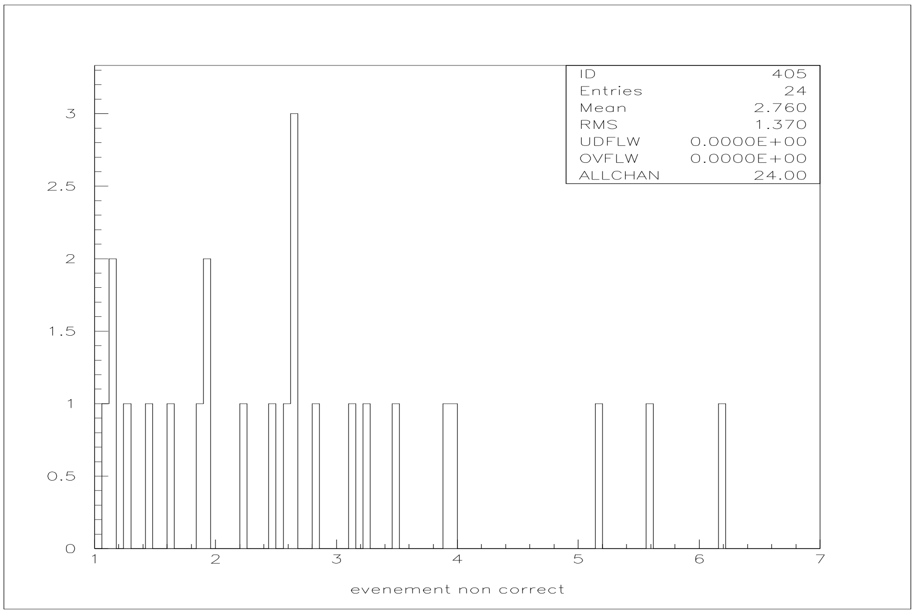
Le détecteur H1 n'étant pas parfait, il lui arrive parfois de ne pas traduire correctement les événements qu'il enregistre. Nous les avons faits apparaitre en effectuant la "normalisation" entre valeurs théorique et trouvée. Prenons l'exemple de l'énergie ; on effectue l'opération :

