Analyse des événements à grand transfert d'impulsion à l'aide d'un détecteur de vertex à silicium dans l'expérience H1

Benjamin VIERNE
sous la direction de Cristinel DIACONU

Mars-Juin 1999

Remerciements

Je remercie beaucoup mon tuteur de stage Cristinel DIACONU pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté dans la rédaction de mon rapport. Je lui suis reconnaissant de m'avoir témoigné autant de patience et de soutient.
Je remercie également Smain KERMICHE qui m'a fourni une aide importante dans les domaines de l'informatique.
Je tiens a remercier Claude VALÉE, chef du groupe H1 à Marseille de m'avoir accueilli si gentiment. J'ai le plaisir de remercier David CALVET qui a bien voulu répondre à mes questions et Nicolas DELERUE pour ses remarques de tous les jours. Je n'oublie pas Chafik BENCHOUK qui était mon professeur en maitrise et qui m'a fait connaitre le Laboratiore du CPPM. Je tiens à lui témoigner mes sincères remerciements.

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Sonder le coeur de la matière, c'est chercher à observer et à isoler les briques élémentaires qui, par leurs combinaisons, la composent. Jusqu'aux années 1960, ces briques élémentaires paraissaient être l'électron et les nucléons. Aujourd'hui, l'électron ainsi que les autres leptons apparaisent toujours ponctuels, et sont donc des particules considérées comme élémentaires En revanche, nous savons maintenant que les nucléons ont une structure composite. La première méthode pour sonder le coeur des nucléons fut de bombarder une cible d'hydrogène ou de deutèrium liquide par un faisceau d'électrons.
En 1967, à Stanford aux Etats-Unis, une expérience montra pour la première fois que la charge électrique du proton n'était pas répartie uniformément au sein du proton, mais divisée en un certain nombre de sources ponctuelles appelées partons chargés, associés plus tard aux quarks. De plus, en mesurant la fraction d'impulsion portée par le quark du proton sur lequel l'électron du faisceau a diffusé, il est apparu que les quarks ne se partagent qu'environ la moitié de l'impulsion du proton cible. L'autre moitié est portée par des partons électriquement neutres, appelés gluons.
Parallélement à ces expériences s'est développée une théorie des intéractions fortes appelées chromodynamique quantique. Cette théorie établit les lois de la dynamique des quarks et de leurs bosons d'intéraction, les gluons. C'est l'intéraction la plus forte existante entre particules élémentaires.
Cependant, le coeur du proton reste encore bien mystérieux : on ne sait pas pourquoi les quarks ne peuvent pas être isolés ni exister à l'état libre. En sondant plus profodément dans le proton, on a aussi trouvé des paires quarks-antiquarks portant d'autres saveurs que celle des quarks de valence. Ces paires, d'autant plus nombreuses qu'elles portent une fraction plus petite de l'impulsion du proton, constituent la " mer de quarks-antiquarks ".
Enfin, il n'est pas non plus certain que les quarks soient les plus petits constituants de la matiére.
Cette quête du coeur du proton a été rendue possible par l'augmentation progressive du pouvoir de résolution des accélérateurs de particules, formidables microscopes. Dans les années 1960, le faisceau d'électrons de Stanford a permis de sonder le proton avec une résolution de 0,1 femtomètre, soit le dixiéme de

la taille du proton.
A la fin des années 1970, puis tout au long des années 1980, l'utilisation de faisceau de muons et de neutrinos au CERN, à Genève, et au fermilab, à Chicago, conduisit à améliorer la résolution d'un facteur 10. Si le gain en résolution était alors obtenu par l'accroissement de l'énergie donnée au faisceau de leptons, la cible de nucléons demeurait immobile dans le laboratoire.
En 1992, les anneaux de collisions électrons-protons de HERA ont franchi un nouvel ordre de grandeur, en procédant au choc frontal entre ces deux particules.
Bien sûr, la motivation première d'un tel projet est de déterminer ce que l'on appelle "les fonctions de structure" du proton, mais d'autres faits peuvent être étudiés ; le test et la mesure des paramètre du modèle standard, et même au delà de ce modèle. Pour mener à bien toutes ces études, avec une bonne précision, l'analyse doit être effectuée sur HERA avec un maximun d'événements. En utilisant des nouvelles ressources du détecteur H1, auprès de HERA notre travail apporte une nouvelle contribution à l'augmentation du pouvoir statistique des analyses de données à grand transfert d'impulsion.

Chapitre 2

Le modèle standard

A toutes les époques de l'histoire, des hommes ont imaginé l'univers comme constitué d'un nombre limite de constituants fondamentaux. Le nombre et la nature de ces constituants ont cependant considérablement évolué au cours du temps. La première particule élémentaire identifiée à l'état libre est l 'électron; son existance fut postulée par Thomson en 1897 pour expliquer le rayonnement cathodique.
Pour donner une expression analytique au rayonnement du corps noir, Planck émet en 1900 l'hypothèse de quantification de l'énergie électromagnétique. En 1905, Einstein utilise cette hypothèse et postule l'existence du photon en donnant une explication magistrale de l'effet photo-électrique. En 1909, E.Rutherford montre l'existence du noyau atomique avec une expérience de diffusion. Le neutron proposé par Rutheford, est découvert par Chadwick en 1932. L'explication du rayonnement β est faite par Pauli qui pour cela introduit une particule neutre sans masse et qui intéragit peu : le neutrino. Ensuite une grande variété de nouvelles particules est détectées : les hadrons ; Découverte du Kaon K^+ en 1946, puis de Λ et K^0 en 1951, dans les années 60, on en dénombre alors plus de 200. La prolifération de ces particules, et les propriétés de symétrie qu'elles présentent, conduisent Gell-Mann et Zweig en 1962 au concept des Quarks. Dans ce modèle tous les hadrons connus sont des états liés de trois particules fondamentales les quarks u, d, et s.
Parallèlement à la découverte des quarks, la compréhension des différentes interactions a été entièrement renouvelé entre 1964 et 1974. Des théories des intéractions faibles et fortes ont été construites, sur le modèle de l'électromagnétisme. Les théories de l'électromagnétisme et de l'intéraction faible ont été unifiées en une théorie "électro-faible".

2.1 Présentation

On cherche à construire un modèle qui traduit les propriétes de la matière et de l'espace. En particulier, il doit garantir l'invariance de la physique sous les changements de reférentiels, la conservation de la charge électrique, de la quantité de mouvement, du spin, des nombres baryoniques, leptoniques et de couleur. Ce modèle inclut la description des particules connues et de toutes les intéractions exceptéee la gravitation à laquelle aucun traitement quantique cohérent n'a été encore trouvé.

2.2 Formalisme mathématique

Le modèle standard repose sur un formalisme Lagrangien de Théorie quantique des champs basé sur le principe de moindre action. Tout système physique est representé par un champ $\psi(x)$, ou x décrit une position dans l'espace-temps sur laquelle est définie la métrique de la relativité restreinte. L'évolution du système est obtenue à l'aide du principe de moindre action et du Lagrangien auquel il est associé.

$$S = \int d^4 x L(x)$$

2.3 Théorie de jauge

Le modèle standard est construit sous la forme d'une théorie de jauge relativiste invariante avec une symétrie interne brisée.
La modélisation d'un phénomène physique à travers une théorie de jauge commence par l'identification des symétries qui lui sont associées. Le language mathématique utilisé pour décrire ces symétries est appelé théorie des groupes. Il existe deux catégories de symétries : l'invariant relativiste et les symétries internes. Le groupe correspondant à la première catègorie est le groupe de Lorentz (L).

Le second groupe (G) est établi à partir des observations expérimentales effectuées sur les intéractions entre les particules. Les symétries de ce groupe se traduisent au niveau du lagrangien par l'invariance de celui-ci par rapport aux transformation U que le groupe (G) engendre.

Le groupe de Lorentz et le groupe de symétrie interne G permettent d'obtenir un Lagrangien qui présente une symétrie globale, indépendante des coordonnées, par rapport au groupe produit $L \times G$. Lorsque l'on effectue une transformation de jauge locale, c'est à dire une transformation dépendante des coordonnées spatiales, sur un de ces lagrangiens, on s'aperçoit qu'il n'est plus invariant. On parle alors de brisure de symétrie.
En rétablissant cette invariance, on obtient la forme finale du lagrangien qui contient des nouveaux paramètres physiques et avec lequel il devient possible de faire des prédictions.

Cette manière de construire le Lagrangien physique est inverse au cheminement historique qui a été suivi. Les premiers résultats ont été obtenus avec une forme plus ou moins empirique du Lagrangien (exemple : Le Lagrangien de Fermi pour l'intéraction faible).

2.4 Représentation du modèle standard

Le modèle standard (MS) est une théorie reposant sur trois groupes de symétrie de jauge distincts, ayant chacun une constante de couplage propre. Ces groupes sont $G = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et agissent respectivement dans l'espace des couleurs, dans l'espace des isospins et dans l'espace de l'hypercharge Y. D'après ce modèle la matière est composée, de fermions et de bosons.

Pour les fermions, il existe deux grandes familles de particules élémentaires :

- Des leptons qui sont regroupés en trois familles de masses croissantes. La première famille contient l'électron et son neutrino associé (e, ν_e), la seconde le muon et son neutrino (μ, ν_μ) et la troisième le tau et son neutrino (τ, ν_τ) (tableau 2.1).

Leptons	Masse en MeV	Charges	Spin
Electron (e)	$0,511$	-1	$\frac{1}{2}$
Neutrino (ν_e)	$< 0,0015$	0	$\frac{1}{2}$
Muon	$105,658$	-1	$\frac{1}{2}$
Neutrino (ν_μ)	$< 0,17$	0	$\frac{1}{2}$
Tau	1777	1	$\frac{1}{2}$
Neutrino (ν_τ)	< 24	0	$\frac{1}{2}$

Tableau 2.1: Caractéristique des leptons

- Des quarks, qui sont aussi regroupés en trois familles (u,d),(c,d) et (t,b). Ils sont les constituants de base des hadrons. Les hadrons regroupent 2 types de particules. Il y a les baryons qui sont des états composés de trois quarks, et les mésons composés eux de 2 quarks. Tous ces quarks sont affectés d'une grandeur scalaire supplémentaire qui est la couleur qui se décline en trois "valeurs" différentes (rouge, bleu, vert). (tableau 2.2)

Les interactions entre ces constituants de la matìre sont véhiculés par un échange de particules appelé bosons (tableau 2.3).

Le tableau suivant (table 2.4) résume les interactions auxquelles sont soumises les différentes particules élémentaires et les lois de conservation que vérifient les interactions.

Du point de vue de la symétrie SU(3), le proton est un baryon composé de deux quarks u et d'un quark d: $p = (uud)$.
A HERA les interactions électron-proton sont étudiées afin d'obtenir des renseignements supplémentaires sur la structure du proton et la dynamique des particules qui le composent.

Quarks	Masse	Charge	Isospin	Saveurs
u	de 2 a 8 MeV	$\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	0
d	de 5 a 15 MeV	-$\frac{1}{3}$	-$\frac{1}{2}$	0
s	de 100 a 300 MeV	-$\frac{1}{3}$	-$\frac{1}{2}$	étrangeté=1
c	de 1 a $1,6$ GeV	$\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	charme=1
b	de $4,1$ a $4,5$ GeV	-$\frac{1}{3}$	-$\frac{1}{2}$	beauté=1
t	180 GeV (MS)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	top=1

Tableau 2.2: Caracteristique des quarks

Bosons	Masse en GeV	Charge	Spin
$Gluonsg_i(i = 1, 8)$	0	1	0
$Photons\gamma$	0	0	1
$W^{\pm}$	80,2	± 1	1
Z^0	91,2	0	1
$HiggsH$	> 90	0	0

Tableau 2.3: Caractéristiques des bosons

Particule	Interaction forte	Interaction E-M	Inetraction faible
e μ τ	non	oui	oui
Neutrinos	non	non	oui
Quarks	oui	oui	oui

Chapitre 3

La physique à HERA

Nous allons décrire ici les différentes grandeurs physiques relatives aux expériences menées auprès du détecteur H1.

3.1 Définition des variables cinématiques.

La figure 3.1 présente le schéma définissant la diffusion $ep \rightarrow eX$ pour un courant neutre (échange d'un bosons neutre) et un événement courant chargé. On note respectivement k et k' les quadrivecteurs des leptons incidents et diffusés, q=k-k' le quadri-moment du boson échangé, p le quadri-moment du proton incident, et enfin Ee=27,5 GeV et Ep=920 GeV les énergies de l'électron et du proton incidents.

