ORSAY
$n°$ d'ordre : 5267

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

U.F.R. SCIENTIFIQUE D"ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

le grade de DOCTEUR en SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université de Paris XI Orsay

par

Pascal Zini

SUJET

Qualification du calorimètre SpaCal de H1 et étude des événements de très grande énergie transverse.

Soutenue le 28 avril 1998 devant la Commission d'examen

M.M.	M.	Banner	
	M.	Fontannaz	Rapporteur
	J.	Haissinski	
	W.	Krasny	
	F.	Moreau	Rapporteur
	A.	Rougé	

Table des matières

Introduction

Les expériences de diffusion lepton-nucléon jouent depuis une trentaine d'années un rôle important dans l'étude de la stucture de la matière et des interactions fondamentales. En 1969, des expériences de diffusion d'électrons sur cible fixe de protons mirent en évidence une structure ponctuelle interne du proton[1] [2, 3] et confirmèrent l'invariance d'échelle de Bjorken [1]. Cette structure fut d'abord expliquée en terme de partons [4, 5] avant d'être interprétée dans le cadre de la chromodynamique quantique [6, 7].

L'expérience H1 est située auprès de l'accélérateur HERA, premier et toujours unique collisionneur électron-proton du monde et l'une des grandes machines avec le LEP et le TEVATRON. H1 est le fruit de la collaboration de 12 pays par l'intermédiaire de 400 physiciens travaillant pour 37 instituts.

Les performances de HERA ont progressé régulièrement depuis sa mise en service en 1992 : la luminosité a pratiquement doublé chaque année pour quasiment atteindre en 1997 les limites technologiques.

Pendant ce temps la collaboration H1 a procédé à une amélioration constante du détecteur. Celui-ci a été conçu à la base pour étudier les processus mettant en jeu un boson intermédiaire transférant un très grand moment Q^2 et un quark portant une grande fraction x de l'impulsion du proton. Son grand calorimètre à argon liquide a été construit dans ce but. Mais, la statistique restée insuffisante jusqu'à 1995 pour étudier des événements rares, l'importance des phénomènes à bas x et petit Q^2 a été montrée par les premières analyses de fonction de structure mettant en évidence la forte croissance de $F_2(x, Q^2)$ quand $x \to 0$ et l'observation d'événements présentant un gap de rapidité vers l'avant du détecteur[2]. Celui-ci a donc été amélioré dans les régions proches du tube à vide par l'installation de spectromètres à proton et à neutron à l'avant pour étudier la diffraction, d'un détecteur de vertex, d'un nouveau calorimètre arrière permettant la mesure des électrons à très bas angle pour élargir le domaine cinématique accessible vers les

[1] Prix Nobel en 1990 pour J. I. Friedman, H. W. Kendall, et R. E. Taylor.

[2] Ce phénomène est appelé diffraction

très petites valeurs de x ($\sim 6 \cdot 10^{-5}$) et de Q^2 ($\sim 0.35 GeV^2$).

Cette thèse est relative à une amélioration majeure du détecteur H1 pour le programme de physique à "petits x" et aux premières études quantitatives des événements à grand x pour lesquels HERA a été conçu.

Le nouveau calorimètre arrière **SpaCal** installé début 1995 est la pièce principale du programme d'amélioration de H1. Des techniques innovantes ont été employées, tant pour sa réalisation mécanique (utilisation de plomb et de fibres scintillantes) que pour son électronique (mesure du temps de vol et déclenchement).

Après une description générale du détecteur, la **première partie** de cette thèse porte sur l'**analyse instrumentale** du fonctionnement du système de déclenchement de **SpaCal** et sur les améliorations qui en ont résulté.

Avec la luminosité intégrée par HERA depuis cinq ans, il y a suffisamment de statistique pour commencer à explorer le domaine cinématique où une grande fraction de l'énergie disponible a été transformée en énergie transverse. Les études d'événements de ce type se sont concentrées jusqu'à présent sur le cas où le transfert à lieu entre le lepton incident et sortant, c'est à dire à grand Q^2[8].

Récemment, les collaborations H1 et Zeus ont publié des articles rapportant un excès d'événements à grandes valeurs de Q^2 et grandes valeurs de x [9, 10] dans les données enregistrées entre 1994 et 1996. Ces études sont limitées aux événements à courants neutres et courants chargés pour lesquels une grande énergie transverse est corrélée à un grand Q^2. Une extension naturelle est de généraliser cette approche par l'étude des divers états finals à grand moment transverse. C'est l'objet de la **deuxième partie** de cette thèse qui est une **analyse générique des événements de grande énergie transverse**. Le choix de départ est de ne pas se limiter à une étude contrainte par un quelconque modèle de physique au delà du modèle standard, mais d'étudier toutes les réactions comportant des particules à grand moment transverse. Le travail se concentre sur les événements de ce type qui ont une grande fraction de l'énergie transverse totale portée par deux ou trois particules sortantes et qui peuvent être des positrons (électrons), neutrinos (ou toute autre particules sans interaction), muons, photons ou jets. Afin d'analyser ces événements d'une manière qui soit indépendante des particules, une même coupure en énergie transverse ($25 GeV$) a été imposée. Le but est de comparer les prédictions de modèle standard avec les observations . Notre analyse est sensible à divers anomalies : dans les fonctions de structure, dans les propagateurs (termes de contact, interférence avec un nouveau boson), résonance.

Cette thèse est la partie de l'analyse générique qui porte sur les canaux contenant des électrons, des neutrinos et au moins un jet.

Le premier chapitre est une présentation du dispositif expérimental : l'accélérateur HERA, le détecteur H1 et en particulier le calorimètre SpaCal dont nous analysons les performances au deuxième chapitre. Ce dernier contient une étude de la mesure du temps de vol calorimétrique et du déclenchement de l'acquisition des données.

Le troisième chapitre décrit la procédure de sélection des événements et la réjection du bruit de fond non physique, l'étude des efficacités de déclenchement et le calcul de la luminosité correspondant aux lots finals de données.

Le quatrième chapitre introduit les générateurs d'événements utilisés pour l'-analyse.

le chapitre 5 définit les candidats particules sans interaction (neutrinos), électrons et jets. Il introduit ensuite les canaux. On discute ensuite la reconstruction des variables cinématiques. Enfin différents estimateurs de masse invariantes des événements sont proposés, l'un d'entre eux est inédit pour H1.

Le sixième chapitre discute la façon dont sont obtenues les prédictions du modèle standard pour nos canaux et notamment des modifications introduites aux simulations du quatrième chapitre pour décrire un canal particulier.

L'analyse est enfin présentée dans le septième chapitre. La validité des prédictions est testée sur des échantillons de contrôles. Des échantillons réduits sont fabriqués par l'application de critères topologiques simples qui diminuent la contribution des processus standards. Les spectres d'énergie transverse des jets de ces échantillons sont comparés aux spectres prédits. Le nombre d'événements de très grande énergie transverse attendu est calculé canal par canal. Un regard particulier est porté sur les événements avec un électron et un jet : l'état final hadronique est étudié pour rechercher des traces éventuelles d'une résonance étroite. Cette hypothèse est testée avec le nouvel estimateur de masse.

Bibliographie

[1] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.

[2] E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930.

[3] M. Breidenbach, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935.

[4] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.

[5] J. D. Bjorken, E. A. Pashos, Phys. Rev. Lett 185 (1969) 1975.

[6] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494.

[7] D. J. Gross, Phys. Rev. D8 (1973) 3633.

[8] Search for Lepto-Quarks, Lepto-Gluons and excited leptons at HERA / N. P. B396 (1993) 3;
A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA DESY-94-154 / Z.Phys. C64 (1994) 545;
Leptoquarks and Compositeness Scales from a Contact Interaction Analysis of Deep Inelastic e(+-)p Scattering at HERA DESY-95-079 / P.L. B353 (1995) 578;
A Search for Leptoquarks at HERA DESY-95-233 / P.L. B369 (1996) 173;
A Search of Squarks of Rp-Violating SUSY at HERA DESY-96-56 / Z.Phys, C71 (1996) 211;
A Search for Selectrons and Squarks at HERA DESY-96-82 / Phys.Lett. B380 (1996) 461.

[9] H1 Collaboration, Z. Phys. C 74 (1997) 191.

[10] Zeus Collaboration, Z. Phys. C 74 (1997) 207.

Partie I

L'expérience H1

Chapitre 1

Le dispositif expérimental

Ce chapitre présente le dispositif expérimental utilisé par l'analyse.

- Tout d'abord, **l'accélérateur HERA** : ces principales caractéristiques sont données. Nous indiquons les progrès de la machine qui ont rendu notre analyse possible. Enfin, nous donnons les grandes lignes du programme futur.

- Ensuite, **le détecteur H1** : les grands choix qui ont guidé sa conception sont passés en revue, puis nous décrivons brièvement les principaux sous-détecteurs.

- Enfin, **le nouveau calorimètre arrière SpaCal** : nous indiquons les performances souhaitées et comment elles ont été obtenues et nous faisons une courte description de la mécanique.

1.1 L'accélérateur HERA

HERA (Hadron Electron Ring Accelerator), unique collisioneur lepton-hadron au monde entré en fonctionnement en 1992, pousuit la grande tradition de la diffusion inélastique profonde utilisée pour sonder la matière à des distances toujours plus petites ($\sim 10^{-}3fm$). Pour étudier les nucléons, on utilise des diffusions hadron-hadron ou lepton-hadron. L'avantage de cette dernière est la maîtrise de l'espace de phase exploré par la mesure de la cinématique du lepton. Avant HERA, les diffusions de leptons sur des hadrons se faisaient sur cible fixe (hydrogène, deuterium...). Avec cette technique, l'état final hadronique n'était pas mesuré avec précision. HERA permet de bien le mesurer et a considérablement élargit le domaine cinématique accessible.

Cette particularité fait de HERA une **machine complexe** qui doit accélérer deux types de **particules très différentes**, des positrons[1] à $27.6GeV$ et des protons à $820GeV$, dans deux **anneaux superposés différents**, pour faire des collisions à angle nul avec des **optiques de faisceaux très différentes**.

Les particules sont regroupées en paquets de 10^{11} espacés de $96ns$. Il peut y avoir jusqu'à 220 paquets, mais on n'en utilise en pratique qu'environ 190 pour les collisions. Les places disponibles sont remplies en partie par les *paquets pilotes*: paquets de positrons sans équivalent en protons (paquets vide) et réciproquement. Les paquets pilote permettent d'étudier le bruit de fond de la machine. La longueur typique d'un paquet de positrons est $\sim 3cm$ et celle d'un paquet de protons est de $\sim 60cm$.

Quatre expériences sont installées auprès de HERA : deux expériences sur cible fixe, HERMES et HERAB et deux expériences où l'on étudie les collisions ep, H1 et ZEUS.

Les performances de HERA ont augmenté chaque année grâce aux améliorations régulières apportées à la machine et à la chaîne d'injection. Ces deux dernières années , un effort particulier a été fait pour obtenir un courant de proton de $105mA$ proche de la valeur nominale ($140mA$) et une section efficace des faisceaux au point d'interaction de $179\mu m \times 48\mu m$, deux fois plus petite que la valeur nominale. Le résultat est un pic de luminosité en 1997 proche de la valeur théorique imposée par les limites de la machine.

[1] De 1992 à 1994, HERA accélérait des électrons. Au cours de l'année 1994, ceux-ci ont été remplacés par des positrons. Tous les événements analysés dans cette thèse ont été enregistrés pendant le fonctionnement avec des positrons.

La luminosité est donnée par la formule [1] :

$$L = \frac{I_e \cdot N_p \cdot \gamma_p}{4\pi e \epsilon_N \sqrt{\beta^*_{xp}\beta^*_{yp}}} , \quad (1.1)$$

où I_e est le courant du faisceau de positrons, N_p est le nombre de protons par paquet, ϵ_N est l'emittance normalisée du faisceau de proton, γ_p est le facteur de Lorentz des proton, e est la charge élémentaire et $\beta^*_{x,yp}$ sont les fonctions beta horizontale et verticale au point d'interaction. Les valeurs actuelles des paramètres sont notées dans la table 1.1.

Tableau 1.1: Paramètres pour calculer la luminosité de HERA au point d'interaction.

paramètres	*valeurs*
I_e	$40mA$
N_p	7.6×10^{10}
γ_p	820
ϵ_N	$1.5\pi \times 10^{-6}m$
β^*_{xp}	$7.00m$
β^*_{yp}	$0.50m$
luminosité	$1.4 \times 10^{31}cm^{-2}s^{-1}$

Le pic de luminosité atteint en 1997 est $L = 1.4 \times 10^{31}cm^{-2}s^{-1}$ et la luminosité théorique $L = 1.5 \times 10^{31}cm^{-2}s^{-1}$.