$$\frac{E_{photon_{trouve}} - E_{photon_{theorique}}}{E_{photon_{theorique}}}$$

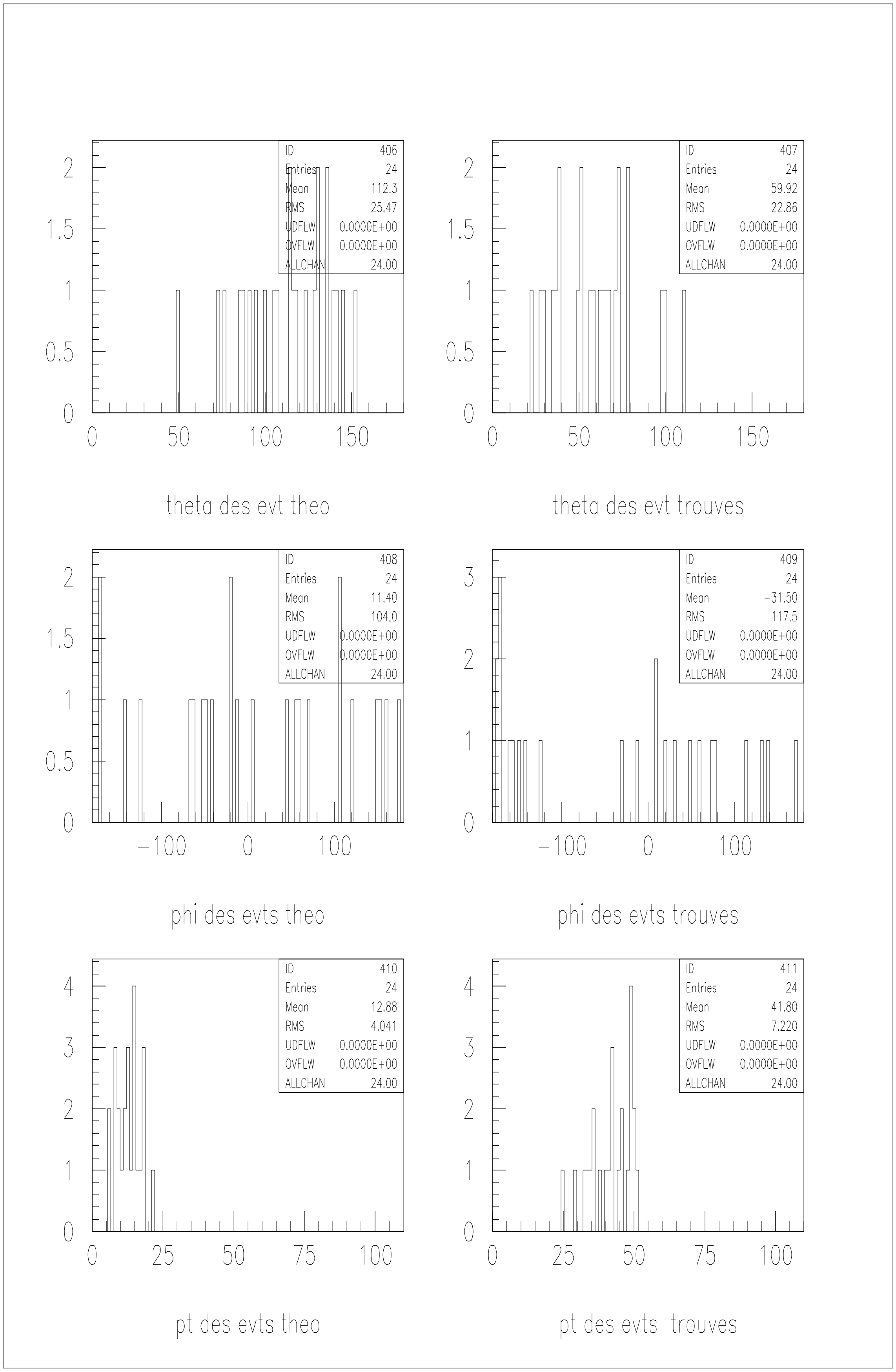
L'histogramme obtenu est le suivant :



On voit apparaitre une "traine" derrière le pic principal. Pour étudier cette traine nous l'avons agrandie afin d'étudier ces événements. Pour ce, il suffit de couper les événements qui nous semblent bons. Ces derniers peuvent être considérés comme bons car leur normalisation est comprise entre -1 et 1. On obtient alors la distribution suivante :



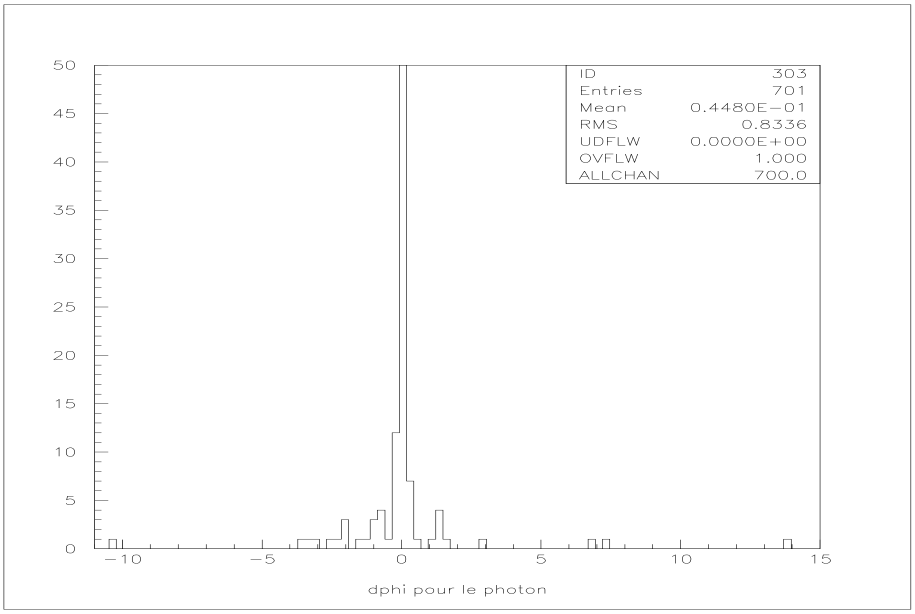
On obtient donc 24 événements qui sont en dehors de l'intervalle [-1 , 1]. Il faut donc à nouveau les étudier afin de savoir s'ils ont été mal reconstruis par H1. On a donc à comparer les valeurs des autres variables théorique et trouvée et on obtient alors les six histogrammes suivants :