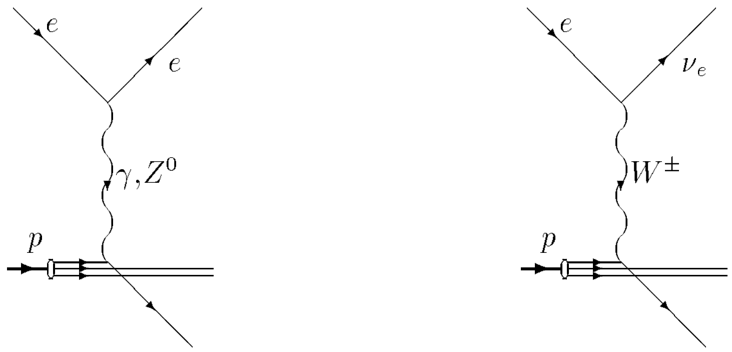

Figure 3.1: Diagramme de 2 collisions profondément inélastiques, l'une avec échange d'un boson neutre (à gauche), l'autre avec échange d'un boson chargé (à droite).

On définit alors plusieurs invariants de Lorentz:

$$Q^2 = -q^2 \qquad x = -kq/pq = Q^2/2pq \qquad y = pq/pk \qquad \nu = pq/M_p$$

- Où M_p est la masse du proton.
- $-Q^2$ est la masse virtuelle du photon.
- x s'interprète comme la fraction de l'impusion du proton emportée par le quark diffusé.
- y représente la fraction d'énergie perdue par l'électron incident dans le référentiel du proton au repos.
- ν s'interprète comme l'énergie cédée par l'électron au proton dans ce même référentiel.

Si on néglige la masse des particules devant leur impulsion, les trois premières variables sont reliées par la relation:

$$Q^2 = xyS$$

où $S = (k+p)^2 = 4EpEe = 90200 \ \ GeV^2$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

Si on utilise l'angle polaire de l'électron diffusé et son énergie comme variables indépendantes, on a:

$$Q^2 = 4E_eE_e'cos(\theta/2)^2$$

$$y = 1 - E_e'/E_esin(\theta/2)^2$$

$$x = \frac{E'\_ecos(\theta/2)^2}{E\_p(E\_e - E'\_esin(\_theta/2)^2)}$$

La région physique couverte par ces variables à HERA est donnée par les limites suivantes :

$$Q^2 \ \ \epsilon \ \ [0,s] \quad W^2 > M_p^2 \quad x \ \ \epsilon \ \ [0,1] \quad y \ \ \epsilon \ \ [0,1]$$

Cependant ces variables ne varient pas indépendament, Q^2 doit toujours être inférieure au produit sx

$$(Q^2 < Sx)$$

3.2 Les différents phénomènes accessibles à HERA

Plusieurs phénomènes peuvent se produire dans les collisions électron proton :

- Les Courants Chargés : seul le jet correspondant au quark diffusé est observable puisque le neutrino produit n'est pas détecté. L'évènement est en apparence pas équilibré en impulsion, dans le plan transverse. Quelques-uns des débris du proton sont observés dans la direction du proton incident. (Figure 3.2).

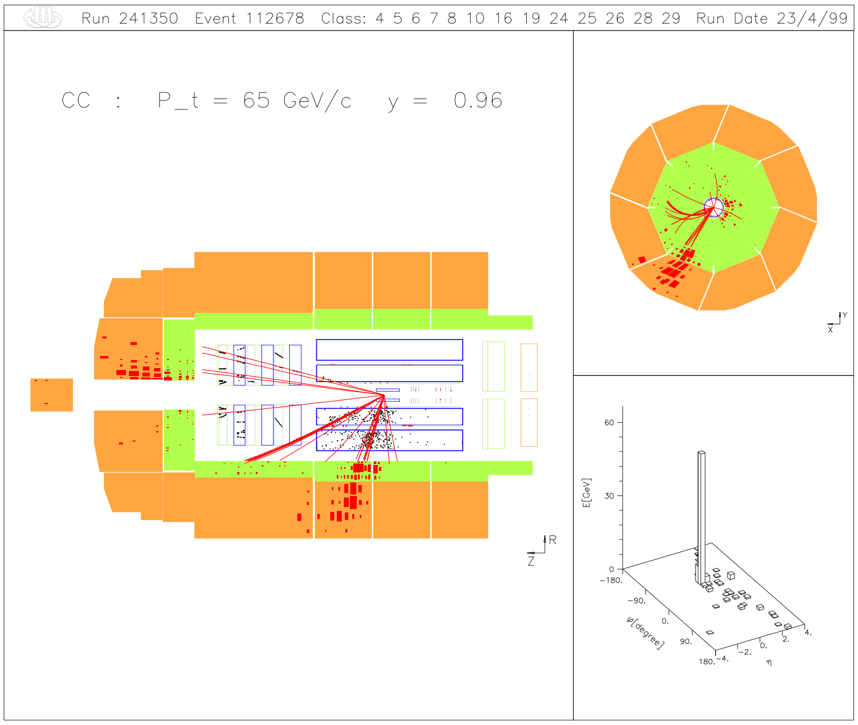

Figure 3.2: Un événement de type Courant chargés.

- Les courants neutres : l'électron est diffusé à grand angle et observé dans le détecteur. Un ou plusieurs jets correspondant au quark diffusé sont observés. Dans ce cas la conservation de l'impulsion transverse est respectée. Comme pour les courants chargés, des débris du proton peuvent être observés dans la direction du proton. Figure 3.3

- Les événements Compton : Ces évènements résultent de la diffusion de lélctron par d'un photon quasi-réel émis par le proton.

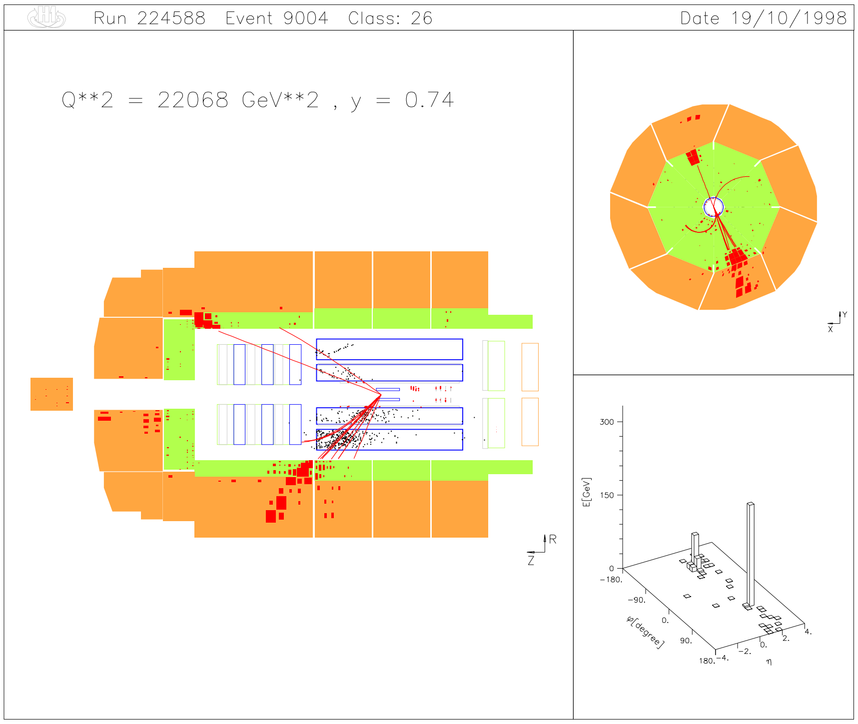

Figure 3.3: Un événement de type Courant neutre.

- La photoproduction : Dans ce cas le photon quasi-réel est émis par l'électron. Il y a l'interaction directe, où le photon interagit directement avec un quark mais aussi les interactions résolues, où le photon oscille en méson vecteur (dans ce cas on parle d'interaction hadron-hadron).

3.3 Mesure des section efficaces

La luminosité dans l'étude des collisions des particules est un facteur fondamental caracterisant la machine. Cette caractéristique donne une idée de la capacité de l'accélerateur à mettre en collision les particules.
La luminosite instantanée L, est donnée par la formule :

$$L = n \times f \times \frac{p_1 p_2}{\sigma_x \sigma_y}$$

Où f est la fréquence de collisions, n le nombre de paquets des deux faisceaux de particules en interaction, p_1 et p_2 le nombre de particules contenues dans chacun de ces paquets et où σ_x et σ_y représentent la section transverse des deux faisceaux.
La luminosité est calculée à partir d'un phénomène dont la section efficace est bien connue, et dont la reconnaissance est certaine.

Expérimentalement, c'est la luminosité intégrée $\mathcal{L}$ qui est utilisée.

$$\mathcal{L} = \int L dt$$

Elle relie le nombre d'évènements d'un processus, à sa section efficace par une relation très simple :

$$N_{evt}^{proc} = \mathcal{L}\sigma^{proc}$$

Mais cette relation est valable dans le cas idéal. On doit en fait tenir compte de l'efficacité de détection ϵ. Pour cela il faut utilisé cette formule.

$$N_{evt}^{proc} = \epsilon L\sigma^{proc}$$

Connaissant la luminosité de l'appareil, et en "comptant" le nombre d'évènement d'un certain processus, on peut déterminer sa section efficace et la comparer aux prévisions théoriques.

L'étude des événements à grand transfert d'impulsion implique l'analyse d'échantillons contenent parfois peu d'événements, ce qui donne naissance à des erreurs stastitiques qui peuvent être importantes. C'est pourquoi une haute luminosité est à désirer ce qui induit aussi, la nécessité de pouvoir exploiter tout le temps utile de fonctionnement du collisionneur.

Chapitre 4

Le dispositif expérimental

Après une description générale du collisionneur HERA, nous allons décrire dans ce chapitre les instruments qui servent à l'acquisition des données de H1. Nous insisterons surtout sur la partie centrale du détecteur qui nous a servie dans la suite de notre étude. Il est a noter que dans ce qui suit, nous ne différencions pas l'électron du positron (HERA a la possibilité d'accélérer aussi bien des électrons que des positrons).

4.1 L'accélérateur HERA

La tâche principale des expériences auprès de HERA est de mesurer la densité des quarks, des anti-quarks et des gluons qui portent une certaine fraction de l'impulsion du proton.

4.1.1 Présentation

Installé dans le complexe scientifique de DESY (Deutches Elektronen-Synchrotron) (Figure 4.1), HERA (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) se trouve dans un tunnel de 6.3 Km de longueur à 20 m de profondeur, sous un quartier de la ville allemande de Hambourg.

Seule machine à réaliser des collisions frontales leptons protons, HERA est un accélérateur de particules consacré à l'étude des fonctions de structure du proton. Sept ans ont été nécessaires pour construire cet accélérateur, qui comporte deux anneaux de stockage permettant d'accélérer simultanément des particules aussi différentes que des protons et des électrons, puis de les mettre en collision. Aprés une periode de mise au point de la machine, au cours de laquelle les premières collisions ont été observées le 19 octobre 1991, la mise en service est devenue effective et les prises de données ont commencé depuis le 31 mai 1992.

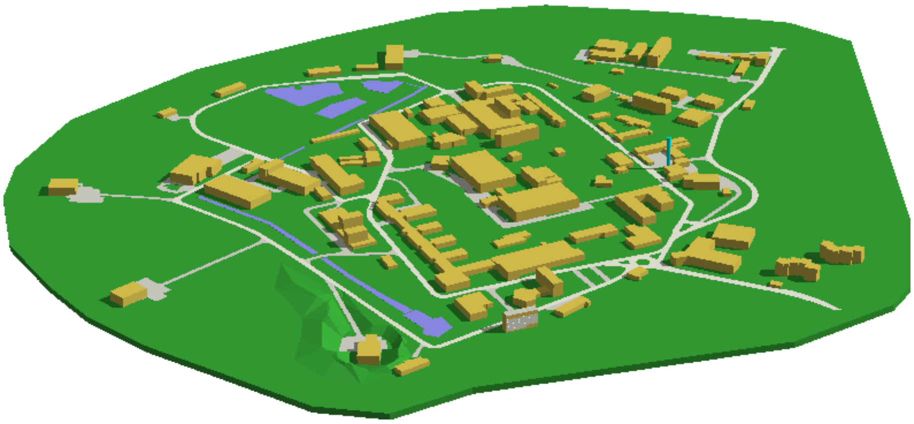

Figure 4.1: vue du complexe scientifique DESY

4.1.2 Le cheminement des particules

Avant de se rencontrer les électrons et les protons empruntent des chemins différents (Figure 4.2).