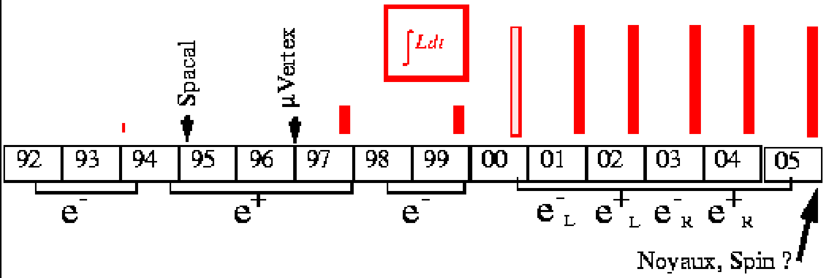
La progression va continuer (voir figure 1.1). La machine va fonctionner en mode électron jusqu'à l'an 2000 avec une luminosité instantanée équivalente, ce qui devrait permettre d'accumuler une luminosité intégrée de $40pb^{-1}$ à comparer au $43pb^{-1}$ en mode positron. L'énergie des protons passera à $920GeV$. Pendant ce temps le programme futur de HERA sera préparé. Ses objectifs sont une augmentation importante ($\times 5$) de la luminosité délivrée, la mesure de la polarisation des électrons (positrons) et un accroissement éventuel de l'énergie des faisceaux de 10 à 15%.

L'augmentation de la luminosité se fera par la reconstruction de la zone d'intéraction. La focalisation des faisceaux sera augmentée par un changement d'optique, notamment par l'installation d'aimants supraconducteurs à l'intérieur des détecteurs (voir figure 1.2).

Luminosité intégrée H1: en 95 6 pb^{-1}, en 96 12 pb^{-1}, en 97 24 pb^{-1}

Luminosité atteinte en 1997: 1.4 10^{31} cm^{-2} s^{-1} (max=2.3 10^{31})

Efficacité: 42% (max=80%)



1992-94	1994-97	1998-99	2001-05
e^-	e^+	e^-	e^+_{RL}
1 pb^{-1}	43 pb^{-1}	40 pb^{-1}	150 pb^{-1}/an

$Q^2(GeV^2)$	500->5000	5000->15000	15000->10^5
CN (L=500pb^{-1})	100 000	6 000	300
CC (idem)	10 000	2 500	300

Figure 1.1: **Le programme de HERA.**
Évolution de la luminosité intégrée de HERA entre 1992 et 1997. Programme de HERA à partir de 1998 et jusqu'à 2005. A titre indicatif, les nombres d'événements à grand Q^2 à courant neutre (CN) et à courant chargé (CC) attendus pour les $500pb^{-1}$ de H1 2000 sont donnés.

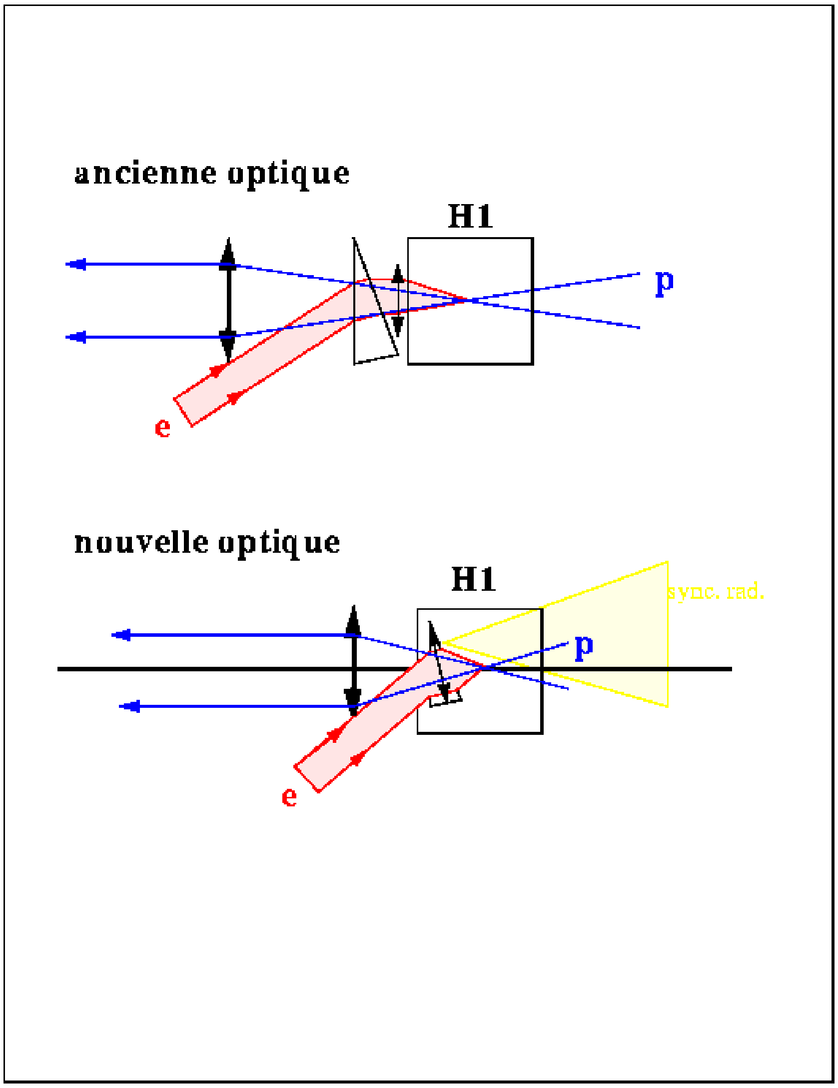


Figure 1.2: **Optique des faisceaux de HERA.**
Focalisation des faisceaux sur le point d'interaction a) actuelle et b) prévue dans le programme HERA 2000.

1.2 L'expérience H1

H1 est un spectromètre 4π qui permet de mesurer aussi bien le lepton diffusé que l'état final hadronique. Étant donnée la grande énergie des protons par rapport au positron, H1 est instrumenté de façon asymétrique. Dans la direction et le sens du faisceau de positron que nous appellerons dans la suite "la partie arrière du détecteur", l'instrumentation sert principalement à la bonne reconstruction du lepton diffusé. Dans la direction et le sens du faisceau de proton, "la partie avant" dans la suite, l'instrumentation est choisie pour la bonne reconstruction des gerbes hadroniques, tout en maintenant une bonne reconstruction électromagnétique.

1.2.1 Les choix essentiels de conception

Le concept de base a été de privilégier la calorimétrie, ce qui a donné lieu à des compromis sur le détecteur de traces. Les choix de conception ont été les suivants :

1) Une granularité optimale :

Elle a conduit à choisir l'argon liquide. La taille des cellules ($\sim 4cm$) est définie en fonction du rayon de molière pour les électrons.

2) La continuité entre les sections électromagnétique et hadronique :

La bobine magnétique n'est pas placée entre les deux sections pour éviter une importante zone de matière morte, mais à l'extérieur. Le calorimètre est monolithique pour assurer une meilleure continuité. Il est placé en un seul bloc dans le cryostat. Le fait que l'aimant soit à l'extérieur limite le rayon de calorimètre (et son prix), mais aussi le rayon du détecteur de traces et donc ses performances pour la résolution angulaire des traces de grande impulsion. Mais, il y a peu de matériaux morts entre les deux détecteurs, ce qui avantage encore une fois la calorimétrie. La mesure des muons de grande impulsion est favorisée. Au moment de la construction, il n'y avait pas de photomultiplicateurs qui pouvaient être utilisés dans le champ magnétique. Ce fut une des raisons pour préférer l'argon liquide aux scintillateurs.

3) La continuité à l'avant :

Avec la continuité à l'avant, il n'y a pas besoin de couper le cryostat et on gagne beaucoup sur la mesure de l'état final hadronique, là où il est le plus important. Mais, cela pose un problème pour la sortie du signal du détecteur de traces : le câblage doit passer par la partie arrière.

Conclusion :

H1 dispose d'un bon calorimètre monolithique avec une résolution de 3% sur l'énergie des gerbes électromagnétiques et de 4% sur l'énergie des gerbes hadroniques. Les jets sont bien mesurés partout dans l'acceptance de l'argon liquide. Ces points seront importants pour notre analyse. Nous avons aussi une bonne mesure des électrons, mais il est nécessaire de faire la calibration électromagnétique dans la région très à l'avant. L'association trace-dépot d'énergie est limitée par les performances du détecteur de traces : on y perd à basse énergie, mais pas tellement à haute énergie[2], notamment pour les jets de grands P_T. Un des inconvénients majeur de la conception était le choix, pour des raisons pratiques, de la calorimétrie arrière : il fallait un bon calorimètre pour les électrons, mobile, fonctionnant dans le champ magnétique et en dehors du cryostat. Avec le premier calorimètre arrière BEMC, les études des petits x et de la photoproduction étaient très limitées. On peut faire ces études avec le SpaCal installé en 1995.

Il y plusieurs méthodes de calibration pour la calorimétrie :

- l'extrapolation des résultats des tests sur faisceaux[3],
- l'utilisation des contraintes cinématiques[4],
- l'utilisation des Comptons QED,
- l'utilisation des muons cosmiques et du halo du faisceau de proton,
- l'utilisation du pic cinématique pour la partie arrière[5].

1.2.2 Description générale

Le détecteur est à symétrie cylindrique autour du tube à vide. L'axe de symétrie est appelé l'axe Oz. Il est orienté dans le sens du faisceau de protons (i.e. les positrons se dirigent vers les z négatifs). L'axe Oy est vertical et pointe vers le ciel. L'axe Ox, horizontal, pointe vers le centre de HERA. L'origine O est au centre du détecteur et coïncide avec le point d'interaction nominal.

Nous passons maintenant en revue les sous-détecteurs utiles pour notre analyse en partant du point d'interaction (appelé "vertex" dans la suite) et en allant vers l'extérieur.

[2]car les impulsions des traces sont mal mesurées.

[3]utilisée jusqu'à présent.

[4]rendue possible aujourd'hui par la statistique.

[5]pour une calibration cellule par cellule dans la région proche du tube à vide. La calibration relative des autres cellules est faite avec les muons.

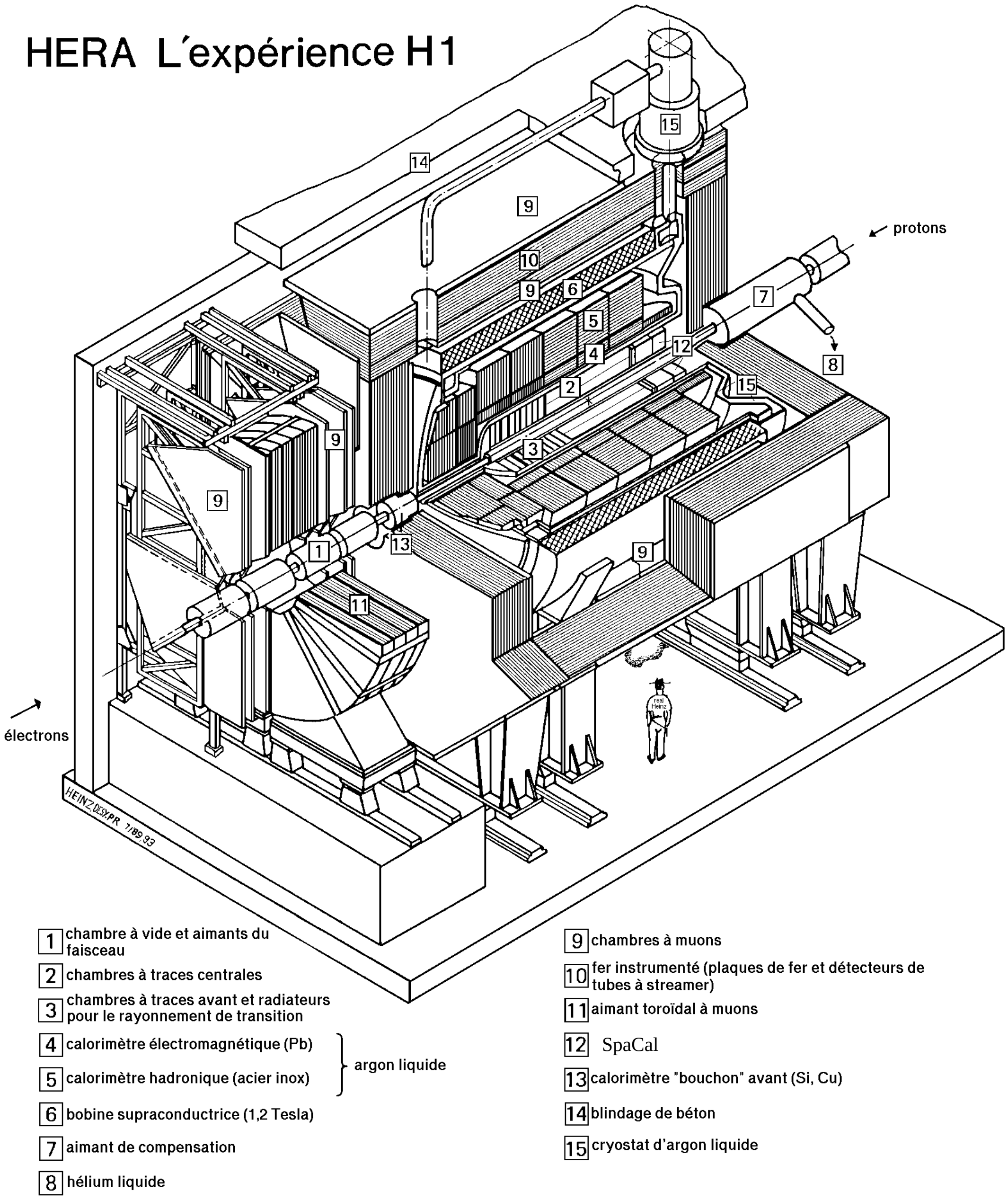


Figure 1.3: **Le détecteur H1.**

1) Le détecteur central de traces chargées :

Il reconstuit les trajectoires des particules chargées avec une précision sur l'impulsion $\sigma_p/p^2 \approx 3 \cdot 10^{-3} GeV^{-1}$ et sur l'angle polaire $\sigma_\theta \approx 1mrad$, permet l'identification des particules par mesure de dE/dx et déclenche l'acquisition.
Il est composé de six chambres coaxiales de même longueur, situées en $-1.5m < z < 2.5m$. Les deux pieces les plus importantes sont les chambres à dérive CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber) enroulées l'une sur l'autre. Viennent ensuite deux séries de chambres proportionnelles multi-fils : la chambre CIP (Central Inner Proportional chamber) entre le tube à vide et CJC1 avec des fils parallèles à l'axe Oz pour mesurer dans le plan (r, ϕ), la chambre CIZ (Central Inner Z-chamber) entre CIP et CJC1 avec des fils dans le plan (r, ϕ) pour mesurer z et les chambres équivalentes entre CJC1 et CJC2 appelées COP et COZ (O pour Outer). La couverture angulaire va de $15°$ à $165°$.