ID 406
Entries 24
Mean 112.3
RMS 25.47
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
0.5
1
1.5
2
0
50
100
150
theta des evt theo
ID 407
Entries 24
Mean 59.92
RMS 22.86
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
0.5
1
1.5
2
0
50
100
150
theta des evt trouves
ID 408
Entries 24
Mean 11.40
RMS 104.0
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
0.5
1
1.5
2
−100
0
100
phi des evts theo
ID 409
Entries 24
Mean −31.50
RMS 117.5
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
1
2
3
−100
0
100
phi des evts trouves
ID 410
Entries 24
Mean 12.88
RMS 4.041
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
1
2
3
4
0
25
50
75
100
pt des evts theo
ID 411
Entries 24
Mean 41.80
RMS 7.220
UDFLW 0.0000E+00
OVFLW 0.0000E+00
ALLCHAN 24.00
0
1
2
3
4
0
25
50
75
100
pt des evts trouves

On s'aperçoit au vu de ces histogrammes, que les 24 événements ainsi détectés sont mal reconstruits car il y a une trop grande différence dans leurs moments transverses (pt). Donc 300 événements sont mal reconstitués par H1, ce qui nous donne une efficacité de environ 69 %. Mais il faut maintenant considérer les autres variables pour savoir si les chocs protons électrons ont été correctement reconstitués (suivant φ , θ ...) par H1. Nous allons faire la même démarche que pour l'analyse de l'énergie du photon effectué précécemment.

Analyse de l'angle φ

Comme nous l'avons dit précédemment la même démarche que celle faite pour l'énergie, nous donnera l'efficacité de la reconstitution en φ. Au départ la coupure des valeurs non physique nous donne à nouveau un capital de 701 événements à considérer. L'histogramme obtenu après normalisation est le suivant :