Les électrons sont produits puis regroupés par paquet de 4.10^{10} et sont accélérés jusqu'à une énergie de 500 MeV lors de leur passage dans l'accélérateur LINAC I. Puis ils sont accélérés jusqu'à 7 GeV par le synchrotron DESY II. Une fois que cette energie est acquise, les électrons se trouvent injectés dans l'anneau PETRA II où leur energie alors portée les 12 GeV. Cette procédure est repétée jusqu'à l'obtention de 70 paquets, qui sont ensuite injectés dans l'anneau de HERA où ils atteignent en quelques tours leur energie nominale de 27,5 GeV. Cette opération est répétée trois fois et dure 15 minutes. On se retrouve alors avec 210 paquets d'électrons qui ont une energie de 27,5 GeV.

Les protons sont obtenus à partir d'ions d'hydrogène H^-. Ces ions sont regroupés par paquets de 10^{11} que l'on accélère jusqu'à 50 MeV grâce à LINAC III. Ils sont ensuite accélérés par le synchrotron DESY III jusqu'à 7,5 GeV. Cette opération est répétée 10 fois. Puis ces paquets sont doublement ionisés dans DESY III afin d'obtenir les protons nécessaires à l'expérience.
Tout cet ensemble de procédure est répété sept fois. Puis PETRA II confère à tous les protons obtenus une énergie de 40 GeV. Ces protons sont alors envoyés dans l'anneau HERA par groupe de 70 paquets. Ce cheminement est reproduit trois fois, pour aboutir à 210 paquets de protons de 920 GeV.

4.1.3 Les anneaux de collisions

La spécificité de HERA est la mise en jeu de deux types de particules, les électrons et les protons, qui circulent dans deux anneaux complétement différents. Ces deux anneaux sont placés l'un sur l'autre et comportent chacun environ 2000 électro-aimants qui servent à guider et à focaliser les paquets de particules qui composent les faisceaux.

Les électrons sont accélérés par un système composé d'aimants classiques

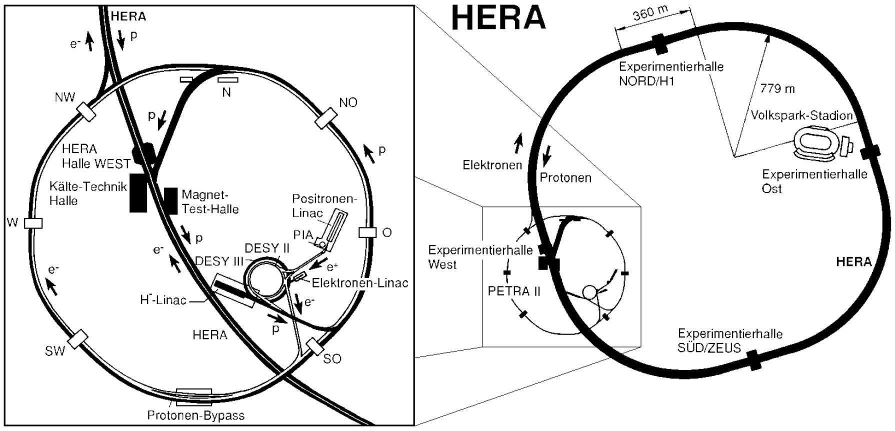

Figure 4.2: Schema du système de preacceleration de HERA

et de cavités radiofréquences supraconductrices (R.F). Ce système permet de conférer aux électrons une énergie qui peut atteindre 27.5 GeV, mais aussi de compenser en permanence la perte de 70 GeV par tour dû au rayonnement synchrotron qu'ils émettent.

Le faisceau d'électron a aussi la particularité de se polariser transversalement. Mais ce qu'il y a d'intéressant à étudier pour les collisions électrons-protons c'est l'effet de la polarisation longitudinale. Pour cela on peut installer un systême de rotateur de spin qui nous pemet d'obtenir la polarisation souhaitée.

Les protons ont une énergie encore plus grande (920 GeV). Pour maintenir leur trajectoire dans l'anneau, on utilise des aimants supraconducteurs refroidis à $4,2$ kelvins. Ainsi pour disposer de la quantité nécessaire au refroidissement des éléments magnétiques, la plus grande centrale de liquéfaction d'Europe a dû être construite sur le site de DESY. Les cavités R.F sont moins puissantes et consomment moins d'energie car le rayonnement synchrotron du proton est très faible [1].

Enfin, pour limiter les interaction des faisceaux avec le gaz résiduel, et pour prolonger leur durée de vie, HERA tient un vide poussé de 2.10^{-9}hPa. Ces faisceaux rentrent en interaction à des endroits trés précis où sont observés les collision, toutes les 96 ns.

4.1.4 Les détecteurs

Plusieurs expériences sont menées sur le colissionneur HERA. Les faisceaux d'électrons et de protons qui le parcourent se croisent en deux endroits, appelés zones d'interactions. Au nord et sud de celui-ci, se trouvent respectivement les detecteurs H1 et ZEUS. Tous deux sont destinés à étudier la structure interne

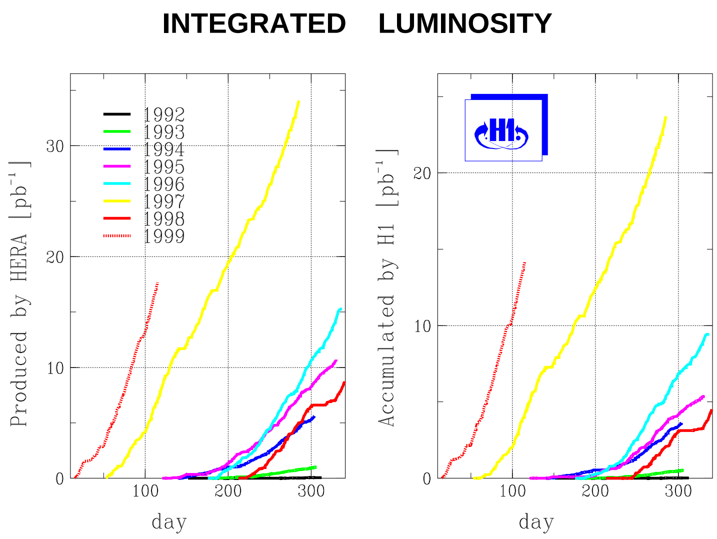

Figure 4.3: La luminosité integrée délivrée par la machine en fonction du temps

du proton. En plus de ces deux détecteurs multi-tâches, on trouve l'éxpérience HERMES dédiée à l'étude de la fonction de structures des protons polarisés, et l'expérience HERA B ayant comme but principal l'étude de la physique du quark b.

4.2 L'expérience H1

La configuration géométrique de H1 est la suivante (Figure4.4). L'axe z est défini suivant l'axe des faisceaux. La partie avant sera la partie gauche du détecteur, dans la direction du faisceau de protons ($z > 0$), et la partie arrière sera dans la direction des électrons ($z < 0$). Le point d'interaction nominale (IP=0) se trouve au centre du détecteur. L'axe y vertical pointe vers le haut du détecteur, et l'axe x est défini de telle sorte que (x, y, z) forme un triédre direct. L'angle polaire θ est défini par rapport à la direction ($z > 0$), et l'angle azimutal ϕ à partir de l'axe x.

4.2.1 Les caractèristiques du collisionneur

H1 ressemble à première vue, au détecteur installés auprès des anneaux de collision d'énergie similaire comme le LEP du Cern. Toutefois la grande différence d'énergie entre les deux faisceaux implique une asymétrie entre l'avant et l'arrière de l'appareil. Ce détecteur très complexe pés environ 2000 tonnes et représente le fruit de la collaboration de plusieurs centaines de physiciens, ingénieurs et techniciens.

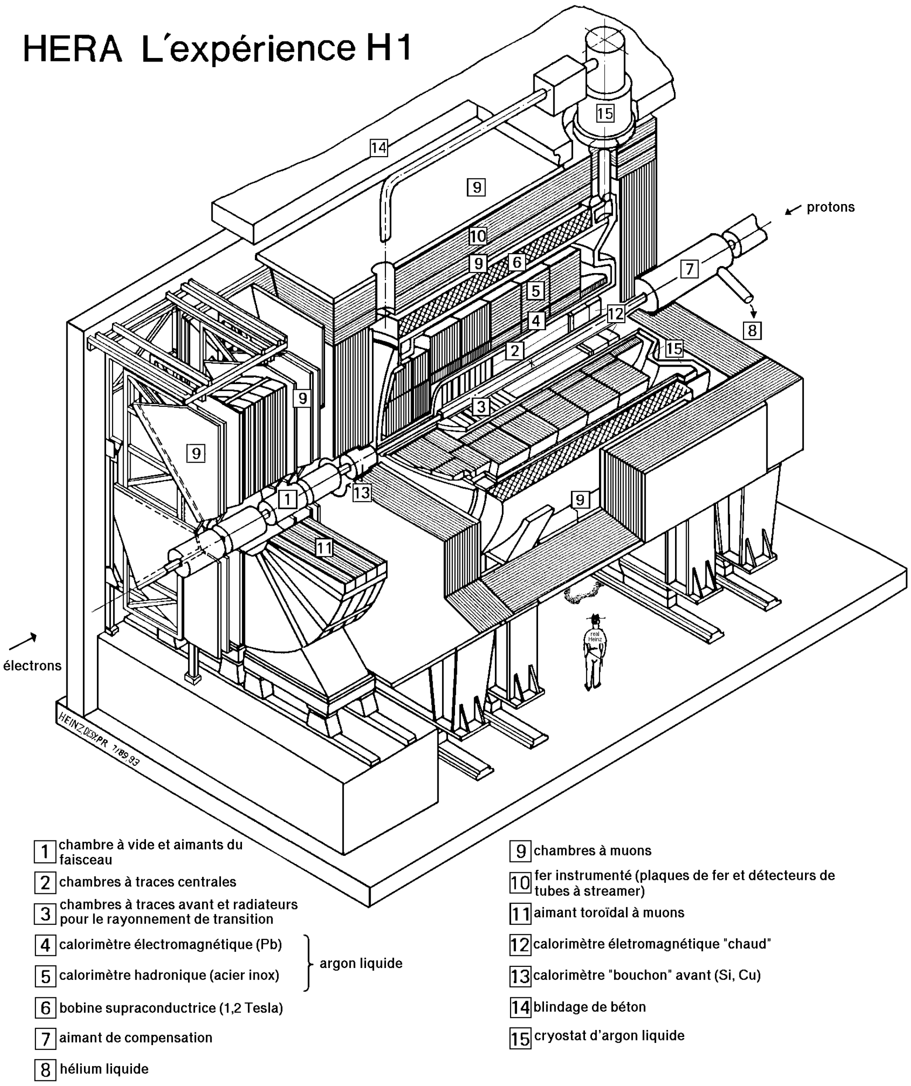

Figure 4.4: Vue en 3D du détecteur H1

H1 est composé de divers instruments qui servent à mesurer les énergies et les trajectoires des particules (on mesure aussi les énergies des particules neutres) qui le traversent.

Le système de traces (CT)

Les détecteurs de traces sont situés dans la partie centrale de H1 (Figure 4.5), entourant le point nominal d'interaction. Ils servent à l'identification du vertex primaire de l'interaction et à la détermination de l'impusion des particules de faible énergie. Pour cela ils subissent en permanence un champ magnétique de B=1.14 Telsa, orienté le long de la direction du proton (axe Oz). Leurs conceptions a demandé un effort particulier. En effet leur présence ne doit pas dégrader l'énergie du signal qui est ensuite exploitée par d'autres détecteurs en aval Cet ensemble se divise en deux types d'appareil.

- Les chambres ditent proportionnelles (CIP,COP,FPC, qui donnent une position peu précise mais qui ont l'avantage d'avoir un temps de réponse très rapide.
- Les chambres à dérive, déterminent une trajectoire en 3 dimensions mais ont un temps de réponse plus long (1.5 μs) que le temps entre deux collisions (96 ns)

Figure 4.5.