2) Le détecteur avant de traces chargées :

En amont du détecteur central, il est composé de trois modules avec une chambre à dérive et une chambre proportionnelle radiales. Il couvre la région $5° \leq \theta \leq 15°$.

3) Le calorimètre à argon liquide :

Ce calorimètre est l'instrument principal de l'analyse des processus de très grande énergie transverse. Il entoure les détecteurs de traces avant et central. Il couvre un large domaine d'angle polaire : $4° \leq \theta \leq 153°$. Les gerbes électromagnétiques sont parfaitement contenues par 20 à 30 longueurs de radiation X_0 suivant l'angle polaire. Les gerbes hadroniques sont absorbées par 4.5 à 8 longueurs d'interaction λ.

Le détecteur est segmenté en huit roues le long du tube à vide : les six roues entourant les détecteurs de traces sont un assemblage de huit octants et les deux roues en amont sont faites de deux demi-anneaux. Chaque module a une structure acier-inox autoportante obtenue par soudure pour la partie hadronique. Cette structure sert de support à la partie électromgnétique. Le tout est enfermé dans un grand cryostat rempli d'argon liquide à une température de $83K$. La jointure entre deux roues est perpendiculaire à l'axe Oz. La jointure entre deux octants pointe vers l'axe Oz dans le plan (r, ϕ) au niveau de la section électromagnétique et fait un angle de $30°$ avec le rayon $\vec{r}$ au niveau de la section hadronique. Cela assure l'herméticité du calorimètre, mais cause un léger biais dans la reconstruction de l'angle azimutal des gerbes hadroniques.

La section électromagnétique est un empilement de plaques de plomb de $2.4mm$ d'épaisseur séparées par $2.35mm$ d'argon liquide. Une précision de $20\mu m$ sur l'épaisseur d'argon limite l'effet systématique dû à la variation du gap sur le signal à 1%. De part et d'autre de l'argon se trouvent un plan de cellules de lecture et un plan de hautes tensions. La section hadronique est un empilement de plaques d'acier de $19mm$ espacées par deux gaps de $2.4mm$ d'argon. Le plan de cellules de lecture est au milieu des gaps et les plans de hautes tensions sont sur chaque face des plaques d'acier. La granularité des cellules de lecture à été conçue pour assurer une bonne séparation des gerbes d'origine électromagnétique ou hadronique. On compte au total 45000 cellules dont 30800 dans la partie électromagnétique. La taille des cellules varie suivant l'angle polaire : elle est de $3cm$ pour $4° \leq \theta \leq 20°$, $4cm$ pour $20° < \theta \leq 80°$ et $8cm$ pour $\theta > 80°$. La granularité est plus grande dans la partie avant qui reçoit la plupart des particules. Le bruit électronique typique est de l'ordre de $30MeV$.

Les constantes de calibration de base ont été mesurées lors de tests au CERN de différents modules sur faisceaux d'électrons et de pions d'énergie jusqu'à $205GeV$ et $166GeV$ respectivement [2]. La résolution en énergie obtenue pour les électrons est $\sigma(E)/E = 12\%/\sqrt{E/GeV} + 1\%$. L'énergie des hadrons n'est pas compensée. La réponse est de l'ordre de 30% en dessous de celle mesurée pour les électrons. On applique donc une correction supplémentaire lors de la reconstruction des gerbes hadroniques à l'énergie mesurée à l'échelle électromagnétique. La résolution obtenue est $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E/GeV} + 2\%$. Ces résultats ont été confirmés avec les données de HERA.

4) Le calorimètre SpaCal :

C'est la pièce essentielle pour mesurer l'électron diffusé pour $Q^2 < 120GeV^2$. Il est décrit dans la section suivante.

5) L'aimant :

Situé entre le calorimètre à argon liquide et le fer instrumenté, il délivre un champ magnétique de $1.14T$.

6) Le fer instrumenté :

Il retourne les lignes de champ magnétique vers l'aimant, détecte les muons et mesure les queues de gerbe hadronique. Il entoure tout le détecteur. C'est un empilement de dix couches d'acier et seize couches de tube à streamer. Onze de ces couches servent à mesurer les queues de gerbes avec une résolution de $100\%/\sqrt{E/GeV}$.

7) Le luminomètre:

Il permet de mesurer le taux de diffusion élastique $ep \to ep\gamma$ avec lequel on détermine la luminosité. C'est un système de deux calorimètres à cristaux scintillants situés tout près du tube à vide: le détecteur de photon à $z = -102.9m$ et le détecteur d'électron à $z = -33.4m$. Le premier détecteur mesure les photons émis colinéairement par les positrons et le deuxième mesure les positrons diffusés dans le tube à vide avec une énergie comprise entre 10 et $20GeV$ (c'est dans cette gamme d'énergie que la trajectoire est courbée par le champ magnétique juste comme il faut pour aboutir dans le détecteur).

1.3 Le calorimètre arrière SpaCal

Le calorimètre plomb-fibres scintillantes SpaCal(Spaghetti Calorimeter) [3] a été installé en 1995 en remplacement du calorimètre plomb-scintillateur BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter) et du système de mesure de temps de vol ToF utilisé pour rejeter les événements de bruit de fond provenant des interactions du faisceau de proton avec le tube à vide et le gaz résiduel. Il ferme le trou laissé par le cryostat autour du détecteur central de trace. La figure 1.4 en montre une coupe longitudinale.

Nous allons décrire, dans une première partie, la mécanique et, dans une deuxième partie, les principales performances du détecteur et les caractéristiques du détecteur qui ont été choisies.

1.3.1 La mécanique

La mécanique de SpaCal est décrite en détail dans [4] et [5]. Nous en donnons ici les points principaux.

- Les faces avant des roues électromagnétique et hadronique se situent à $z = -150cm$ et $z = -200cm$ respectivement du point d'interaction nominal. Chaque roue a un diamètre de $160cm$ et une zone de détection large de $25cm$

- La section électromagnétique est composée de 1192 cellules de $4.05 \times 4.05cm^2$ de surface et de $25cm$ de profondeur. Des fibres scintillantes (type BICRON BCF-12) de $0.5mmm$ de diamètre sont placées dans les rainures de plaques de plomb dans le sens de la longueur. Un empilement de 52 plaques contenant 4680 fibres constitue un sous-module. Les fibres émettent dans

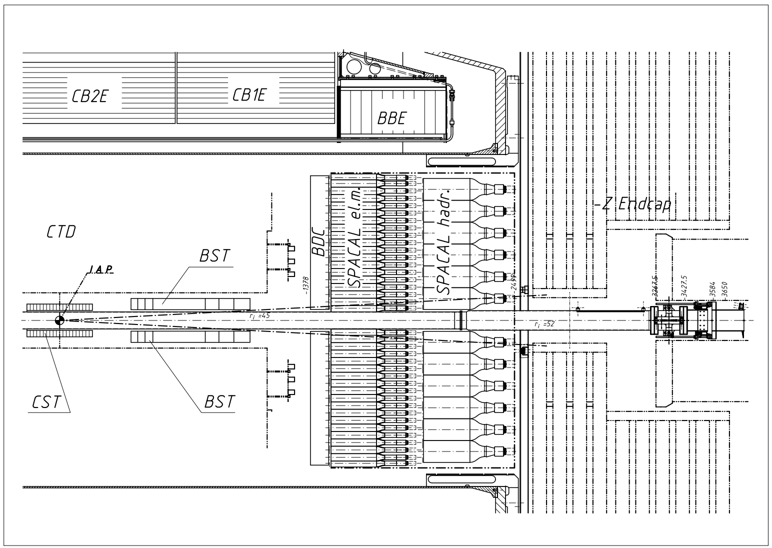


Figure 1.4: **Le SpaCal.**

le bleu avec un pic à $430nm$. elles sont regroupées à l'une des extrémités en deux paquets appelés "fouets". Chaque fouet est couplé à un mélangeur de lumière ajusté à la photocathode d'un tube photomultiplicateur (de type Hamamatsu R5505). Les photomultiplicateurs fonctionnent dans un champ magnétique de $1.14T$ avec un gain d'amplification de 10^4. La densité de plomb et de fibres de $7.3g \cdot cm^{-3}$ correspond avec la longueur des canaux à 27.47 longueurs de radiation (X_0) et une longueur d'interaction (λ). Le rayon de molière est de $2.55cm$.

- Les paramètres équivalents pour la section hadronique sont notés dans le tableau 1.3.

La partie centrale de la section électromagnétique est montrée sur (voir figure 1.5. Elle contient 12 cellules dont la forme est adaptée à celle du tube à vide. Ces cellules entourent quatre canaux formant un cylindre qui sert de veto pour la perte d'énergie dans le tube.

1.3.2 Les performances

Nous décrivons rapidement les performances de la calorimétrie SpaCal dans H1, que nous avons résumées dans le tableau 1.3.

Tableau 1.2: La mécanique.

paramètres	*section électromagnétique*	*section hadronique*
type de fibres	BICRON BCF-12	BICRON BCF-12
diamètre des fibres	$0.5mm$	$1.0mm$
rapport plomb / fibres	$2.27 : 1$	$3.4 : 1$
nombre de cellules	1192	136
volume des cellules	$4.04 \times 4.05 \times 25cm^3$	$12.0 \times 12.0 \times 25cm^3$
longueur de radiation X_0	$0.91cm$	$0.85cm$
longueur d'interaction λ	$25cm$	$25cm$
rayon de molière	$2.55cm$	$2.45cm$
densité des fibres et du plomb	$7.3g \cdot cm^{-3}$	$7.3g \cdot cm^{-3}$
type des photomultiplicateurs	Hamamatsu R5505	R2490-06

- **L'acceptance angulaire** permet de détecter les positrons diffusés à très petit angle ($\sim 177°$ suivant la convention de H1). Le tube à vide a un rayon de $5.7cm$ et les premières cellules de spacal sont à $6.5cm$ du centre. La figure 1.5 compare l'acceptance de SpaCal avec celle du BEMC. Les premières cellules du BEMC (les triangles en tirets sur la figure) étaient à $11.3cm$ du centre.

- **La résolution spatiale** pour les électrons est meilleure que $4mm$ [5] grâce à la fine granularité des cellules électromagnétiques ($40.5 \times 40.5mm^2$) et permet d'obtenir un pouvoir de séparation électron-pion[6] $R_{e/\pi} > 100$ pour des énergies comprises entre 1 et $7GeV$. Deux dépots électromagnétiques (par exemple pour $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) peuvent être séparés à partir de $8cm$. La figure 1.6 montre des spectres de masse de a) π^0, b) η et c) ω reconstruits à partir des photons produits dans les désintégrations. Les masses mesurées pour les deux premiers cas sont $M_{\gamma\gamma} = 136 \pm 13.2MeV/c^2$ et $M_{\gamma\gamma} = 535 \pm 31.2MeV/c^2$ respectivement. Ces résultats sont comparés dans le tableau 1.4 à ceux obtenus avec d'autres calorimètres.

- **La mesure de l'énergie des électrons** est faite avec une très bonne résolution ($7.5\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$) en dépit de la densité élevée grâce l'échantillonage des fibres de $0.5mm$ de diamètre.

- **La mesure de l'énergie des hadrons** est nettement améliorée avec SpaCal par rapport au BEMC. En effet contrairement à ce dernier,

[6] Rapport entre la probabilité de bien identifier un électron et la probabilité de prendre un pion pour un électron.