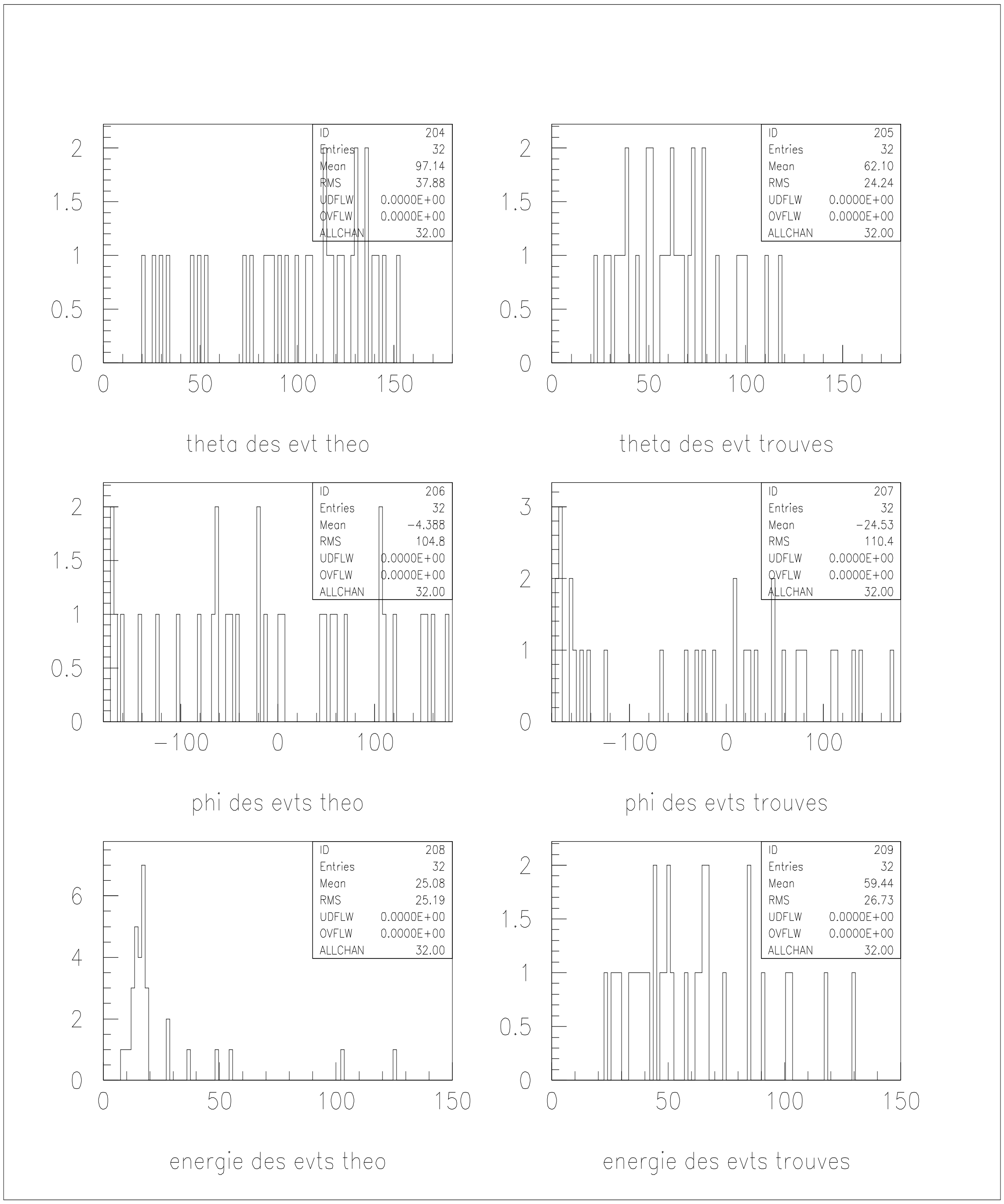
On retrouve à nouveau une traine mais cette fois vers les valeurs négatives. La coupure des valeurs dites non valables, c'est à dire non comprises entre -1 et 1 nous supprime 23 événements des chocs initiaux. Et la comparaison de ces 23 événements nous confirme la non exactitude de la reconstitution de ces derniers. On remarque aussi que ces 23 cas sont les même que les 24 décelés lors de l'analyse pour l'énergie du photon. On arrive donc à une efficacité égale à la précédente : 69% (299 événements mal reconstruits).

Analyse de l'angle θ

Dans cette analyse nous avons trouvé, lors de la normalisation, 4 chocs que nous considérons mauvais. Ce qui nous donne une efficacité de 71% (280 événements mal reconstruits) donc H1 reconstruit bien l'angle θ lors des chocs.

Analyse des moments transverses

Pour ce cas, 32 événements sont mauvais. Mais si l'on affiche les valeurs des autres variables pour ces 32 cas on obtient les distributions suivantes :



On s'aperçoit qu'en fait H1 ne reconstitue pas les énergies inférieures à 20 GeV. Ce qui explique ces 32 cas mal reconstitués ainsi que les cas précédent. Ceci nous donne alors une efficacité qui est malgré tout proche des 68%.

4.2.3 Conclusion de notre première analyse

Les résultats obtenus lors de cette première analyse nous montrent que le détecteur H1 reconstruit bien les événements car l'efficacité totale sur les différentes variables considérées est de environ 70 %, ce qui est un très bon pourcentage.
Nous allons maintenant considérer la reconnaissance du quark et nous allons essayer de trouver une corrélation entre les résultats précédents et ceux que nous allons obtenir dans la partie suivante.