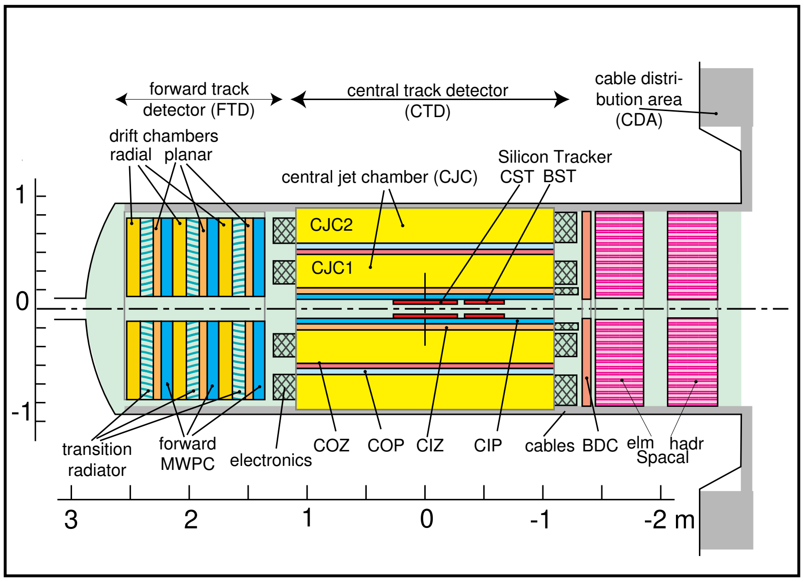

Figure 4.5: Vue compléte du système qui sert à reconstruire les traces.

4.2.2 Les calorimètres.

Afin de mesurer l'énergie des particules, H1 est doté de calorimètres. Leur principe est le suivant :

Les particules interagissent avec la matière du calorimètre et perdent la totalité de leur énergie en créant des gerbes de particules secondaires. L'alternance de matériaux où la production de gerbes est importante avec des zones de détection permet de mesurer l'énergie déposée par la particule incidente. La relation entre son énergie et celle mesurée dans le calorimètre est donnée par la calibration (mesures effectuées en connaissant l'énergie des particules incidentes).

Ce type de détecteur possède plusieurs avantages, en particulier celui de différencier les électrons et les photons, des hadrons par la forme des gerbes créées : les premières sont très compactes (dues à l'interaction électromagnétique) et situées au début du calorimètre , tandis que les hadrons peuvent traverser davantage de matière pour perdre toute leur énergie (ionisation et interaction forte).

Le calorimètre est donc partagé en deux parties , électomagnétique et hadronique. Un second intérêt provient de la segmentation de ce détecteur , qui permet d'obtenir des informations sur le développement de la gerbe et ainsi de remonter à la trajectoire et à l'angle des particules incidentes.

Quatre calorimètres différents sont utilisés dans H1 :

- LAr : calorimètre à Argon Liquide . C'est le plus volumineux et le plus utilisé dans l'analyse , il couvre la partie centrale et l'avant du détecteur ($4° < \theta < 154°$). Il est constitué de plaques de plomb baignées dans de l'argon liquide pour la partie électomagnétique, remplacées par de l'acier pour la partie hadronique.

- PLUG : constitué de couches de cuivres et de détecteurs en silicium.

  ($0.6° < \theta < 3.5°$)

- SpaCal : (Spaghetti Calorimeter) mesure l'énergie des particules diffusées vers l'arrière. ($155° < \theta < 178°$)

- Fer instrumenté : permet de mesurer l'énergie des gerbes hadroniques qui ne sont pas totalement absorbées par les autres calorimètres.

Il existe un dispositif de détection des particules chargées qui possède une très grande précision spatiale. C'est un détecteur à silicium (CST) situé tout près de l'axe du faisceau. Ce sous détecteur qui constitue le point de départ de notre travail, sera décrit plus en détail dans le chapitre suivant.

4.2.3 La simulation Monte-Carlo

Le but de l'expérience H1, est de mesurée la section efficace des différents processus (c'est à dire sa probabilité d'être observé). Les résultats expérimentaux

peuvent ensuite être confrontés aux prédictions du modèle standard.
Pour cela il existe une méthode dite "Monte-Carlo", qui a le cheminement inverse. A partir des équations mathématiques d'une théorie, elle simule des événements, (à savoir un ensemble de variable x_i caractérisant un événement donné) et la réponse du détecteur à ces derniers.
Dans la simulation Monte-Carlo nous connaissons les variables "vraies", c'est à dire les variables de la théorie simulées. Ceci nous permet d'étudier l'effet du détecteur en comparant les variables "vraies" à celles mesurées.

Nous nous sommes servis d'une simulation d'événements pour étudier la qualité de reconstruction du vertex primaire à l'aide du CST.

Chapitre 5

Le détecteur de vertex à silicium de H1

5.1 Présentation

Le détecteur de microvertex à silicium (CST Central-Silicon-Trackers) (Figure 5.1), fait partie du programme d'évolution du détecteur H1 à HERA. Il a pour but d'améliorer la résolution du C.T. (ou des traces dans la partie centrale de la machine), afin d'étudier la physique des saveurs lourdes. En effet jusqu'à présent le C.T. avait une résolution qui était du même ordre que la longueur de vol des hadrons charmés avant desintégration, soit 200 μm . Il était donc impossible d'étudier toute cette partie de la physique.

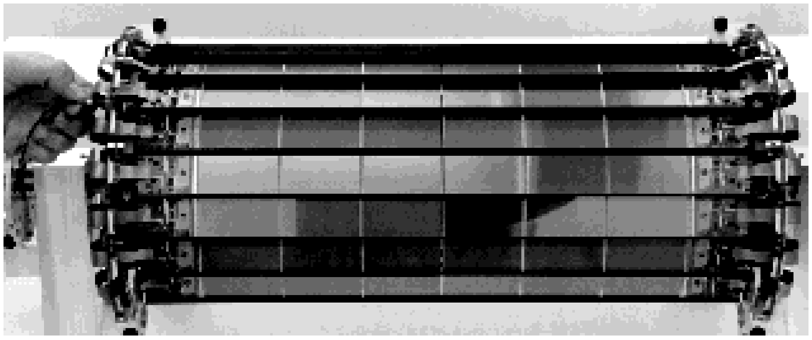

Figure 5.1: Vue du CST.

Son installation s'est achevée en 1996, et les premières ont prises de données ont eu lieu durant l'année 1997.

5.2 Principe et fonctionnement du détecteur à silicium

Lorsqu'un contact entre deux semi-conducteurs, l'un de typenet l'autre de type P, se produit, il se crée une zone entre ces deux élément dite de déplétion (Figure 5.2), où il n'existe plus aucune charges libres. D'autre part, une barrière de potentiel se forme à cet endroit, qui arrête la diffusion des électrons et des trous. La détection d'une particule chargée utilise cette zone et ses propriétes pour repèrer les particules chargées.

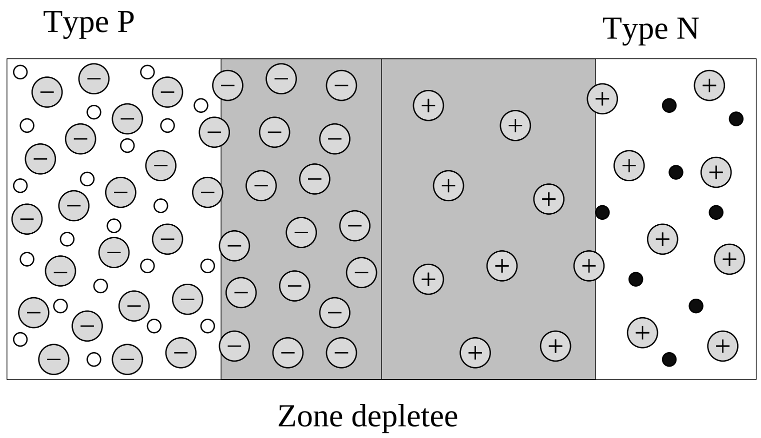

Figure 5.2: Jonction P-N, les électrons sont en noir et les trous en blanc.

Le passage d'une telle particule dans un semi-conducteur ionise le cristal, il y a alors création de paires électron-trou. Dans un cristal habituel la recombinaison de ces paires se produit naturellement au bout d'un certain temps. Dans une jonction P-N, le champs électrique qui se trouve dans la zone déplétée permet aux électrons et aux trous de se séparer définitivement. La collection des charges résultant de l'ionisation de la zone déplétée permet de déceler la présence de la particule qui la traverse.

Un détecteur de position peut être conçu comme un ensemble de diodes implantées sur le même cristal en silicium (Figure 5.3).

En outre ce genre de détecteur est doté d'une très grande précision (une résolution de 12μm sur le coté p et 25μm su le n) et est aussi très rapide. Sa taille est peu encombrante et la techonologie qu'il utilise, même si elle est très complexe, est très bien maîtrisée par l'industrie. Le seul inconvénient est son prix, beaucoup plus important que les détecteurs concurrents.

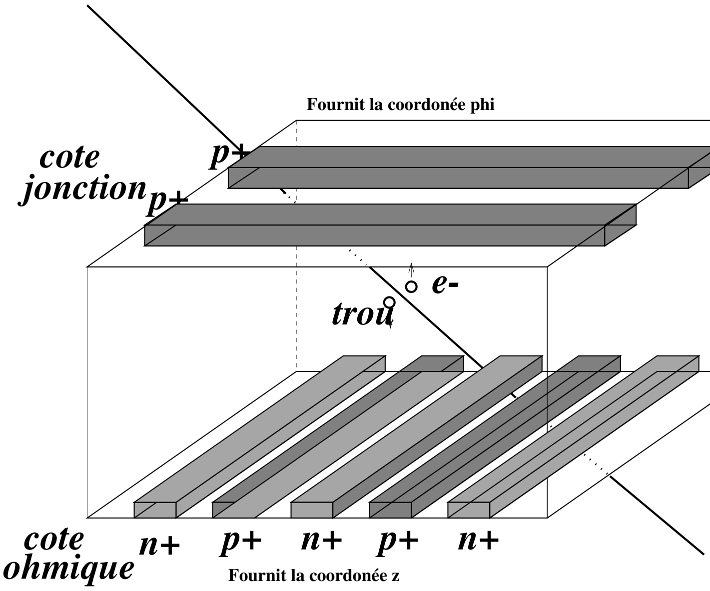

Figure 5.3: vue en 3D des détecteurs en silicium. Le quadrillage du cristal des deux cotés permet de déterminer la position bidimensionnel du passage de la particule

5.3 Description

Le CST est centré au point nominal d'interaction et a une longeur effective de 358 mm, ainsi une large fraction de la zone d'interaction est recouverte. Son acceptance angulaire est $30^\circ < \theta < 150^\circ$.

Le CST est constitué de deux couches formées de 32 bandes rectangulaires identiques agencés cylindriquement autour de l'axe du faisceau. La couche interne contient 12 bandes, contre 20 pour la couche externe. (Figure 5.4).

Ces couches se situent pour l'une à une distance R=57.5 mm et pour l'autre R=97 mm de l'axe Z du détecteur.

Chaque bande est composées de deux modules chacune. Chaque module est constitué de trois détecteurs en silicium. Ces détecteurs possèdent deux faces qui donnent pour l'une, des points de mesures en fonction de l'angle azimutal ϕ et pour l'autre, en fonction de z (Figure 5.5).

Des contraintes dimensionnelles empèchent une lecture indépendente de ces trois détecteurs en silicium. Sur le coté z, les trois détecteurs sont liées au même système de lecture. A cause de cela pour chaque point d'impact créé par une particule chargée nous avons deux autres positions associées complètement fausses, et indiscernables. Cette configuration spécifque du CST est appellée le multiplexing. Pour résoudre cette ambiguité, on se sert habituellement d'une information externe au CST. Au total le CST posséde 81920 canaux sur 192 détecteurs en silicium qui sont lus et qui permettent de déterminer la position

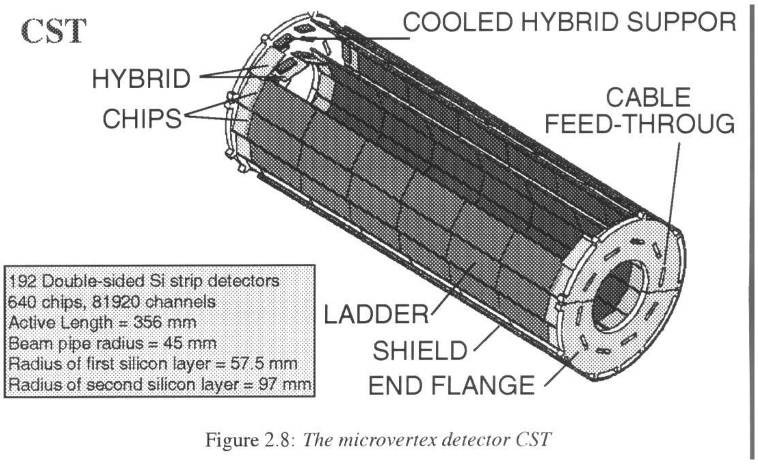

Figure 5.4: Vue en 3D du CST.

précise du vertex.