SpaCal dispose d'une section hadronique placée derrière la section électromagnétique. Chaque calorimètre correspond à une longueur d'interaction (λ). La mesure des hadrons dans la région de SpaCal est très importante pour étudier la physique à petit x et la fragmentation du photon dans les événements de photoproduction. Ces études étaient impossibles avec le BEMC.

- **Le mesure des très basses énergies** est possible grâce au très faible bruit électronique pour chaque canal ($\sim 2MeV$. A comparer à un bruit de 20 à $30MeV$ pour le calorimètre à argon liquide et $300MeV$ pour le BEMC.). Les particules qui traversent SpaCal au minimum d'ionisation déposent des énergie de l'ordre de $300MeV$ et sont donc aisément mesurables.

- **Les méthodes de calibration** sont variées : elles utilisent les muons cosmiques, le pic cinématique, les π^0, les électrons et photons des événements de Compton QED.

- **La mesure du temps** est faite par le calorimètre lui-même, alors qu'il y avait un système séparé (et beaucoup moins performant) avec le BEMC. Une électronique frontale mesure les temps de vol canal par canal avec une résolution meilleure que la nanoseconde. Les mesures combinées des énergies et des temps de vol sont la base du système de déclenchement dont la sensibilité est telle qu'il est envisageable de déclencher sur les particules au minimun d'ionisation. Nous montrerons dans le chapitre suivant que ce système est capable de faire une excellente séparation des événements de collisions $e-p$ et du bruit de fond dû au faisceau de proton.

Tableau 1.3: Performances de SpaCal.

acceptance angulaire	$153° \leq \theta_e \leq 177.8°$
résolution en énergie électromag.	$7.5\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$
incertitude sur l'échelle électromag.	0.7% à $27.6GeV$
résolution en énergie hadronique	$30\%/\sqrt{E/GeV}$
résolution spatiale (en mm) :	
électron entre deux cellules	$3.8 \pm 0.4/\sqrt{E/GeV} + 0.3 \pm 0.2$
électron au centre d'une cellule	$4.4 \pm 0.4/\sqrt{E/GeV} + 1.0 \pm 0.2$
résolution en temps	$\leq 1ns$
bruit électronique	$\leq 3MeV$

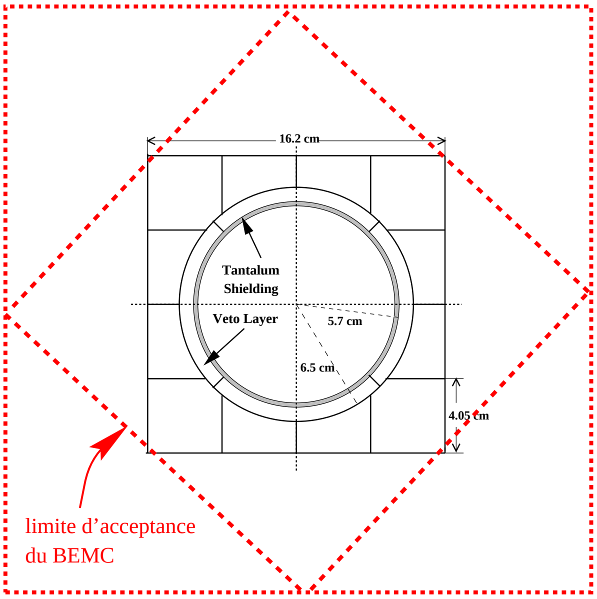


Figure 1.5: **Acceptance angulaire de SpaCal.**
Comparaison de l'acceptance angulaire de SpaCal avec celle du BEMC.

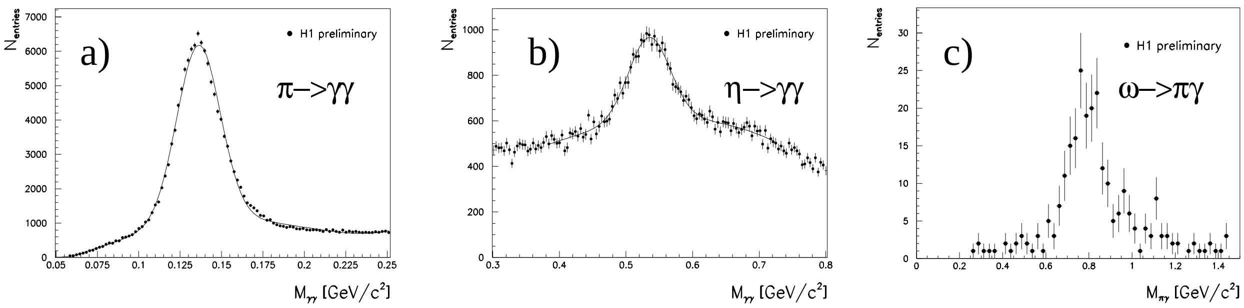


Figure 1.6: **Spectres de masse de particules reconstruites avec SpaCal.**
spectres de masse des π^0, η et ω reconstruits à partir des particules finals des désintégrations a) $\pi^0 \to \gamma\gamma$ ($M_{\gamma\gamma} = 136 \pm 13.2 MeV/c^2$), b) $\eta \to \gamma\gamma$ ($M_{\gamma\gamma} = 535 \pm 31.2 MeV/c^2$) et c) $\omega \to \pi^0\gamma$.

Tableau 1.4: Comparaison de la reconstruction des π^0 et η par les calorimètres de différentes expériences. Sauf mention du contraire, ces expériences sont situées auprès de collisionneurs e^+e^-.

expérience $\sqrt{s}$ [GeV]	calorimètre	$\sigma_E/E = a/\sqrt{E/GeV} \oplus b$	$\sigma_{\theta,\phi}$ [mrad]	$E_\gamma >$ [GeV]	$\sigma[M_{\gamma\gamma}]$ [MeV/c] π^0/η
ARGUS $\sqrt{s} = 10$	sandwich plomb-fibre	$a = 6.5\%$ $b = 7.2\%$	$13 - 24$	0.5	25
CELLO $\sqrt{s} = 34$	LAr	$a = 12\%$	4	0.35	21/43
JADE $\sqrt{s} = 27 - 34$	verre au plomb cerenkov	$a = 4\%$ $b = 1.5\%$	$1 - 1.2$	0.7	19/51
TASSO $\sqrt{s} = 14 - 34$	LAr	$a = 9 - 16\%$	$4 - 6$	0.5	$23 - 31$
TPC $\sqrt{s} = 29$	verre au plomb aluminium	$a = 16\%$ à $1 GeV$	8	0.4	28
Crystal Ball $\sqrt{s} = 9 - 11$	NaI(Tl)	$a = 2.7\%$	$3 - 5$	0.14	$8 - 16/25$
Crystal Barrel $p\bar{p}$ LEAR	CSI(Tl)	$a = 2.6\%$	$20 - 35$	0.01	10/16
H1 (e^+p) $\sqrt{s} = 300$	SpaCal Plomb-fibre	$a = 7.5\%$ $b = 2\%$	3 à $1 GeV$	0.3	13/31

Conclusion :

- L'accélérateur HERA, après une montée en puissance régulière, fonctionne aujourd'hui de façon quasi-nominale. Avec la luminosité accumulée (principalement ces deux dernières années), la statistique est suffisante pour commencer à étudier les événements rares. Le programme HERA 2000, avec une augmentation d'un facteur 10 de la luminosité, fournira les moyens de compléter ces analyses et donnera de nouvelles possibilités grâce aux faisceaux de leptons polarisés.

- Le détecteur H1 est optimisé pour les événements de très grande énergie transverse. Son calorimètre à argon liquide permet une bonne reconstruction aussi bien des électrons que des jets énergétiques. La calibration peut se faire aujourd'hui sur une grande partie du domaine d'acceptance en utilisant les contraintes cinématiques.

- En 1995, H1 a reçu une amélioration très importante avec le nouveau calorimètre arrière SpaCal qui a augmenté significativement les mesures aux limites cinématiques vers les petits x et les bas Q^2. Nous avons décrit le détecteur et ses performances et calorimétriques ; nous étudierons, dans le chapitre suivant, le fonctionnement de l'électronique de mesure du temps et de déclenchement.

Bibliographie

[1] Note H1 H1-10/97-531.

[2] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Inst. Meth. A336 (1993) 460;
H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Inst. Meth. A336 (1993) 499;
H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Inst. Meth. A336 (1994) 57;

[3] H1 SPACAL-Group, Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 397.

[4] Thèse de Didier Lacour (1995), université Paris VII.

[5] Thèse de Stephan Spielmann (1996), École Polytechnique.

Chapitre 2

Qualification du calorimètre arrière SpaCal

Nous allons étudier deux fonctions importantes du calorimètre SpaCal : la mesure du temps de vol des particules et le déclenchement de l'acquisition des données. Après une brève chronologie de l'installation du détecteur, nous verrons comment le temps de vol est mesuré par deux systèmes et de quelle façon on procède à leur calibration relative. La sélection des événements par le temps de vol sera expliquée. Nous comparerons les performances actuelles du système de déclenchement avec celles qu'il avait lors de la première prise de donnée et nous verrons les problèmes résolus pour avoir les améliorations observées.

2.1 Chronologie de l'installation

- janvier-mars 1995 : installation du détecteur et de l'électronique frontale[1].
- avril-mai : le système est complété.
- juin : essai pendant les tests machine (faisceau e^+ ou p).
- juillet, 1$^{\text{ière}}$ quinzaine : réglage manuel approximatif des seuils de déclenchement et des fenêtres de temps de vol.
- juillet-novembre : prise de donnée.
- août : détection du problème du veto hadronique.
- décembre-février : correction pendant l'arrêt de HERA des problèmes :
  diaphonie dans les câbles du système de déclenchement,
  redéclenchement hadronique,
  bruit cohérent,
  réglage fin des seuils de déclenchement et des fenêtres de temps de vol,
  fonctionnement des éléments de déclenchement.
- avril-mai : étude des éléments de déclenchement à basse énergie.
- juin-août : étude d'un masque électronique anti-hotspot[2].

2.2 La mesure du temps de vol

La mesure du temps de vol permet de séparer les *bons* événements provenant des collisions ep des *mauvais* dus aux interactions des faisceaux avec le tube à vide ou bien le gaz résiduel. Le bruit de fond créé par le faisceau de proton sera noté dans la suite $p-gaz$. Les particules créées par le $p-gaz$ arrivent dans le SpaCal avant celles créées par les collisions ep qui ont besoin du temps supplémentaire d'un aller retour SpaCal-vertex, soit $10ns$ pour la section électromagnétique et $15ns$ pour la section hadronique.

Le système de mesure du temps de vol (le ToF) était, avant 1995, un mur de compteurs à scintillation placé entre le calorimètre arrière BEMC et le fer instrumenté. Sa position l'empêchait de voir les collisions ep, à l'exception des cas rares où une particule traversait le calorimètre. Le ToF détectait donc essentiellement les produits des interactions $p-gaz$, sans pouvoir d'ailleurs discerner les particules au minimum d'ionisation des gerbes hadroniques énergétiques.

La grande nouveauté apportée par le SpaCalest le rejet en ligne du $p-gaz$ par le **temps de vol calorimétrique**.
1) le temps et l'énergie sont mesurés par un même système, **mais** le temps doit

[1] qui ne sera plus accessible avant la fin du run en décembre.
[2] bruit de fond localisé sur une tour électromagnétique dû au faisceau d'électrons.

être mesuré à la nanoseconde près pour une dynamique d'énergie de 1000 ($30 MeV$ à $30 GeV$).
2) les énergies déposées par les collisions ep et par le bruit de fond des faisceaux sont mesurées l'une et l'autre et dirigées **en ligne** vers deux systèmes séparés de sommation des énergies : le ToF (ep) et l'AToF ($p - gaz$).

Pour cela, on a développé une électronique originale [3] (voir les lignes du milieu et du bas de la figure 2.1) que l'on utilise en plus d'une électronique de mesure de l'énergie plus classique (voir ligne du haut). Ces deux électroniques sont montées sur des cartes différentes : la carte dédiée à la mesure du temps et au déclenchement est la carte **Front-End** (FEC sur la figure), celle dédiée à la mesure classique de l'énergie est la carte de **lecture** (ANCA sur la figure). Chacune de ces cartes contrôle seize canaux.