4.3 Reconnaissance du quark

Comme nous l'avons dit auparavant lors de l'analyse des données correspondant au photon, lorsque l'électron entre en collision avec un quark constituant le proton un jet de particules se forment; ceci est le processus d'hadronisation du quark. Il est dû à la l'interaction forte qui, étant de porté infinie, confine les quarks à l'intérieur du proton. Mais si l'électron rencontre un des ces quarks, il l'extrait de la structure du proton et le quark ne pouvant exister à l'état libre, s'enveloppe d'autres particules qui forment les hadrons (d'où le nom du processus).
Une particularité lors de tel chocs permet de reconnaitre le jet qui est associé au photon. C'est la direction dans le plan paramétrisé par l'angle φ ; en effet comme nous le montre le diagramme de Feynman (voir page 17) un photon et quark sont issus de la désexcitation du q^*, et donc dans H1 c'est un jet et un photon que l'on reconnaitra. La particularité est que dans le plan considéré ces deux systèmes ont un angle φ opposé et donc sont opposés en moment transverse. Ceci nous permet alors de distinguer le jet correspondant au quark extrait par rapport aux autres jets émis lors du choc.
Ainsi en se servant de cette particularité nous avons crée un programme permettant d'identifier le jet correspondant à l'hadronisation du quark issu de la désexcitation du q^*. Mais avant de s'intéresser à ce programme nous remarquons que la même astuce concernant l'énergie du photon a été faite. Nous avons vu lors de la comparaison entre photon théorique et trouvé (page 18) que quatre jets étaient considérés pour étudier la reconnaissance d'un quark. Et lorsque un de ces quatres jets n'était pas trouvé, la variable correspondant à son énergie est mise à la valeur de -9999. Ainsi pour étudier correctement ces jets il faut savoir combien de jets il y a dans les événements. La même coupure effectuée pour l'énergie du photon nous montre que sur les 701 événements il y a formation de :

- 1 jet dans 4 cas.
- 2 jets dans 589 cas.
- 3 jets dans 100 cas.
- 4 jets dans 8 cas.

Nous avons ainsi la confirmation que très peu d'événements ont 3 et 4 jets (correspondant à la radiation de gluons par les quarks). Mais le but principal de cette reconnaissance est de reconstituer la masse du quark excité. Nous allons effectuer cette reconstitution par deux méthodes exposées ci dessous.

4.3.1 Reconnaissance par les phi des jets

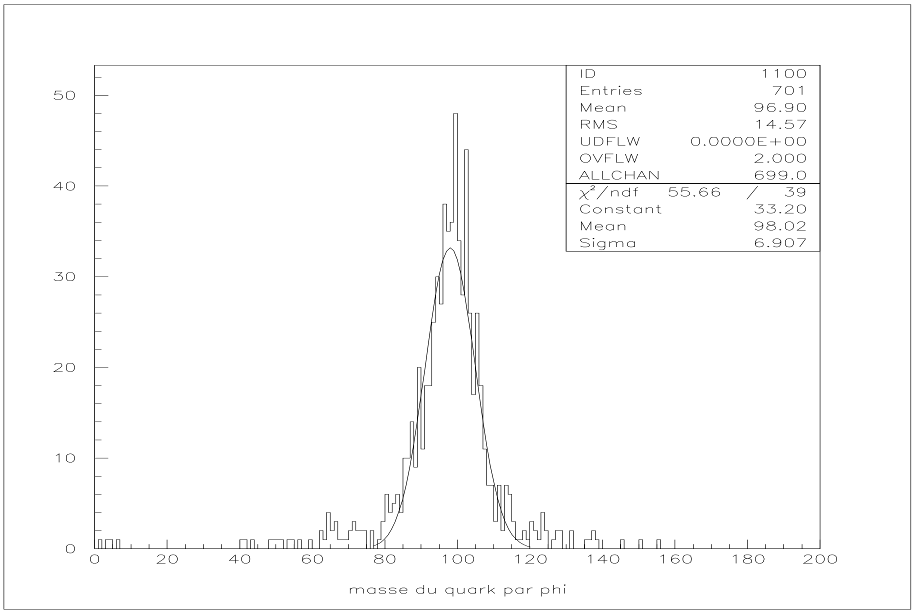
Dans cette approche nous nous sommes intéressés à la façon de reconnaitre le jet issu du quark excité q^* grâce au φ de chaque jet. En effet lors de la désintégration du q^* le quark et le photon émis sont opposés suivant leur angle φ. Le simple calcul de la différence entre l'angle d'émission du photon et celui des jets nous donnera le jet recherché; si cette différence est proche de 180° c'est que les angles sont opposés et donc que l'on a bien reconnu le jet correspondant au quark. Ensuite pour savoir si notre choix était bon, on a reconstitué la masse du quark excité. Nous avons pris, pour le photon et le jet correspondant au quark, leurs impulsions (projetées sur les divers axes du détecteur) et leurs énergies. Cette masse est donnée par la relation suivante :