Le sens de l'enchevêtrement des plaques n'a pas été choisi par hasard, il est dèstiné à minimiser la diffusion des charges ionisées par le passage d'une particule chargée à l'intérieur du cristal. En effet le champ magnétique du détecteur courbe la trajectoire des électrons et des trous, ce qui se traduit par une augmentation de l'incertitude de la position.

5.3.1 Acquisition des données

Il existe deux banques de données qui font référence aux informations receuillies par le CST : CVLH et CVSP.

La première est constituée de l'adresse de tous les points d'impact accumulés par toutes les faces n et p du CST. On dispose alors de l'adresse des bandes touchées sur la face supérieure et inférieure de chaque module. La seconde, combine les points de mesure collectés par les faces appartenant à un même module. La combinaison s'effectue en faisant coorespondre pour chaque bande un point de mesure de la face n du détecteur et un de la face P. Le résultat est une mesure tridimensionnelle de la position de la particule lors de son interaction avec une couche du CST.

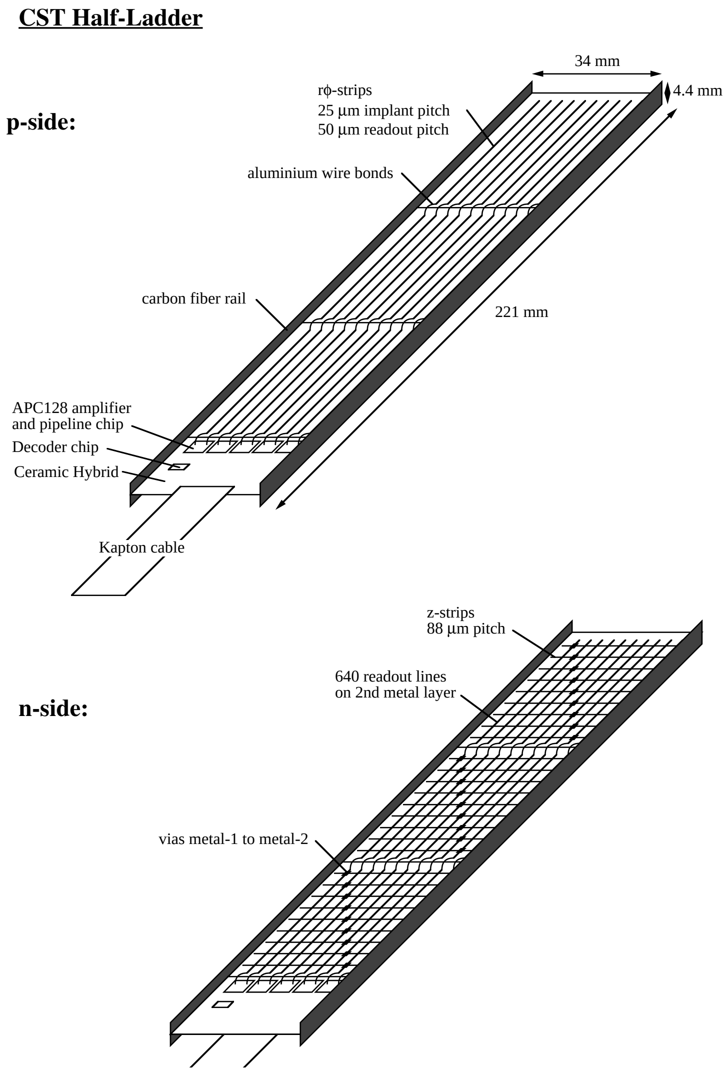

Figure 5.5: Vue schématique des facesnet P des couches appartenant au CST.

Chapitre 6

Reconstruction du vertex

6.1 L'idée

Durant la phase de mise au point des faisceaux, les leptons et les protons intéragissent entre eux et créent, par radiation électro-magnétique énormément de photons. Si bien que l'intensité du signal, produit par cet effet, est trop grande pour être supportée par le systême électrique des sous-détecteurs de traces chargées. On est alors obligé d'éteindre le système de traces (CT) qui sert à la reconstruction des trajectoires, pour ne pas l'endommager.
Dès lors la prise de données devient impossible. Pourtant le C.S.T et toute la partie calorimètrique de H1 sont encore opérationnels et peuvent prendre des données. Il nous reste alors, suffisamment d'informations pour reconstruire des évènements à grand transfert d'énergie. En effet, pour ce genre d'évènement, l'acceptance du CST est de 80% (Figure 6.1).

Pour cette figure nous présentons l'acceptance du CST pour les événements à grand Q^2. Les distributions en Q^2, $\theta_{electron}$ et P_T.

De surcroît nous disposons aussi d'une mesure qui provient du systême calorimètrique. Elle est moins précise, mais elle à l'avantage de nous renseigner de façon générale sur la physique de l'événement.
Ainsi, il existe un moyen de reconstituer des évènements lors de cette période et d'augmenter l'échantillon d'évènements à grand transfert d'impulsion.

6.2 Sélection et méthode de reconstruction

La méthode de reconstruction du vertex est la suivante. Nous devons sélectionner le plus de points d'impact succeptibles de représenter les traces chargées contenues dans le jet à l'aide du CST. Puis nous combinons les points d'impact sélectionnés de la couche interne avec ceux de la couche externe.
Ensuite nous extrapolons toutes ces combinaisons vers le calorimètre: Ainsi nous pouvons savoir si la paire de points de mesure correspond à un dépôt d'énergie dans le calorimètre, et si ce n'est pas le cas, éliminer cette mauvaise combinaison.

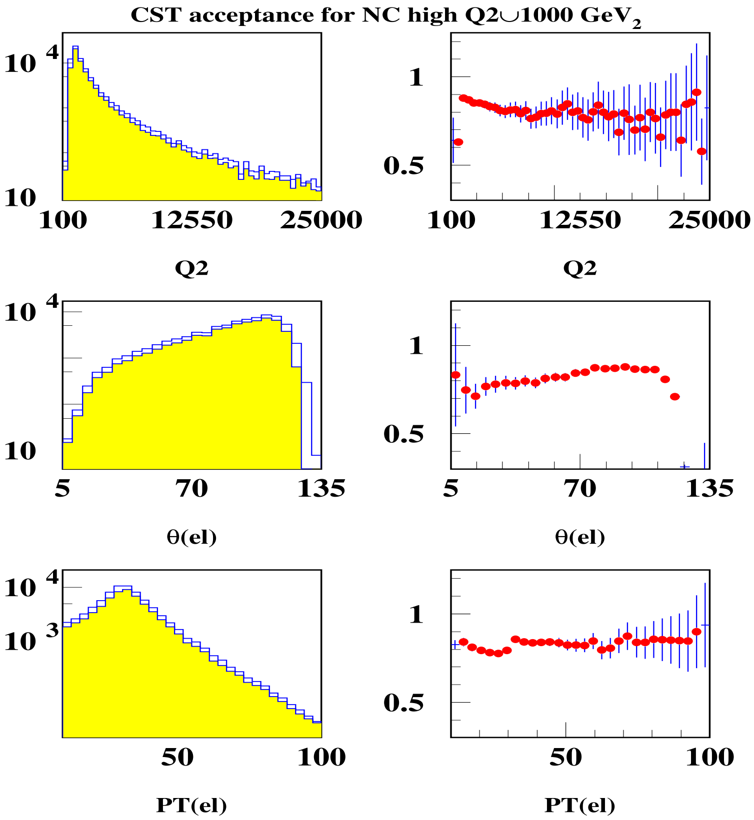

Figure 6.1: A chaque ligne figure l'acceptance du CST. Les distributions en Q^2, $\theta_{electron}$ et P_T pour les événements à grand Q^2 (histogramme blanc) et pour ceux où l'électron traverse le CST (histogramme gris). A chaque ligne figure l'acceptance du CST.

Enfin nous évaluons la position du vertex de l'évènement en utilisant des estimateurs sur la distribution des coordonnées (0,0,z) des origines des bonnes combinaisons.

6.2.1 Sélection dans le plan transverse

Pour tous les points d'impacts du CST nous effectuons une première sélection, en comparant leur orientation en phi avec celles des centres de gravité de tous les jets identifiés par le calorimètre (LAr) (Figure 6.2).

Nous retenons uniquement les points d'impact qui ont un écart de moins de 0.5 radians par rapport à la direction azimutale ϕ du jet le plus proche. Ce

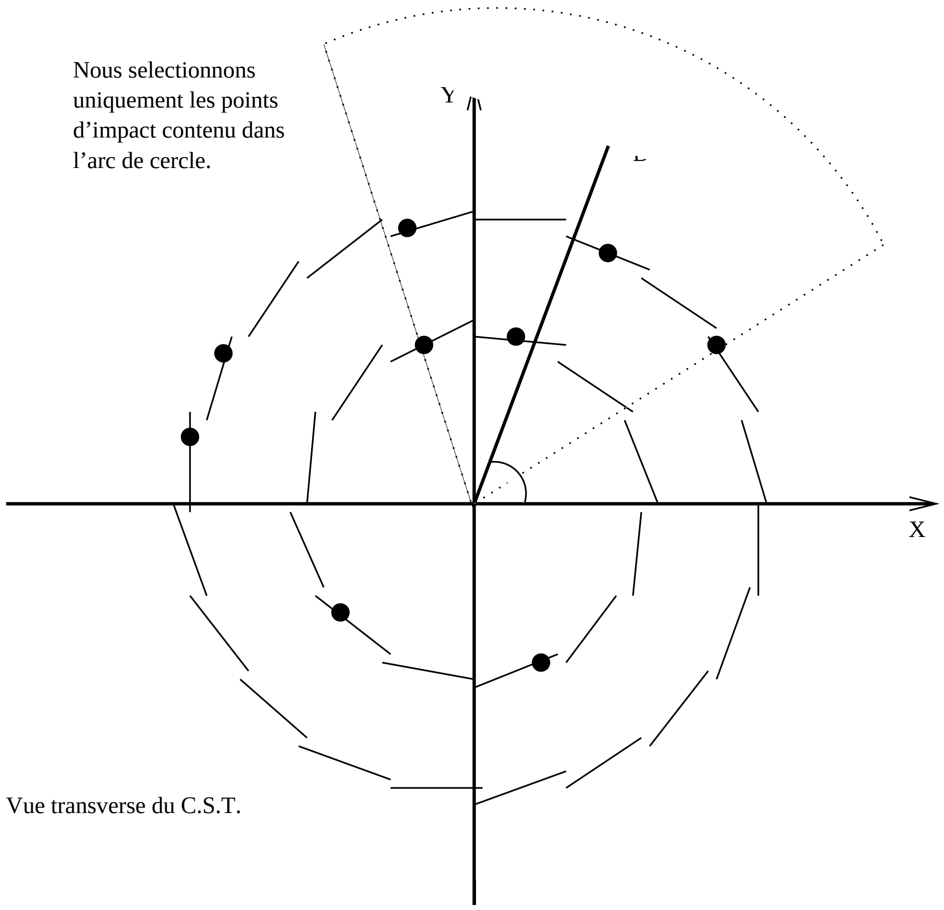

Figure 6.2: Différence d'orientation entre le jet et les point de mesure du CST

choix se trouve justifié par la figure 6.3. Nous avons fait figurer la répartition de l'angle phi des points d'impact du CST par rapport à la direction de l'électron pour 300 évènements à courant neutre. Les deux pics centrés respectivement sur 0 radians pour le plus étroit et sur -π radians pour le second, correspondent respectivement aux traces chargées associées à l'électron et au jet.
Nous disposons maintenant d'un nouvel ensemble de données auquel nous allons ajouter de nouvelles contraintes.