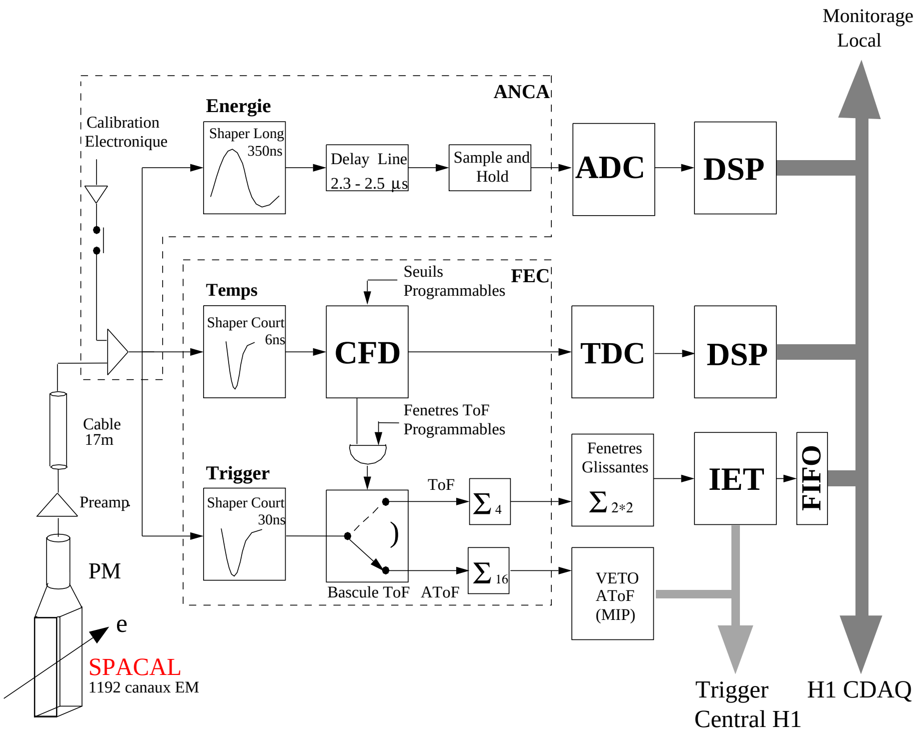


Figure 2.1: **Schéma de l'électronique de SpaCal.**
La première ligne est une chaîne de lecture classique de l'**énergie** par un ADC (Analog to Digital Convertor). La ligne du milieu est la chaîne de lecture du **temps** par un TDC après discrimination par un CFD. La dernière ligne est la chaîne de sommation des énergies pour le **déclenchement**.

2.2.1 Mesure directe du temps

La chaîne de lecture du temps (voir ligne du milieu sur la figure 2.1) se termine par la mesure effectuée par un TDC[3] pour chaque canal. Un processeur DSP[4], développé pour la lecture des calorimètres de H1, code et met en forme les données fournies par les TDC pour 400 canaux (à peu près) et trois croisements de faisceaux par canal.

Nous allons décrire avec plus de détails le début de la chaîne situé dans la carte Front-End(FEC sur la figure 2.1) réalisée au LPNHE-Paris et qui conditionne les performances du détecteur.

Un signal typique d'un canal de SpaCalà la sortie du préamplificateur situé sur le photomultiplicateur [6] a un temps de montée de $12ns$ et une décroissance exponentielle de $200ns$. Pour pouvoir séparer deux impulsions rapprochées ($\sim$ quelques nanosecondes), la décroissance exponentielle est compensée à la réception et suivie d'un filtre unipolaire piquant à $6ns$ (*shaper* court sur la figure 2.1).

1) Le signal est discriminé par un CFD :

Un discriminateur à fraction constante (**CFD**) par canal a été choisi. Le principe est le suivant :

- le signal unipolaire est transformé en signal bipolaire,
- si le seuil du CFD est nul, au passage à zéro du signal, qui se fait à un temps constant quelque soit l'amplitude, un front de signal logique est envoyé au TDC. Le circuit électronique "comparateur" est différent de celui d'un discriminateur ordinaire : il suit tous les passages à zéro du signal d'entrée (ce qui permet de les compter comme sur la figure 2.2 a)).
- si le seuil vaut δ, c'est au croisement du seuil distant de δ de la ligne de base que le signal logique est envoyé au TDC, avec un retard appelé *slew time*.

2) Le bruit du CFD limite le seuil de discrimination :

La figure 2.2 a) présente le taux de comptage de l'ensemble des canaux hadroniques en fonction du seuil CFD[5]. La courbe **HV off** représente le bruit électronique du CFD. Elle est contenue dans deux unités DAC ($5.4MeV$) et son

[3] Time to Digital Convertor
[4] Digital Signal Processor Motorola 56001.
[5] C'est la moitié du nombre de passage de l'amplitude du signal à la valeur δ du seuil.

écart type vaut $\sim 0.77 MeV$. Au delà de trois unités DAC, on voit le bruit non électronique : le bruit des photomultiplicateurs (**HV on**), le bruit des faisceaux ($p-gaz$). Dans certains groupes de canaux (alimentés par la même basse tension) on voit apparaître du bruit cohérent. C'est en tenant compte de ce bruit que le seuil CFD a été fixé. En 1995 par sécurité le seuil était à $50 MeV$, en 1996 il a été descendu à $20 MeV$.

Les seuils CFD en 1997 des canaux électromagnétiques et hadroniques sont montrés sur la figure 2.2 b).

3) Pour diminuer le *slew*, jusqu'où peut-on baisser le seuil CFD ?

Puisque le seuil ne peut pas être nul à cause du bruit, le temps de croisement de ce seuil dépend de la pente et donc de l'amplitude du signal : ce phénomène est appelé *slew time*.

Définissons le signal normalisé $s(t)$ et le temps du pic t_M par :

$$s(t_M) = \max[s(t)] = 1 \ . \tag{2.1}$$

Le signal dû à un dépot d'énergie E dans un canal est :

$$s_E(t) = E \cdot s(t) \ . \tag{2.2}$$

Notons t_s le temps de croisement du seuil CFD δ. Il vient :

$$s(t_s) = \frac{s_E(t_s)}{E} = \frac{\delta}{E} \tag{2.3}$$

La figure 2.3 montre la courbe de slew en fonction du rapport seuil sur énergie du canal. La dérive temporelle maximale ($\sim 8ns$) correspond au temps du pic moins le temps du croisement du seuil.

Le *slew* affecte donc la précision sur la mesure du temps et par conséquent affecte les performances de la sélection en ligne du temps de vol calorimétrique. Peut-on baisser le seuil CFD d'un facteur 3, de 10 à 3 comme le suggère la figure 2.2? Cela dépend du bruit cohérent, de la dérive de la ligne de base, c'est à dire d'effets qui dépendent de chaque canal. Il faudrait changer notre stratégie de seuil commun à tout un détecteur et étudier l'effet du déclenchement sur la diaphonie à basse énergie. Le seuil pourraît être baissé globalement de 30% à 50%, mais il faudrait alors surveiller la stabilité à long terme du système. Nous verrons dans la suite que les résultats obtenus avec seuil actuel sont bons et qu'il n'est pas nécessaire de le baisser pour le moment.

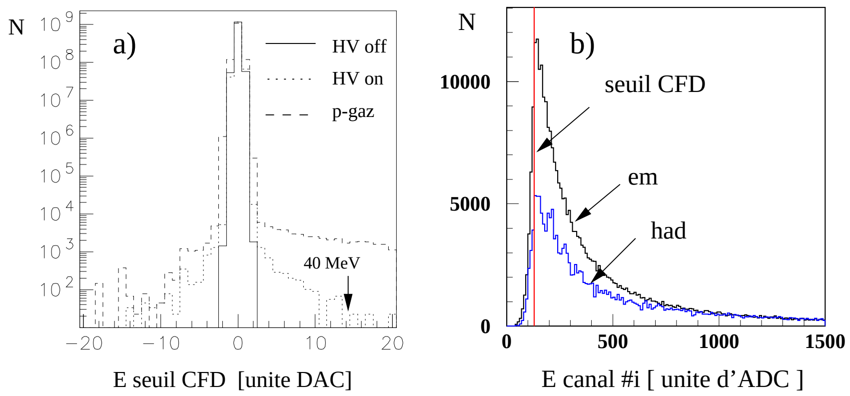


Figure 2.2: **Seuil du discriminateur CFD.**
a) Taux de comptage en fonction du seuil CFD(1 unité DAC = $2.7 MeV$) pour toutes les cellules hadroniques dans les trois conditions suivantes : hautes-tensions des photomultiplicateurs off (trait plein), hautes-tensions on HERA off (tirets), HERA on (pointillés). b) Énergie des cellules avec un signal au dessus du seuil du discriminateur CFD (section électromagnétique en noir et section hadronique en bleu). La ligne rouge indique le seuil.

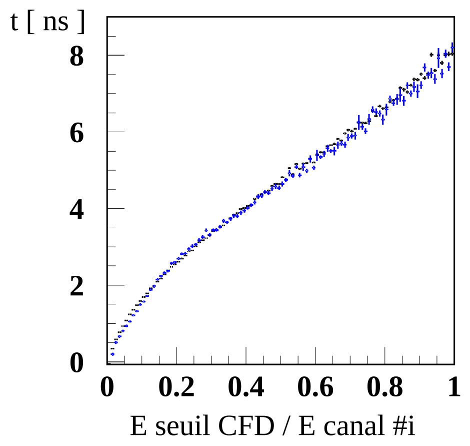


Figure 2.3: **Courbe de slew.**
Temps moyen en fonction du rapport seuil sur énergie de la cellule. La forme du signal bipolaire se retrouve en $x = f(t)$.

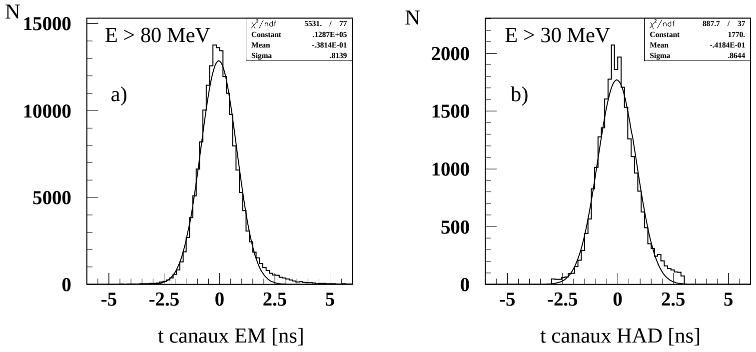


Figure 2.4: **Temps de vol mesuré par les cellules de SpaCal.**
a) : temps de vol mesuré pour chaque cellule électromagnétique recevant plus de $80MeV$ corrigé du *slew*. b) idem pour les cellules hadroniques avec une énergie supérieure à $30MeV$, pour 40000 collisions ep.

4) Correction du *slew* en fonction de l'énergie :

Le *slew* peut être corrigé hors ligne pour donner une mesure précise du temps. La correction s'obtient par un ajustement contraint d'un polynôme du troisième degré sur la courbe de slew. Le résultat de cette correction est illustré par la figure 2.4. Le temps corrigé est donné canal par canal pour une énergie plus grande que a) $80MeV$ (2 fois le seuil CFD) pour les cellules électromagnétiques et b) $30MeV$ (1.5 fois le seuil CFD) pour les cellules hadroniques. Les coupures ont été choisies pour avoir des distributions de même largeur : la résolution est de $0.8ns$.

Remarque : c'est en fixant le seuil CFD, qu'on choisit la gamme dynamique sur laquelle on mesure le temps, soit $80GeV/30MeV$ pour le SpaCal hadronique et $40GeV/80MeV$ pour le SpaCal électromagnétique.

5) le rapport signal (ep) sur bruit ($p - gaz$) :

Nous pouvons faire un estimateur global de temps pour chaque événement à partir des mesures de chaque canal. Construisons le temps moyen des cellules électromagnétiques pondéré par l'énergie :

$$< t >_{em} = \frac{\sum_{i=0}^{n_{cell}^{em}} E(i) \cdot t(i)}{\sum_{i=0}^{n_{cell}^{em}} E(i)} \ .$$

De la même façon, on peut définir un estimateur hadronique : $< t >_{had}$. Le temps $t = 0$, ici et dans toute la suite, correspond aux collisions $e - p$.