$$m_q = \sqrt{(E_{photon} + E_{jet})^2 - (P_{x_{photon}} + P_{x_{jet}})^2 - (P_{y_{photon}} + P_{y_{jet}})^2 - (P_{z_{photon}} + P_{z_{jet}})^2}$$

Cette formule est obtenue par la formule relativiste donnant l'énergie totale du système en prenant la célérité c de la lumière comme étant égale à un :

$$E_{totale} = \sqrt{P^2c^2 + m^2c^4}$$

Lors de cette reconstruction, nous avons obtenu la distribution suivante correspondant à la masse :



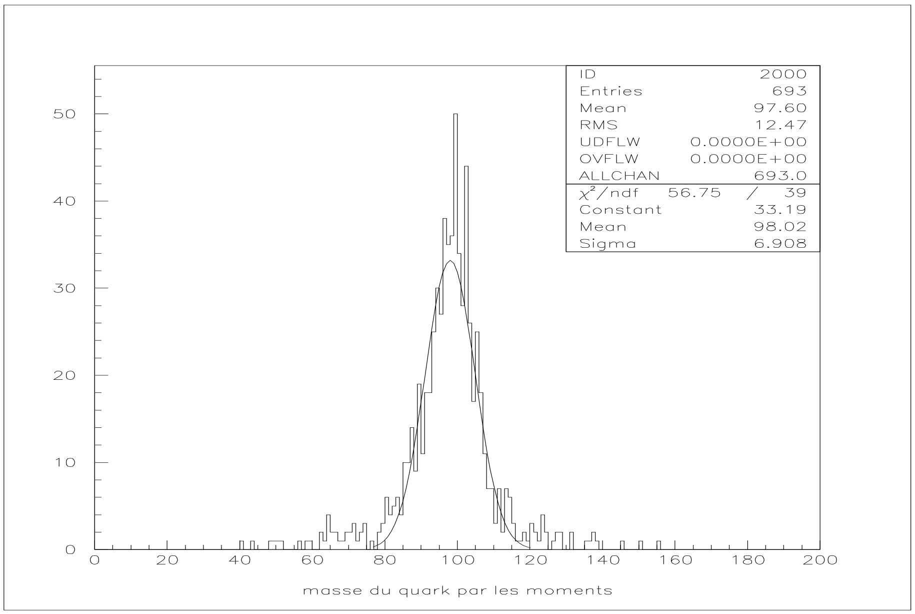
En plus de l'affichage de l'histogramme nous avons pris l'option "fit" qui nous permet d'obtenir une courbe gaussienne qui approxime l'histogramme obtenu. Ceci nous permet de voir que la masse du quark ainsi reconstruite est de 98.02 GeV. Or on sait que cette masse, lors de la création des événements par le Monte Carlo, a été prise à 100 GeV. Ce qui nous donne un pourcentage d'erreur de 2 %. Ce qui est une très bonne reconstruction de la mase.

4.3.2 Reconnaissance par les moments transverses

Une autre particularité de cette désintégration nous a permis de recontruire la masse du quark à partir des moments transverses. En effet, nous avons vu que, lors de la création du quark et du photon, ils étaient opposés suivant leurs angles φ. Ils sont donc opposés en P_x et P_y. Pour reconnaitre le jet correspondant au quark nous avons, pour chacun des quatre jets et pour chaque événement, calculé la quantité d suivante et pris la plus petite :

$$d = \sqrt{(P_{x_{photon}} + P_{x_{jet}})^2 + (P_{y_{photon}} + P_{y_{jet}})^2}$$

Ensuite nous avons reconstruit la masse du quark en utilisant la même démarche que dans la première recherche du jet correspondant au quark. Ceci nous donne l'histogramme suivant :



On s'aperçoit que la même masse est obtenue. On arrive donc au même pourcentage d'erreur et donc à la même conclusion.