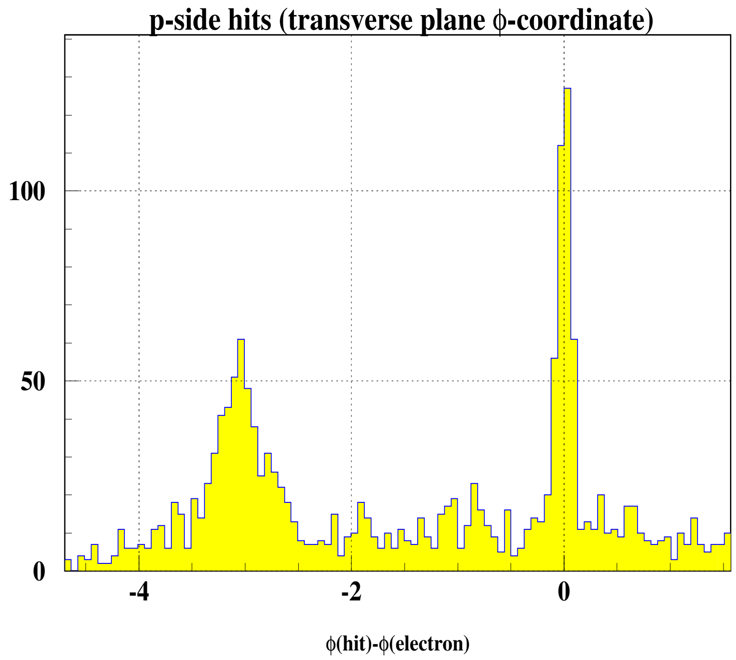

Figure 6.3: Comparaison en θ des points d'impact du CST avec lélectron

Une autre condition importante doit être vérifiée pour que nos combinaisons soient cohérentes avec le fait de rechercher des paires d'impacts qui peuvent représenter la trace d'une particule dans le CST. En effet la droite qui passe par cette paire doit nécessairement passer près de l'origine du faisceau. Nous devons trouver pour chaque point d'impact sélectionné, au moins un partenaire provenant d'une couche différente qui vérifie la condition suivante : la différence angulaire entre les deux points d'impact doit etre inférieure à 0.1 radians.

$$|\Delta\phi| < 0.1$$

A l'aide de deux points provenant de deux couches différentes du CST, et d'un troisième représentant la position moyenne du faisceau, nous allons calculer l'impulsion transverse d'une particule susceptible de passer par ces trois points. Pour cela nous avons besoin du rayon de courbure de la trajectoire de cette particule. La méthode de calcul de ce rayon est la suivante (Figure 6.4).

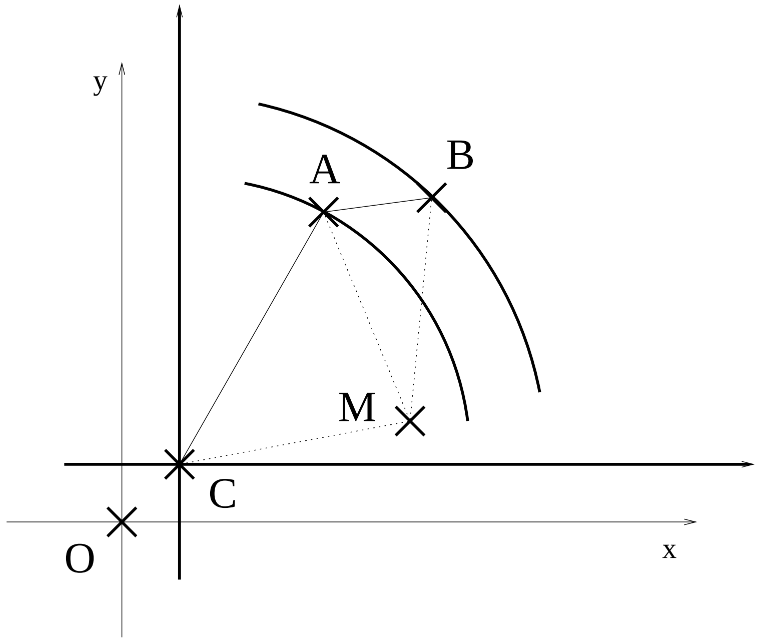

Figure 6.4: Méthode de calcul du Pt

On recherche les coordonnées d'un point M équidistant de A, B et C, où A et B sont les deux points du CST et C la position du faisceau.

Cela revient à dire:

$$AM = CM$$
$$BM = CM$$

Ce qui est équivalent au système d'équation suivant:

$$(xa - x)^2 + (ya - y)^2 = x^2 + y^2$$
$$(xb - x)^2 + (yb - y)^2 = x^2 + y^2$$

La résolution de ce système nous donne le rayon du cercle passant par les trois points, correspondant au rayon de courbure de la trajectoire. A partir de cette longueur, nous pouvons calculer facilement l'impulsion correspondante. En effet il existe une relation linéaire entre cette longueur et l'impulsion transverse d'une particule chargée, plongée dans un champ magnétique B.

$$P_T = qBR$$

Disposant maintenant de cette grandeur physique, on peut sélectionner tous les points de mesures du CST ayant une trajectoire suffisamment rectiligne pour pouvoir être comparéee aux données calorimètriques. Nous ne retenons alors, uniquement, les combinaisons qui ont une impulsion tranverse supérieure à 0.2 Gev.

Cette première étape fournit un ensemble de points d'impact dans le plan transverse.

6.2.2 Sélection dans le plan longitudinal

Pour pouvoir mesurer la position Z du vertex d'interaction, nous devons considérer les points de mesure fournis par le coté "n" des couches du détecteur. L'ensemble de ces points est constitué par tous les impacts relevés sur la face z des modules contenant au moins un impact sélectionné en plan transverse. Pour éviter de répeter plusieurs fois les même combinaisons dûes à la déclaration spécifique du CST (chapitre 4), nous devons réaménager les mesures faite par le CST. Pour cela il nous suffit de travailler sur un ensemble de points de mesure en évitant de compter plusieurs fois une même coordonnée au sein d'un même évènement. Cette action s'effectue sur les données provenant des modules contenant au moins un point de mesure sélectionné dans le plan transverse.
Nous associons des points M1 et M2 provenant des deux couches.
Soit une paire ainsi obtenu (M1,M2), dont les coordonnées sont:
M1(r1(ϕ1),ϕ1,z1) pour l'impact qui provient de la couche interne, et
M2(r2(ϕ2),ϕ2, z2) pour celui de la couche externe.

Dans le cas où il y a plusieurs combinaison (ϕ_1, ϕ_2) pour la même combinaison (z_1, z_2), nous choisissons celle dont la valeur $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)$ est minimale.

Nous calculons le lieu où la droite passant par la paire de points croise le faisceau. Ce point a pour coordonnées (0,0,zv) et nous l'avons appelé ZV.
Le problème est maintenant d'évaluer la position du vertex de l'évènement étudié, en fonction des informations receuillies.

La première étape consiste à représenter la distribution des ZV par un histogramme. Afin de favoriser la contribution des points d'impact qui ont un bon signal par rapport à ceux qui sont dûs au bruit, nous pondérons cet histogramme par la somme du signal sur bruit des deux points de mesure.

Nous avons choisi la taille de la discretisation en comparant les distributions d'un vertex calculé à partir d'une simulation Monte-Carlo et celle de notre point ZV.

Pour améliorer la reconstruction, nous utilisons les dépôts calorimètriques. Dans le souci de ne pas biaiser la mesure nous devons choisir une variable représentative de la direction du hit dans le plan longitudinal qui soit indépendante de la cinématique de la collision e/p.

C'est pour cela que nous utilisons la différence de pseudorapidité $\Delta\eta$ qui est un invariant relativiste, à la place de $\delta\theta$ pour comparer ces deux directions (figure 6.5). Seul les combinaisons qui vérifient la coupure $|\Delta\eta| < 0.5$ sont retenues.

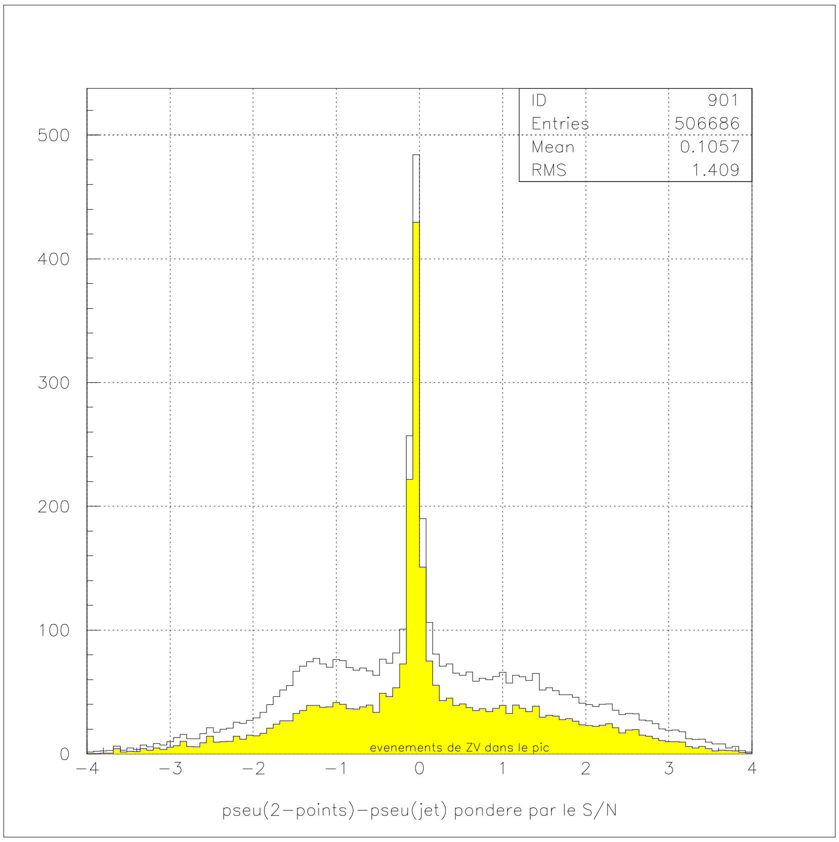

Figure 6.5: Différence de pseudorapidité entre le jet et les points d'impact du CST

Dans la figure 6.6 nous avons schématisé la procédure décrite plus haut, pour un événement NC, des données H1. Nous comparons la position du maximun de cet histogramme au vertex primaire calculé par le CT.
Nous observons un résultat très encourageant car les deux positions sont voisines l'une de l'autre.

Pour ce calcul, nous nous sommes servis de 12000 événements à courant neutre sélectionnés dans les données H1. Pour chaque événement nous avons construit l'histogramme décrit auparavant: Ne figure que les événements qui ont au moins une combinaison et dont le ZV se situe entre -40 cm et 40 cm. A l'aide de cet histogramme nous devons créer des outils capables de déterminer la position du vertex primaire. C'est dans ce but que nous avons créé des

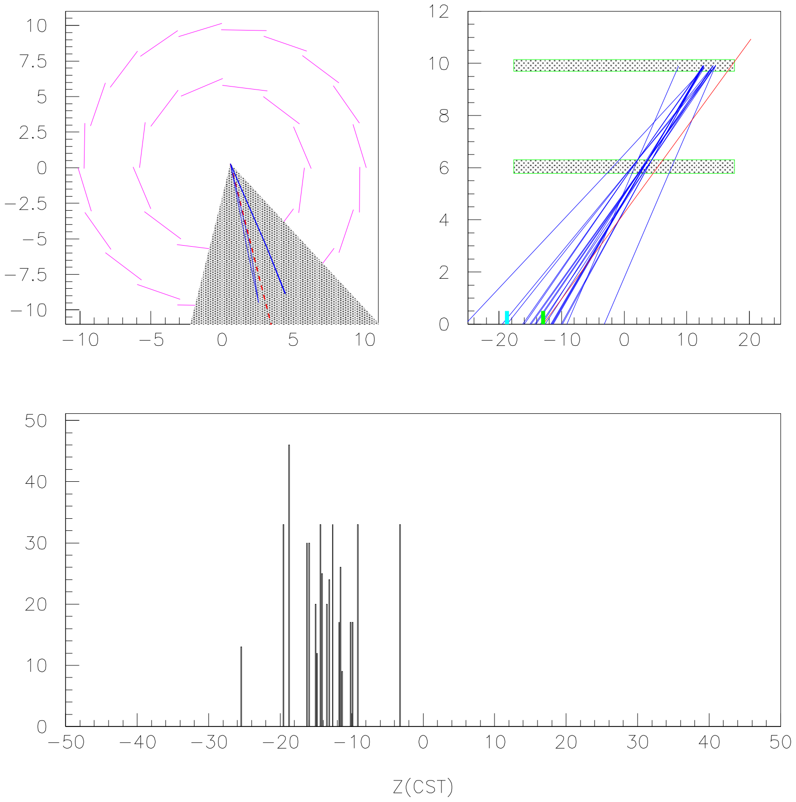

Figure 6.6: Reconstruction des Zv. Les valeurs sont en centimètres. Le vertex déterminé par le CT est à 13 cm

estimateurs, que nous allons maintenant décrire.