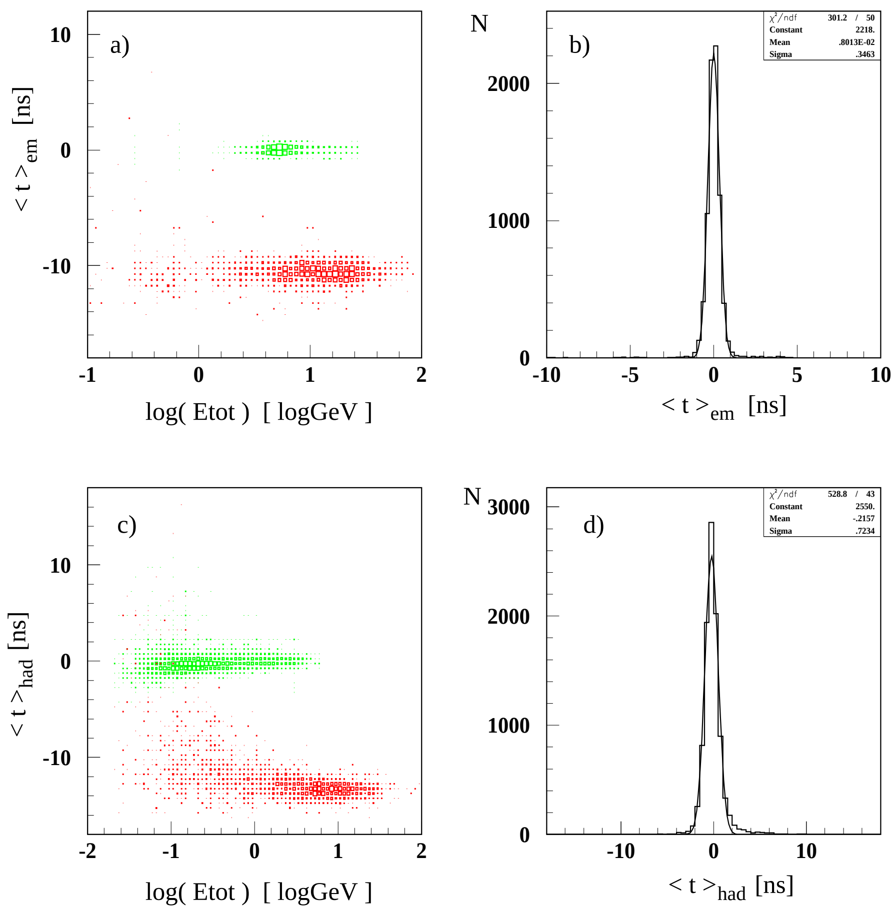


Figure 2.5: **Dispersion des temps des événements en fonction de l'énergie.**
a) temps moyen en fonction de l'énergie pour la section électromagnétique. Les événements $e - p$ (en vert) et les $p - gaz$ (en rouge) ont été sélectionnés par la partie hadronique. b) événements $e - p$ du a) sur l'axe des temps. L'écart type est de $0.35ns$. c) idem que a) pour la section hadronique. c) et d) correspondent respectivement à a) et b) en échangeant le rôle de la section hadronique avec celui de l'électromagnétique. L'écart type de la projection d) est de $0.72ns$.

La figure 2.5 présente la mesure par événement du temps corrigée de *slew* pour un échantillon de données. L'histogramme a) donne la corrélation du temps moyen de l'événement $< t >$ en fonction de l'énergie totale mesurée par les cellules électromagnétiques pour deux lots sélectionnés sur des critères temporels hadroniques : les événements en temps avec les collisions ep (en vert) et ceux en temps avec le passage des paquets de proton (en rouge). L'histogramme b) est la distribution du temps moyen du lot ep. c) et d) idem pour le SpaCal hadronique avec sélection électromagnétique. Les **résolutions** obtenues sont de $\mathbf{0.35}\boldsymbol{ns}$ pour la section électromagnétique pour des énergies en général supérieures à $1GeV$ et $\mathbf{0.72}\boldsymbol{ns}$ pour la section hadronique pour des énergies inférieures généralement à $1GeV$.

Faisons ici quelques remarques :

a) la séparation $e-p/p-gaz$ est globalement très bonne : dans la partie électromagnétique la contamination de $p-gaz$ du lot ep est de 1/10000. La pureté $e-p$ est moins bonne dans l'hadronique, environ 1/1000, et si on se concentre sur les énergies plus petites que $300MeV$, elle devient médiocre, de l'ordre de 1/100. Notons cependant que cela n'affecte pas la pureté globale car les événements $p-gaz$ sont rarement à basse énergie comme le montre la distribution rouge de la figure 2.5 c). En tenant compte du fait que 99% des événements $p-gaz$ donnant un signal $AToF$ ont déjà été éliminés par le premier niveau de déclenchement (L1), le taux de réjection est supérieur à 10^6.

c) La dispersion temporelle $p-gaz$ à basse énergie est due à des particules dont la trajectoire n'a pas suivi le chemin le plus court. On pourrait donc améliorer la séparation hadronique en déterminant le temps moyen amas par amas au lieu de le faire globalement.

La figure 2.6 a) montre la corrélation entre le temps moyen hadronique $< t >_{had}$ et le temps moyen électromagnétique $< t >_{em}$ pour des événements qui ont au moins une énergie de $80MeV$ déposée dans une cellule électromagnétique et $30MeV$ dans une cellule hadronique. Les traînées le long de l'axe des temps hadronique sont dues à la coupure à très basse énergie : là où on devient sensible à l'effet de *slew*.

La figure 2.6 b) représente la même chose que la figure 2.6 a) avec des coupures plus hautes sur l'énergie : $1.2GeV$ pour les cellules électromagnétiques et hadroniques. Deux lots d'événements se distinguent : le premier, centré sur $(0,0)$ correspond aux collisions $e-p$, le deuxième, sur la diagonale et piqué sur $(-10ns, -13ns)$, correspond aux $p-gaz$. Le pic des événements $p-gaz$ est dû au paquet de proton principal (ou nominal). On remarque, sur la diagonale entre le pic $e-p$ et le pic $p-gaz$, un paquet beaucoup moins peuplé ($-5ns$,$-8ns$) : il s'agit d'un paquet secondaire de protons que l'on appelle satellite et qui interagit de la même manière que le paquet principal(i.e. : avec les électrons, le gaz résiduel et le tube à vide) avec un décalage en temps proportionnel à la distance paquet principal-satellite. Ce paquet produit des particules dans SpaCal en retard sur le $p - gaz$ principal et en avance sur les collisions $e - p$ (on l'appelera dans la suite "satellite en avance"). Un autre satellite ("en retard" dans la suite) se distingue : il commence au niveau des collisions $e - p$ $(0ns, -4ns)$ et se prolonge au delà $(10ns, 4ns)$. Il y a une zone d'ambiguïté autour des collisions, mais nous pouvons néanmoins rejeter le satellite partiellement.

Vue de la section électromagnétique, la partie du satellite en retard qui se confond en temps avec les collisions $e - p$ n'est pas la même que celle vue de la section hadronique. Il y a un décalage entre les deux sections : les événements satellites et $e - p$ simultanés pour le SpaCal électromagnétique sont décalés de $3ns$[6] pour l'hadronique, et réciproquement. L'utilisation conjointe des deux détecteurs permet donc une meilleure séparation des $e - p$ et du bruit de fond. La figure 2.7 présente la différence entre les temps électromagnétique et hadronique pour les événements de la figure 2.6 b). Le pic à zéro correspond aux collisions $e - p$ et le deuxième, aux $p - gaz$ et aux *satellites*. Les deux pics sont séparés de $3ns$: c'est le temps de vol entre les deux parties de SpaCal.

La figure 2.8 montre la distribution du temps moyen des événements dans une roue de SpaCal quand l'autre roue n'est pas touchée. En a) on donne la distribution de $< t >_{em}$ pour les événements qui n'ont pas de validation temporelle hadronique (i.e. : pas de cellule hadronique avec une énergie au dessus de $30MeV$ soit 1.5 fois le seuil CFD). On distingue le pic des collisions $e-p$ avec une dispersion de l'ordre de la demi-nanoseconde. Il illustre l'excellente résolution en temps du système. Il est précédé par une bosse à $t = -10ns$: le bruit de fond des protons. La contribution de celui-ci est réduite par la demande de non-validation en temps hadronique. Une autre bosse à $t = -5ns$ signale la présence de satellites. En b) nous avons la distribution de $< t >_{had}$ quand il n'y a pas de validation temporelle électromagnétique (i.e. : pas de cellule électromagnétique avec une énergie au dessus de $80MeV$, soit 2 fois le seuil CFD). Notons qu'il y a très peu d'événements qui déposent de l'énergie dans une seule roue.

[6] C'est le temps de vol entre la section hadronique et la section électromagnétique.

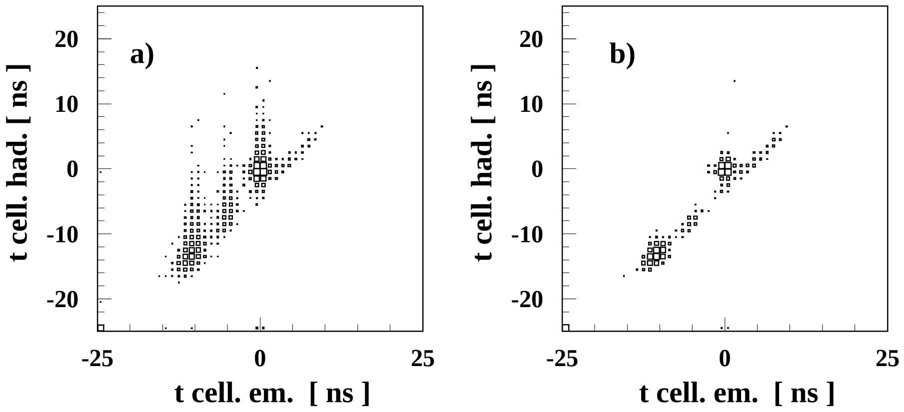


Figure 2.6: **Dispersion des temps des événements quand les deux roues sont touchées.**
temps moyen hadronique en fonction du temps moyen électromagnétique a) pour $E_{em} > 80MeV$ et $E_{had} > 30MeV$ et b) pour $E_{em} > 1.2GeV$ et $E_{had} > 1.2GeV$.

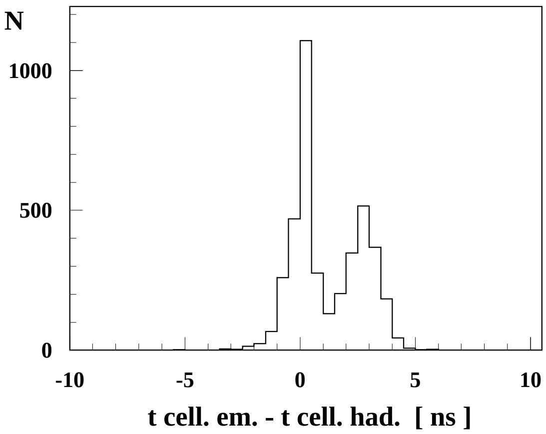


Figure 2.7: **Séparation $e - p/p - gaz$ par temps de vol entre les roues de SpaCal.**
Différence entre le temps moyen électromagnétique et le temps moyen hadronique ($E_{em} > 1.2GeV$ et $E_{had} > 1.2GeV$).

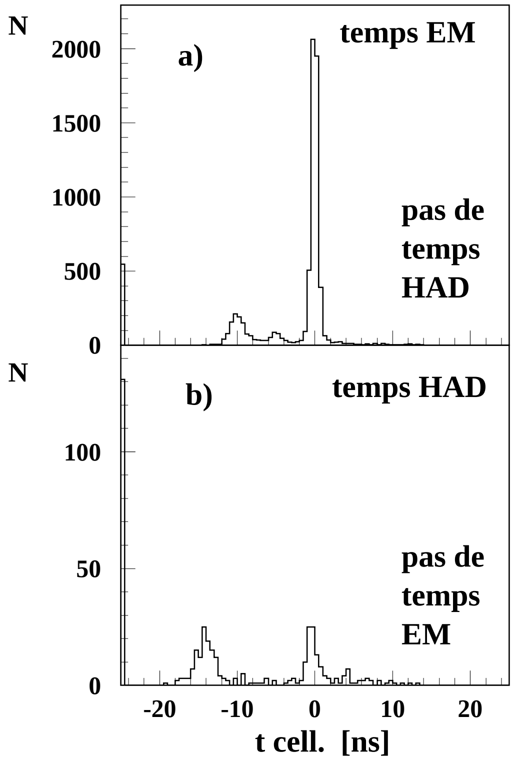


Figure 2.8: **Dispersion des temps des événements quand une seul roue est touchée.**
a) distribution du temps moyen électromagnétique ($E_{em} > 80MeV$ et $E_{had} < 30MeV$). L'origine correspond aux collisions. b) : idem pour les cellules hadroniques ($E_{em} < 80MeV$ et $E_{had} > 30MeV$).

6) conclusion :
Nous pouvons classer les événements dans deux catégories :

- ceux qui n'ont aucune énergie dans SpaCal,

- ceux qui ont de l'énergie dans SpaCal.

Dans le premier cas, il s'agirait d'événements en temps avec les collisions $e-p$ avec moins de $80MeV$ dans la section électromagnétique. Nous n'avons pas d'échantillon à étudier. Pourrait-on les voir en baissant le seuil CFD de 30%?

Dans le deuxième cas, il y a presque toujours de l'énergie dans les deux roues de SpaCal. La mesure du temps est toujours suffisante pour rejeter le bruit de fond sans avoir à utiliser les autres détecteurs. Nous voyons que cette méthode est excellente pour la réjection en-ligne des événements $p-gaz$ nominaux. On peut l'améliorer hors-ligne pour les satellites par l'utilisation conjointe de la section électromagnétique et de la section hadronique. Même les très basses énergies hadroniques combinées avec les énergies électromagnétiques moyennes ou grandes renforcent la séparation électromagnétique : il n'y a pas d'ambiguïté. Quand les énergies totales déposées dans chacune des deux roues du SpaCal sont très basses, par exemple lors du passage de particules au minimun d'ionisation (MIP[7]), deux signaux (2 MIP) se renforcent pour faire une excellente séparation. Le taux de réjection est supérieur ou égal à 10^6.

2.2.2 Mesure indirecte du temps par retard programmable

Dans ce que nous venons de décrire au paragraphe 2.2.1, nous avons utilisé les données en temps corrigées des constantes de calibration. Dans ce paragraphe, nous analysons en détail l'origine de ces constantes.