4.3.3 Comparaison des deux méthodes

Nous pouvons dire en cette fin d'analyse que ces deux méthodes sont similaires car au final nous obtenons la même masse concernant le quark. La seule différence se trouve au niveau du nombre de sigaux reconstruits. En effet dans la première méthode 701 événements ont été considérés tandis que dans la deuxième 693 l'ont été. Ceci nous donne donc deux efficacités pour la reconnaissance des signaux légèrement différentes : 72 % pour la première méthode et 70% pour la deuxième; ce qui est une faible différence. On remarque que le même pourcentage a été trouvé lors de l'analyse du photon, ce qui peut être considéré comme justification des chiffres obtenus par ces méthodes.

Conclusion

Pour déterminer l'efficacité du détecteur H1, nous avons effectué notre analyse à partir d'un fichier Monte Carlo de particules exotiques : les quarks excités. Notre analyse s'est basée sur la reconstruction du photon et du quark issus de la désintégration du quark excité.

Le photon est une particule facilement détectable car elle est purement électromagnétique. La reconstruction de cette dernière s'est donc basée sur l'analyse et la comparaison des valeurs données par le Monte Carlo et celles données par un programme d'analyse. Nous obtenons une bonne reconstruction du signal caractérisant le photon, car nous arrivons à une efficacité de 70%.

L'identification du quark est rendue plus compliquée par la nature de l'interaction considérée. En effet, à l'inverse du photon, le quark n'est pas facilement identifiable car il y a aussi les jets correspondant à la fragmentation du proton et ceux correspondant au rayonnement d'un gluon. Il a donc fallu identifier le bon jet et ceci à été fait à l'aide de deux méthodes basées sur le fait que les particules ont, dans le plan transverse, des directions opposées. Nous avons donc reconnu le jet en nous servant de l'angle φ (angle paramétrisant le plan (x, y)) et des valeurs P_x et P_y des moments transverses.
Ces deux méthodes ont donné des résultats similaires et ont confirmé les résultats obtenus lors de l'analyse de la reconstruction du photon : les signaux ont été restitué pour, respectivement, 72% et 70% des événements initiaux, et la masse a été retouvée à 2% près.

Cette analyse pourra ainsi servir à l'approfondissement des méthodes de reconstruction du signal afin de comparer le Monte Carlo et des données réelles.

Bibliographie

[1] M. Crozon et F. Vannucci, "Les Particules Elémentaires", P.U.F. (1993)

[2] Particle Data Group, "Particles and Fields", Phys. Rev. D54, 687 (1996)

[3] V. Brisson, G. Cozzika et C. Vallée, "HERA: encore plus loin au coeur de la matière", bulletin de la S.F.P. (1993)

[4] H1 collaboration, "The H1 detector at HERA", DESY internal report, DESY H1-96-01 (1996)

[5] B. Grossetête et F. Vannucci, "Interactions et Particules", Eyrolles (1991)

Remerciements

Je tiens à remercier Elie ASLANIDES de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens aussi à remercier Marie-Claude COUSINOU de m'avoir reçu au sein de son groupe. Ses conseils tout au long de mon stage m'ont permis de distinguer la physique qui se cache derrière les histogrammes, et m'ont évité de m'égarer dans la complexité des outils informatiques. Je remercie également Isabelle NEGRI qui m'a supporté pendant ce mois et qui m'a apporté une aide précieuse dans la mise en place du présent rapport et qui a su répondre à mes nombreuses questions.

Je remercie également les membres de l'équipe H1 qui m'ont donné une aide directe ou indirecte en particulier Axel PIEUCHOT qui a pris la peine de corriger ce rapport.