6.2.3 Les estimateurs

Les estimateurs que nous avons élaborés nous renseignent sur la distribution des ZV décrits précèdemment. Cette distribution se représente par un histogramme où apparaissent différents pics relatif à la somme du rapport du signal sur bruit en fonction de la position de ZV.

Les estimateurs notés de E1 à E14 sont montrés dans la table 6.2.3.

Estimateur	Description
E1	Détermine la position du maximun de l'histogramme
E2	Calcule la hauteur maximale de l'histogramme
E3	Détermine la position du second maximun
E4	Calcule la hauteur du second pic
E5	Détermine la position du troisième maximun
E6	Calcule la hauteur du troisième pic
E7	Détermine la position du quatreième maximun
E8	Calcule la hauteur du quatreième pic
E9	Moyenne de l'histogramme à $\pm$ 5 cm autour du premier pic
E10	Moyenne de l'histogramme à $\pm$ 5 cm autour du second pic
E11	Moyenne de l'histogramme à $\pm$ 5 cm autour du troisiéme pic
E12	Moyenne de l'histogramme sans le premier pic
E13	Moyenne de l'histogramme sans le premier et second pic
E14	Moyenne de l'histogramme sans le premier, second et troisième pic

Tableau 6.1: Description des estimateurs.

Les deux premiers déterminent, sont liés à la discrétisation qui contient le plus de signal et donne sa position associée et sa hauteur. Ils sont le reflet de notre première approche pour déterminer les coordonnés du vertex.
Malheuresement il arrive qu'il y ait plusieurs pics de même hauteur à des positions diverses. Dans ce cas on s'apercoit que la configuration où il y a trois pics séparés de six centimètres revient fréquemment; comme nous pouvons l'observer pour l'événement dont l'analyse a été schématisé dans la Figure 6.7. Ce fait est dû au multiplexing des modules du CST.

Nous remarquons que le multiplexing des modules introduit des mauvaises combinaisons que nous appelons pics satellites. Nous avons dû alors affiner notre résultat. C'est dans ce but que les estimateurs suivants ont été créés.

E3 et E4 poursuivent le même raisonnement que nos deux premiers estimateurs, mais cela concerne cette fois, le second segment qui contient le plus de signal. Nous procédons ainsi jusqu'au quatriéme pic.

Nous avons étudié les quatre premiers pics dans le but de différencier le cas où les trois premiers pics sont égaux à cause du multiplexing, au cas où il y a peu de combinaisons effectuées, ce qui implique qu'il y ait beaucoup de pics égaux et que la détermination s'avère infructueuse.

De E9 à E11 nous avons calculé la moyenne à $\pm$ 5 cm autour de ces pics, afin de savoir s'ils étaient isolés ou pas. Cet intervalle a été choisi pour éviter que les pics satellites entrent en compte dans le calcul de ces moyennes .

De plus d'autres moyennes ont été calculées, celle sur tout l'espace sur lequel est décrit notre histogramme, en enlevant dans l'ordre, les contributions du premier, second et troisième pic. Cette procédure ayant pour but de savoir si les pics correspondants étaient bien supérieurs à tout le reste de l'echantillonnage. Ainsi nous pouvons savoir si ce candidat avait une probabilité beaucoup plus importante que toutes les autres possibilites de donner la position du vertex.

Dans le cas où il y a plusieurs positions du vertex envisageables pour un même événement, le choix s'effectue en donnant celle qui a la plus petite valeur. Pourtant lorsque le nombre de combinaisons est grand, les origines de ces valeurs sont différentes. En effet dans 30% pourcent des cas cette ambiguité est dû au multiplexing (figure 6.7). Or la direction donnée pour cette ensemble de combinaisons n'est pas la même. Seules les combinaisons qui sont crées à partir des vrais points de mesure pointent dans la direction du dépôt énérgétique produit dans le calorimètre.

Pour différencier ces cas nous calculons la distance d'approche ρ entre l'extrapolation de chaque combinaisons et le centre de gravité du dépôt. Puis nous comparons cette valeur au rayon du cône contenant la gerbe hadronique. En observant le rapport de ces deux longueurs pour les vraies combinaisons et celles qui ne le sont pas, nous obtenons une fonction Γ dépendant de ρ. Cette fonction est introduite dans l'histogramme et nous permet d'enlever l'ambiguité. Pour cela nous modulons la pondération de la paire considéré par la valeur de Γ qui correspond à sa distance d'approche ρ.

Ainsi nous diposons d'un paramètre pour régler le problème énoncé précédemment.

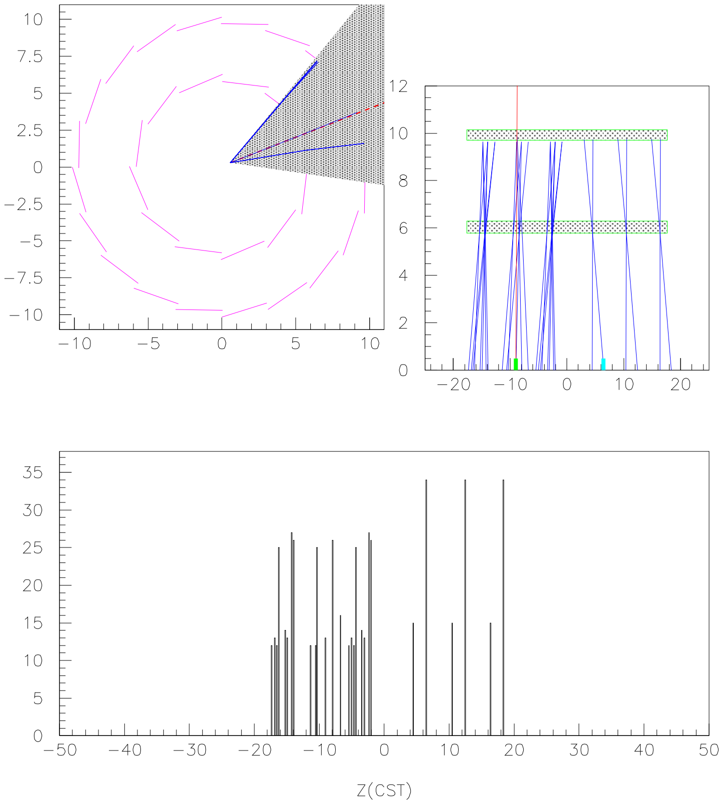

Figure 6.7: Un événement multiplexé

6.3 En résumé

La procédure est résumée par le diagramme présenté dans la figure 6.9. La comparaison du vertex reconstruit par cette méthode et le vertex donné par le CT est présenté dans la figure 6.8.

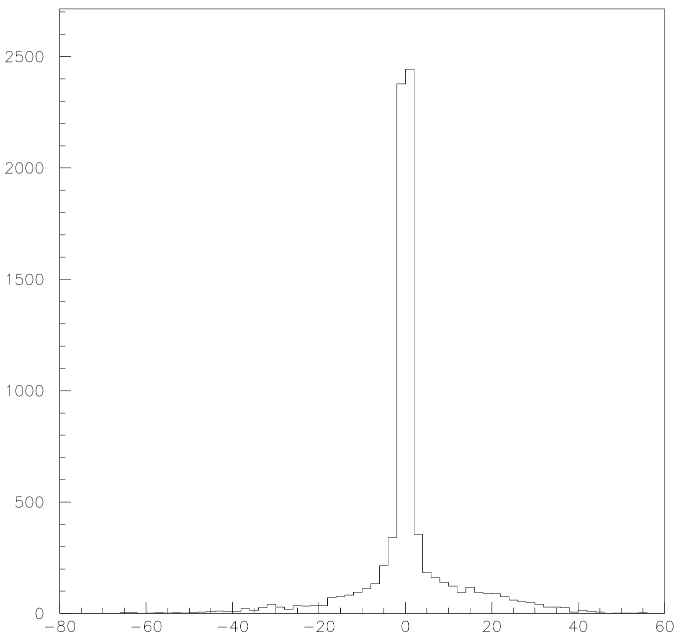

Figure 6.8: Comparaison du vertex reconstruit par notre méthode et le vertex obtenu avec l'aide du CT

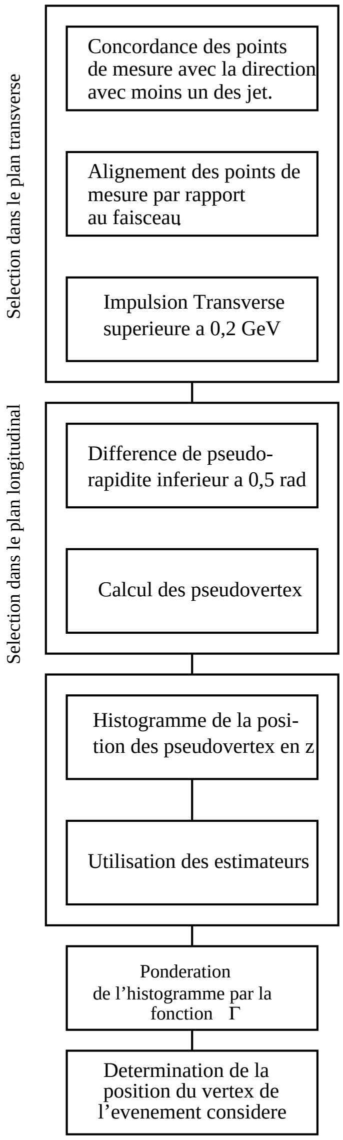

Figure 6.9: Organigramme de la méthode

Chapitre 7

Analyse et perspective des résultats

7.1 Evaluation de la position du vertex

Les conditions de bruit se sont dégradées à partir de 1998, car HERA a procédé à un changement de configuration (le faisceau de positrons e^+ a été remplacé par un faisceau d'électrons e^-). La prise de données ayant souvent été faite sans le CT, la luminosité intégrée fourni par HERA en 1999(1998) a alors été de 14.3(4.5) pb^{-1}, dont seulement 70%(55%) enregistrée avec le CT en marche.

Il y a donc 5.4% des données qui ne sont pas exploitées dans l'analyse classique, à cause de l'impossibilité de reconstruire le vertex primaire. La méthode que nous avons developpé, permet de récupérer ces données.

La validité de la méthode à été confirmé par une étude des événements Monte-Carlo de type courant neutre. Nous avons comparé les variables cinématiques (x figure 7.2 ,y figure 7.3,Q^2 figure 7.1) reconstruites, à leurs valeurs vraies pour trois hypothèses (table 7.1).

- Position en z de l'interaction électron-proton, égale à $z = 0$ par défaut. C'est le cas qui se présente quand le vertex primaire n'est pas trouvé.
- La position en z du vertex primaire calculé par la méthode utilisée á H1.
- La position du vertex primaire par notre méthode.

Nous remarquons (table 7.1) des performances similaires pour les méthodes deux et trois, alors que pour la première, les résultats sont beaucoup moins convainquants. Notre apport de connaisance en utilisant le CST est évident, bien qu'il ne soit pas encore optimale. Il existe encore des queues dans les distributions montrées dans les figures précedentes. Elles sont dues à une reconstruction du vertex primaire qui demande à être encore améliorée.

Méthode	σx	σy	σQ^2
1	0.25310^{-2}	0.4910^{-2}	177.3
2	0.24610^{-2}	0.1610^{-2}	51.74
3	0.23610^{-2}	0.1810^{-2}	62.95

Tableau 7.1: Tableau comparatif des valeurs obtenues pour chacune des méthodes

7.2 Conclusion

En conclusion, la méthode présentée ici nous permet de reconstruire les variables cinématiques avec une précision comparable a celle obtenue avec le CT.

Ceci est encouragent en vu de l'utilisation des $5,4\%$ Pb^{-1} non exploitables pour l'instant dans les analyses classiques. Plus d'études sont en cours pour l'amélioration de la résolution de ces variables.