On définit, autour du temps d'arrivée des particules produites par les collisions ep, un intervalle de temps que nous appelons "fenêtre temps de vol" ou "fenêtre ToF". Cette fenêtre définit en ligne la sélection : toutes les particules qui ne sont pas créées par les collisions ep, mais par le $p-gaz$ arrivent dans le SpaCal en dehors de cet intervalle. Les bornes de la fenêtre ToF sont deux portes logiques dont la position est contrôlée par deux retards programmables DTC[8] *start* et DTC *stop* (voir *fenêtres ToF programmables* entre les deuxième et troisième lignes de la figure 2.1).

[7] Minimum Ionizing Particle.
[8] Digital to Time Convertor

Le système est contrôlé et optimisé par une procédure de calibration électronique (CE). Il a été difficile de simuler des impulsions de qualité satisfaisante, c'est à dire avec un temps de montée de $6ns$ réparti correctement sur seize voies.

De la qualité de la CE dépend la calibration des fenêtres ToF :

- la **forme** des impulsions est essentielle (seuls des générateurs Hewlett Packard nous ont donné satisfaction),
- la **jigue**[9] (fluctuations $\sim$ quelques nanosecondes) de la CE doit être contrôlée,
- la **dérive à long terme**[10] ($\sim$ une heure) n'influence pas notre méthode de calibration.

Pour des conditions normales de prise de données, le seuil du CFD est fixé à $30MeV$ pour la section hadronique. Le bruit des amplificateurs utilisés pour la calibration électronique(CE) oblige à choisir un seuil plus élevé($400MeV$ au lieu de $30MeV$).

1) test des fenêtres de temps de vol

Les fenêtres ToF sont testées avec les générateurs HP qui créent des signaux à un temps τ après l'origine du cycle de HERA. Tous les canaux sont testés les uns après les autres. Notons E_{ToF}, l'énergie d'une cellule qui a un temps dans la fenêtre ToF et E_{AToF}, l'énergie d'un cellule qui a un temps en dehors de la fenêtre ToF. Pour chaque canal, les énergies E_{ToF} et E_{AToF} sont moyennées sur cinq événements. Pour le canal #i la fenêtre ToF, définie par $d_{start} = d$ et $d_{stop} = d + d_{width}$, est déplacée par pas d'une unité DTC soit $d = d + 0.27ns$. Un ajustement sur les distributions de $E_{ToF}(d)$ et $E_{AToF}(d)$ permet de déterminer les valeurs de d correspondant aux transitions AToF-ToF et ToF-AToF qui délimitent la fenêtre ToF (voir figure 2.19). A chaque valeur de DTC d est associée une valeur de TDC $t(i,\tau)$ mesurée simultanément : c'est le principe qui permet de se détacher de la stabilité à long terme de la CE.

2) résolution en temps de la calibration électronique

[9](=*jitter*) Instabilité du déclenchement de la calibration électronique par rapport à l'horloge HERA paraîssant aléatoire, c'est-à-dire avec une fréquence plus grande que celle de la mesure.
[10]Instabilité plus lente que le temps de mesure.

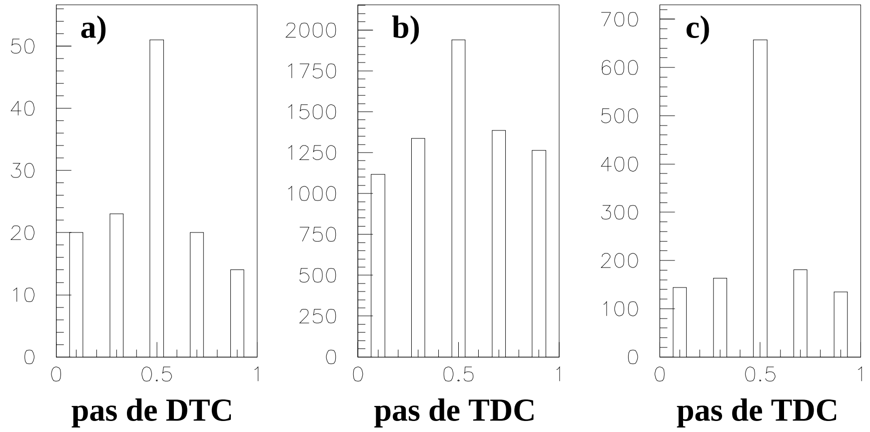


Figure 2.9: **Jigues de l'horloge et de la calibration électronique.** Moyenne sur cinq événements de calibration électronique des mesures restreinte à un seul pas d'encodeur a) des DTC ($pas = 0.27ns$), b) des TDC ($pas = 1ns$), c) idem pour une impulsion de calibration décalée de $6ns$. *Le pic central représente le cas où les cinq événements sont tombés dans le même pas d'encodeur, les deux pics adjacents représentent le cas où quatre événements sont dans le même pas et un dans celui d'à côté, les deux derniers pics correspondent au cas où trois événements tombent dans le même pas et deux dans celui d'à côté.*

On détermine ici la résolution η de la calibration électronique, c'est-à-dire la stabilité de sa synchronisation avec l'horloge HERA qu'il va falloir soustraire pour obtenir les performances intrinsèques de notre électronique, à savoir les DTC et les TDC.

La figure 2.9 montre les distributions des parties décimales des retards d (DTC) et t (TDC) associés à cinq événements de CE moyennés. Si les cinq transitions ToF-AToF arrivent dans le même pas d du DTC, la valeur obtenue est $d + 0.5$. Il en va de même pour le TDC.

Dans l'histogramme a), le pic à 0.5 correspond à une probabilité de 40% d'avoir une transition dans $0.27ns$. L'histogramme b) présente la distribution analogue pour le TDC. L'histogramme c) montre la même distribution pour des impulsions décalées de $6ns$ par rapport aux premières.

Une estimation de η nous donne : $2\eta_{DTC} = 60\% \times 0.27ns = 162ps$, $2\eta_{TDC} = 72\% \times 1ns = 720ps$ et $2\eta_{TDC} = 49\% \times 1ns = 490ps$ pour les impulsions décalées de $6ns$. Nous avons constaté que η_{DTC} est stable quelque soit le temps d'arrivée du signal de CE contrairement à η_{TDC}.

L'instabilité du DTC qui mesure des impulsions de CE est donnée par

$$\epsilon_{DTC} = \frac{2\eta_{DTC}}{2\sqrt{3}} = \frac{162ps}{2\sqrt{3}} = 47ps \ , \tag{2.4}$$

où $1/2\sqrt{3}$ est l'écart type d'un créneau de longueur égale à 1. L'agitation ϵ_{DTC} a deux orignes : la jigue intrinsèque des DTC γ_{DTC} et la jigue de la CE γ_{CE} :

$$\epsilon_{DTC} = \gamma_{DTC} \oplus \gamma_{CE} \ . \tag{2.5}$$

On note $(a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2})$.

On en déduit que $\gamma_{DTC} \leq 47ps$ et $\gamma_{CE} \leq 47ps$.

Le même raisonnement s'applique au TDC. L'agitation pendant la mesure d'impulsions de CE est :

$$\epsilon_{TDC} = \frac{2\eta_{TDC}}{2\sqrt{3}} \ . \tag{2.6}$$

La figure 2.9 montre que η_{TDC} n'est pas le même pour des impulsions à $6ns$ d'intervalle. Sur cet exemple :

$$\epsilon_{TDC} = \begin{cases} 720ps/(2\sqrt{3}) = 208ps & \text{à } t_0 \\ 490ps/(2\sqrt{3}) = 141ps & \text{à } t_0 + 6ns \end{cases} \tag{2.7}$$

Les signaux de CE sont les mêmes pour le DTC et le TDC. Cela veut dire que la jigue γ_{CE} est la même pour les deux. Notre exemple montre que l'agitation du TDC est beaucoup plus grande et irrégulière que celle du DTC. Elle est donc due essentiellement à la jigue intrinsèque :

$$\epsilon_{TDC}(\sim 200ps) = \gamma_{TDC} \oplus \gamma_{CE}(\leq 47ps) \simeq \gamma_{TDC} \ . \tag{2.8}$$

La stabilité de la synchronisation du DTC avec l'horloge HERA est quantifiée par sa résolution $\sigma_{DTC} = \sigma^{\sqcap}_{DTC} \oplus \gamma_{DTC}$, $\sigma^{\sqcap}_{DTC} = 0.27ns/(2\sqrt{3}) = 78ps$ est l'écart type du créneau du pas du DTC et γ_{DTC} la jigue intrinsèque. La résolution est bornée :

$$78ps \leq \sigma_{DTC} \leq 90ps(= 78 \oplus 47) \tag{2.9}$$

De même pour le TDC $\sigma_{TDC} = \sigma^{\sqcap}_{TDC} \oplus \gamma_{TDC}$, où $\sigma^{\sqcap}_{TDC} = 1ns/(2\sqrt{3}) = 290ps$. Sur notre exemple :

$$\begin{cases} 290ps \leq \sigma_{TDC} \leq 357ps(= 290 \oplus 208) & \text{à } t_0 \\ 290ps \leq \sigma_{TDC} \leq 322ps(= 290 \oplus 141) & \text{à } t_0 + 6ns \end{cases} \tag{2.10}$$

On peut décrire avec un modèle simple la façon dont les fenêtres ToF sont verrouillées à l'horloge HERA de la calibration électronique. Notons $< t >_{CE}$ le temps moyen de huit canaux reliés au même générateur de CE. Considérons une distribution de nombre d'événements de CE uniforme pour $< t >_{CE} \in [0, 1]$, ce qui correspond à une unité de TDC. Admettons que la probabilité de trouver un événement de calibration avec le système ToF est constante dans l'intervalle de temps $[< t >_{CE} -\eta, < t >_{CE} +\eta]$.

Ce modèle est représenté sur le schéma de la figure 2.10 a. Si $t \in [0, 1]$ alors l'événement est trouvé dans un pas de TDC bien défini. Sinon, on peut se tromper et mesurer un pas trop tôt ou un pas trop tard. Notons P la probabilité de tomber sur le bon pas. La probabilité de trouver cinq événements de CE dans le même intervalle(i.e.: avec le même retard) vaut P^5. η définit la résolution du verrouillage des fenêtres ToF avec l'horloge HERA de la calibration électronique.
le modèle s'applique aussi bien au retard d des DTC.

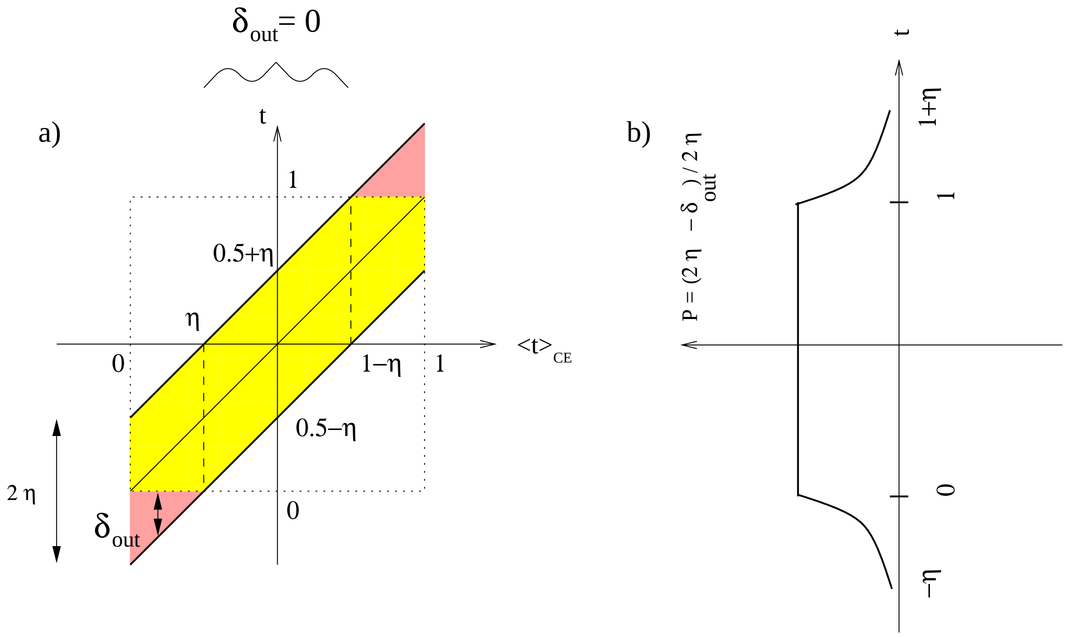


Figure 2.10: **Méthode d'estimation de la jigue.**
a) : temps t en fonction du temps de calibration électronique $< t_{CE} >$. $< t_{CE} >$ est la moyenne des temps des huit canaux reliés à un même générateur d'impulsions. On fait l'hypothèse que la distribution de $< t_{CE} >$ est uniforme entre 0 et 1. On représente le temps t où le TDC reçoit l'impulsion par une distribution uniforme entre $[< t >_{CE} -\eta, < t >_{CE} +\eta]$(zones colorées) où η est une constante qui définit la résolution. Si $t \in [0, 1]$(en jaune), le TDC mesure l'impulsion de calibration dans le bon pas, sinon il mesure le temps un pas trop tôt ou bien un pas trop tard(zones roses). b) : probabilité de mesurer l'impulsion de calibration dans le bon pas de TDC.

conclusion : la calibration avec générateur HP est bonne sur un temps court. La résolution des DTC est comprise entre $78ps$ et $90ps$. la limite supérieure de la jigue de la calibration électronique est $47ps$. Les TDC ont une jigue intrinsèque non négligeable (de l'ordre du pas de codage) et qui dépend du temps.