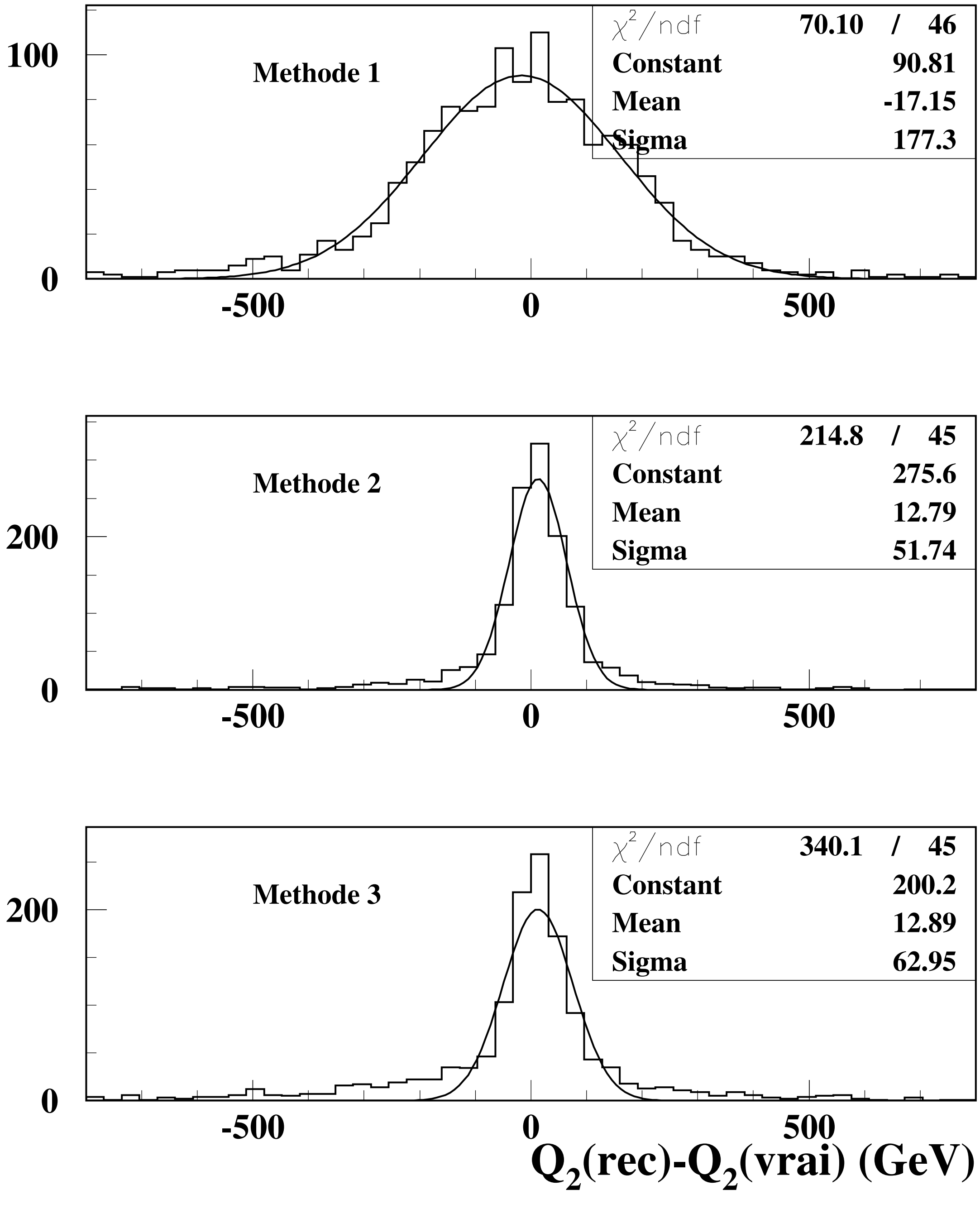

Figure 7.1: Etude de la reconstrution de la variable cinématique Q^2

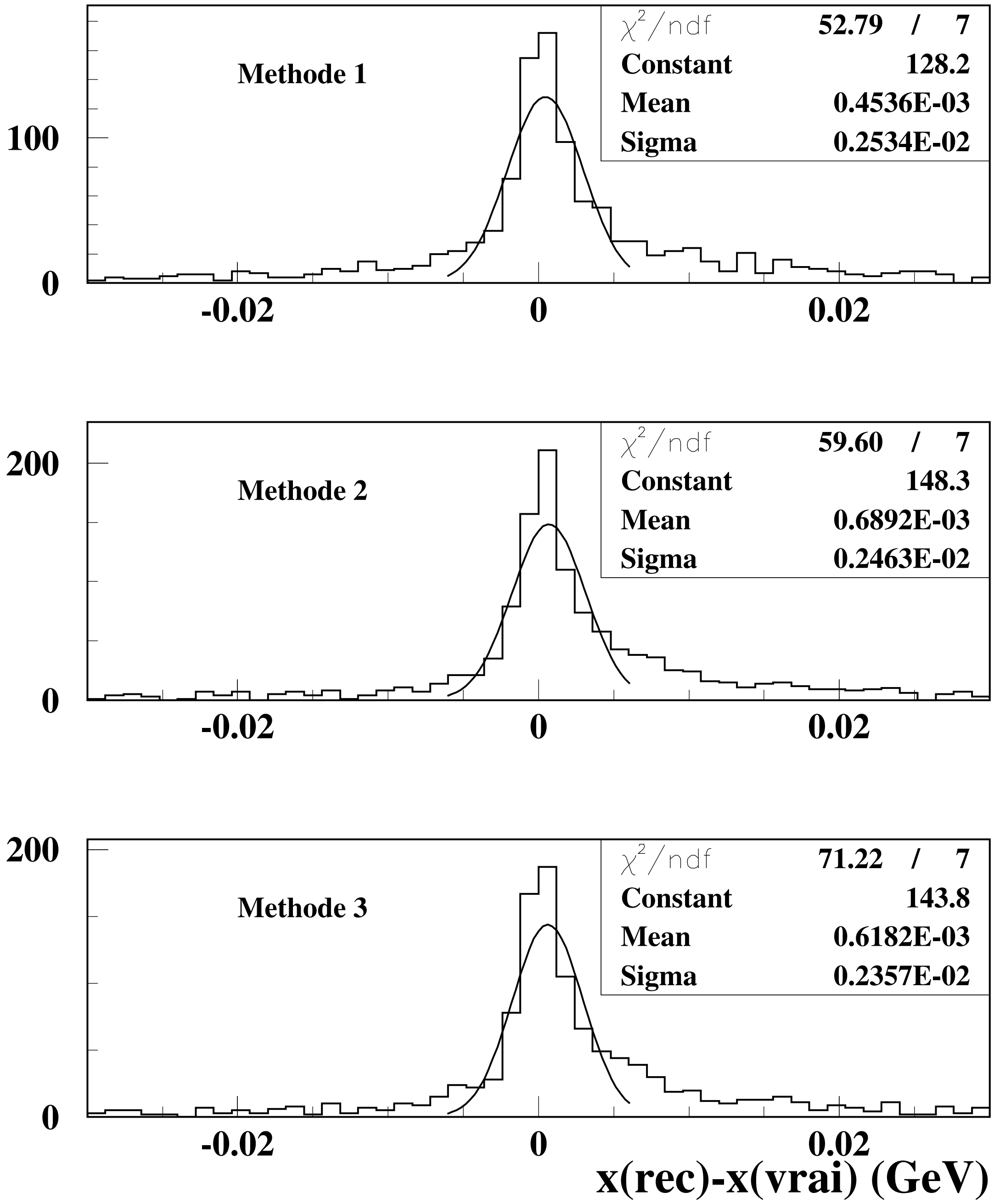

Figure 7.2: Etude de la reconstrution de la variable cinématique x

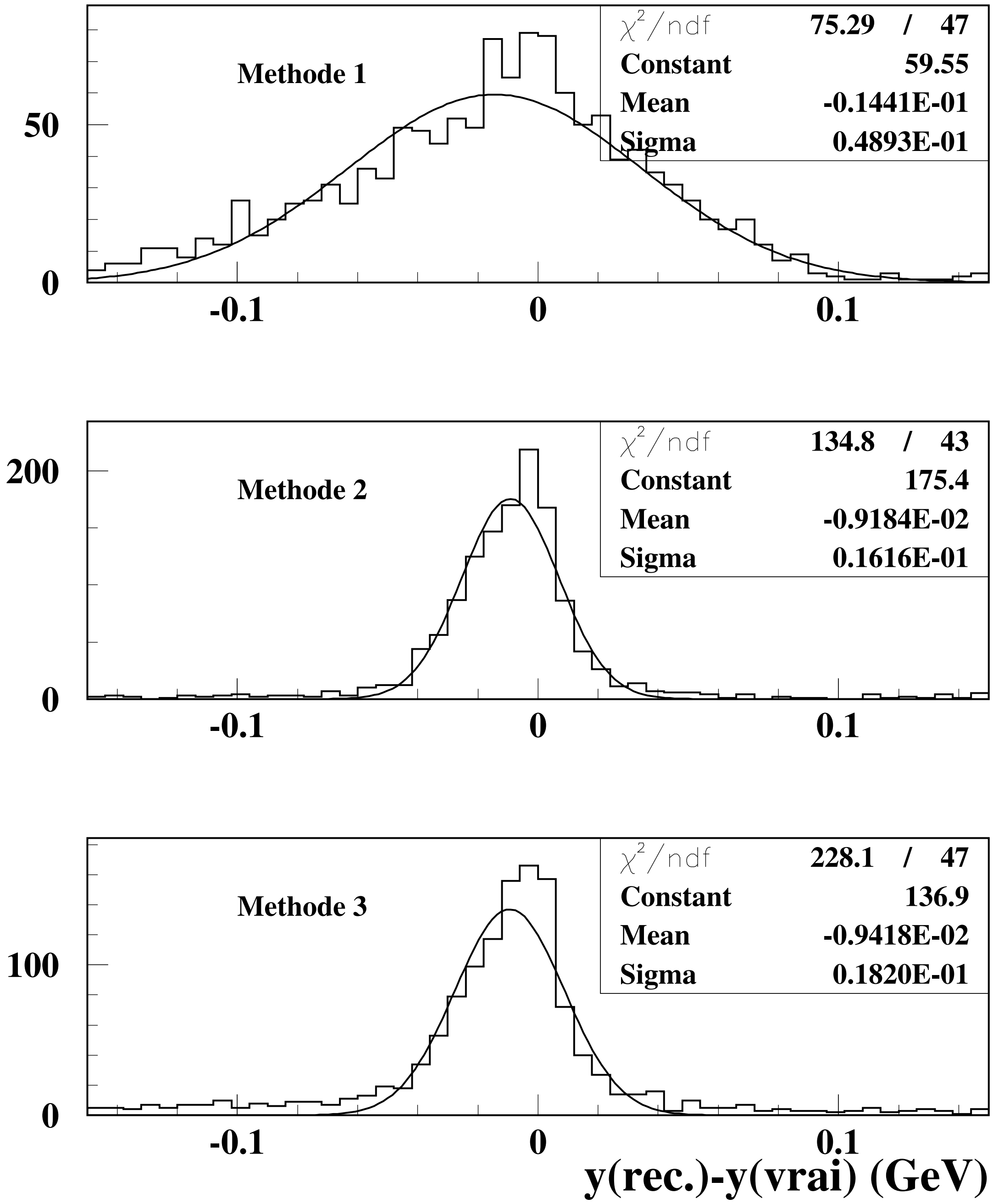

Figure 7.3: Etude de la reconstrution de la variable cinématique y

Bibliographie

[1] "Introduction à la physique subatomique" André Rougé, ellipse (1995).

[2] Particle Data Group, C.Caso *et al.*, "Review of Particle Physics", The European Physical Journal C3 (1998) 1.

[3] B.H.Wiik, "HERA Status", proceedings of the HERA workshop, vol 1, Hamburg, 29-20, Octobre 1991.

[4] "Wissenschaftlicher Jahresbericht DESY" (rapport scientifique de DESY), ISSN 0179-9282, 187-203 (1995).

[5] "The H1 detector at HERA", Collaboration H1, Nuclear Instruments and Methods, A386, 310-347(1997).

[6] Collaboration H1, "The H1 liquid argon calorimeter system", Nuclear Instrumentation and Methods, A336(1993)460-498.

[7] Bernard Grossetête et François, "Interactions et particules", Eyrolles 1990.

[8] Cristinel Diaconu, "Mesure de la polarisation du baryon $Lambda_b$ dans les événements $Z \to b - \bar{b}$ à l'expérience Aleph au Lep", Thèse de Doctorat.

[9] Jessica LEVEQUE, "Mesure de la section efficace des courants chargés à grand transfert d'impulsion dans l'expérience H1", rapport de stage.

[10] Nicolas Delerue, "Contribution à la recherche d'un électron excité dans les données de l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA à DESY", rapport de stage de DEA.