2.2.3 Calibration relative des deux systèmes de mesure du temps

La calibration en temps consiste à comparer la réponse du TDC et de la fenêtre ToF à deux impulsions de calibration électronique produites à des temps τ_1 et τ_2. Dans cette étude $\tau_1 - \tau_2 = 6ns$. Pour la suite, nous allons définir l'origine des temps comme $\boldsymbol{\tau_0 = (\tau 1 + \tau 2)/2}$ et utiliser la notation $\boldsymbol{\Delta\tau = (\tau_1 - \tau_2)/2}$. Le signal est réparti sur 16 voies qui contrôlent chacune huit canaux d'une carte Front-End. On appelera ces canaux respectivement pairs et impairs et on notera $<>$ la moyenne sur les canaux pairs ou impairs.

Le temps des impulsions peut être déterminé par deux estimateurs. Le premier est $T_{pair,impair}(i,\tau) =< t(i,\tau) >$ et le deuxième est $T_{carte} = (T_{pair} + T_{impair})/2$. La translation τ_0^{tdc} de l'origine des temps de la CE et $\Delta\tau$ sont estimés avec
$T_0 =< t(i,\tau_1) + t(i,\tau 2) > /2$ et $\Delta T =< t(i,\tau_1) - t(i,\tau 2) > /2$

1) le circuit de coïncidence

Nous étudions ici le circuit qui met en coïncidence les signaux de CE avec les impulsions de l'horloge HERA distribué par les DTC. Pour cela nous utilisons les 16 fenêtres ToF d'une carte Front-End. Les 16 starts sont commandés par 16 DTC alors que les 16 stops sont commandés par un même DTC. Définissons le résidu $(d)_r = d- < d >$ et son équivalent pour t. La figure 2.11 montre les distributions de $(d_1 - d_2)_r = (d_{stop}(i,\tau_1) - t_{stop}(i,\tau_2))$ et $(t_1 - d_2)_r = (t_{stop}(i,\tau_1) - t_{stop}(i,\tau_2))$. Chaque terme de la différence a un écart type σ_{DTC} dans le premier cas et σ_{TDC} dans le deuxième ce qui correspond au total à $\sqrt{2}\sigma_{DTC}$ et $\sqrt{2}\sigma_{TDC}$. Cela est bien vérifié et on constate une réduction du terme de dispersion ϵ due à la moyenne.

2) le circuit DTC

Dans ce qui suit nous étudions le circuit DTC à l'aide de l'électronique Front-End. Le pas du DTC est de $0.27ns$ soit à peu près $1/3.65$. Le pas du TDC est de $1ns$. On peut relier le delai du DTC au temps τ par une relation de la forme : $d(i,\tau) = 3.65\alpha_i(\tau + \tau_0^{dtc}(i))$. $\tau_0^{dtc}(i)$ est l'intervalle de temps entre le start de DTC et le temps moyen des deux impulsions de CE $(\tau_1 + \tau_2)/2$. $\tau_0^{dtc}(i) = \tau_0^{tdc}(i) + 14ns$

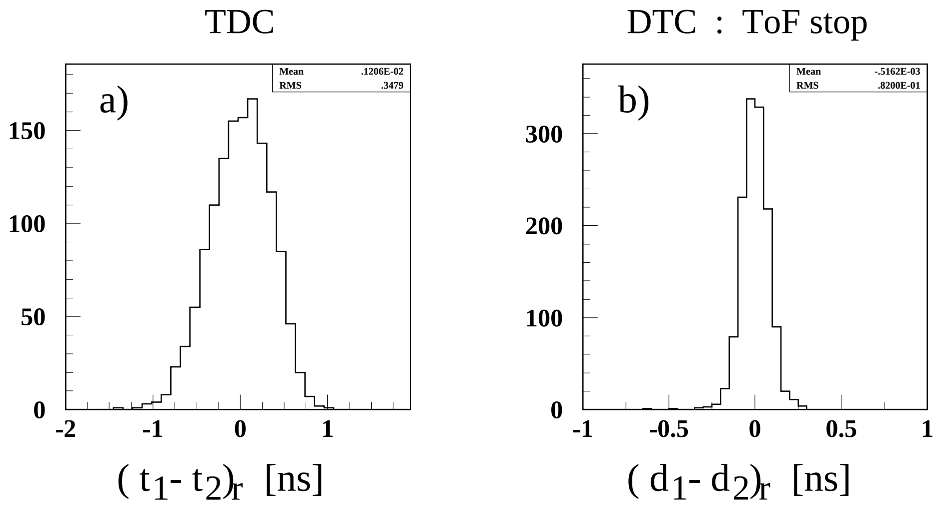


Figure 2.11: **Résolution en temps due aux pas des TDC et DTC.**
Mesure du pas des TDC (DTC) pour deux impulsions espacées de $6ns$: $< t_1 - t_2 > \simeq 6ns$ ($< d_1 - d_2 > \simeq 6/0.27$ unités DTC). La figure présente la dispersion de chaque canal pour a) $(t_1 - t_2)_r = (t_1 - t_2) - < t_1 - t_2 >$ inférieur à un pas d'encodeur TDC ($1ns$), b) $(d_1 - d_2)_r = (d_1 - d_2) - < d_1 - d_2 >$ inférieur à $\pm 0.27ns$ = pas d'encodeur DTC.

car le *start* des DTC à lieu $14ns$ avant celui des TDC. Étudions le circuit DTC en utilisant $d_{start}(i, \tau_1)$ et $d_{start}(i, \tau_2)$. Le DTC AD9500 possède deux caractéristiques qui sont la dispersion de sa pente α_i et son petit retard $\tau_0^{dtc}(i)$ qui est reproductible(i.e. : le même pour tous les circuits) et ne dépend donc pas de i. Nous pouvons retrouver ces propriétés. La figure 2.12 a) montre la distribution de α_i. On retrouve une dispersion de $\pm 5\%$ typique des circuit AD9500.

Vérifions maintenant que $\tau_0^{dtc}(i) = \tau_0^{dtc}$. Pour cela définissons les variables

$$\beta_i = (d_1 + d_2)_r \cdot (< d_1 - d_2 > / < d_1 + d_2 >) \text{ et } \quad \gamma_i = (d_1 - d_2)_r \ . \tag{2.11}$$

$$\beta_i \simeq (d_1 + d_2)_r \cdot \frac{\Delta\tau^{dtc}}{\tau_0^{dtc}} \simeq (d_1 + d_2)_r \times 3/24 \ . \tag{2.12}$$

On a la relation :

$$\frac{< d_1 - d_2 >}{< d_1 + d_2 >} = \frac{(d_1 - d_2)_r}{(d_1 + d_2)_r} = \frac{\gamma_i}{(d_1 + d_2)_r} \ , \tag{2.13}$$

d'où on déduit que $\beta_i = \gamma_i$ et par conséquent que le rapport $(d_1 - d_2)_r/(d_1 + d_2)_r$ est constant. τ_1 et τ_2 étant fixés, l'intercepte τ_0^{dtc} ne varie d'un canal à l'autre

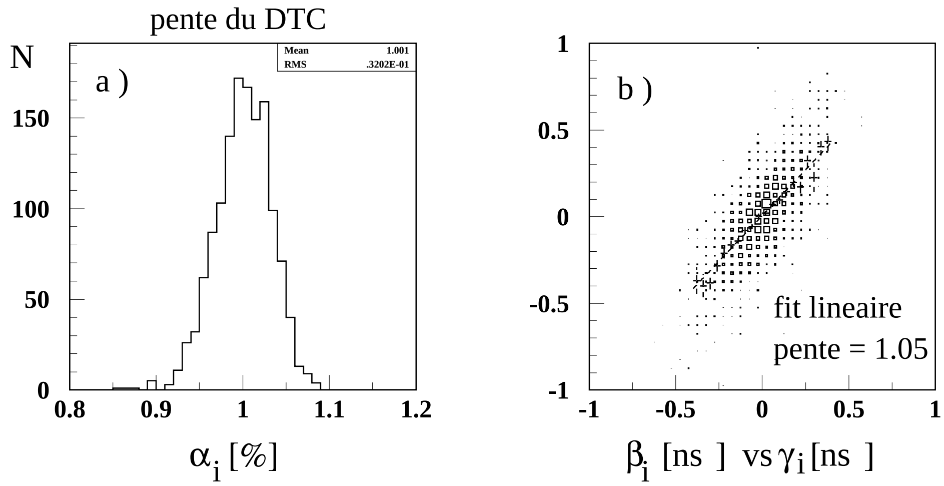


Figure 2.12: **Dispersion de la pente des circuits DTC.**
a) fluctuation en % du pas du pas du DTC. b) vérification de la relation $\beta_i = \gamma_i$ pour tester la stabilité du retard au déclenchement du DTC.

que si le rapport $(d_1 - d_2)/(d_1 + d_2)$ varie aussi. Par conséquent, si on vérifie la relation $\beta_i = \gamma_i$ alors on vérifie que $\tau_o^{dtc}(i) = \tau_0^{dtc}$. On retrouve bien la relation souhaitée sur la figure 2.12 b. La distribution de γ_i pour d_{start}(figure 2.13 a) est plus large que celle pour d_{stop}(2.11 b) car il y a un DTC par start et un DTC pour 16 stop d'une carte Front-End. On peut corriger γ_i en posant $\gamma_i' = \gamma_i - \beta_i = \gamma_i - (d_1 - d_2)_r \times 3/24 = \gamma_i - (\tau_0^{dtc}(i))_r \times 6/24$ pour réduire l'effet de la dispersion de la pente observé sur la figure 2.12 b. Le résultat est présenté sur la figure 2.13 b. La largeur de la distribution de $110ps$ est en accord avec le $\sqrt{2}\sigma_{DTC}$ attendu.

3) le retard en fonction du numéro de canal

Les caractéristiques électriques des circuits de la carte Front-End et de la carte TDC donnent au temps mesuré pour chacun des seize canaux un retard(offset) différent. Les seize retards sont reproductibles d'une carte à l'autre. Les retards $t_{off}(k)(k = 1, ..., 16)$ de chaque canal par rapport à la moyenne d'une carte ont été déterminés. Une carte TDC contrôle quatre groupes de seize canaux. On montre sur la figure 2.14 a) les retards des quatre groupes de seize canaux d'une carte TDC. Sur la figure 2.14 b on montre les retards des 16 starts et 16 stops d'une même carte Front-End. On peut corriger le temps canal par canal comme le

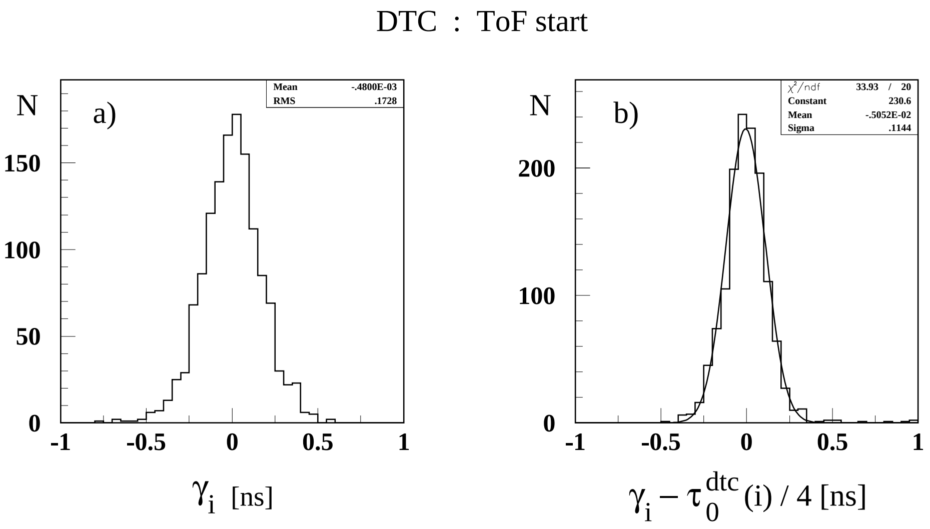


Figure 2.13: **Dispersion du retard au déclenchement des DTC.**
Calibration des DTC avec deux impulsions espacées de $24ns$. a) distribution de $\gamma_i = (d_1 - d_2) - < d_1 - d_2 >$. La dispersion est due essentiellementà celle de la pente α_i des DTC. b) : Distribution de γ_i corrigée de l'effet de dispersion de β_i.

montre la figure 2.15. L'histogramme a) présente le temps moyen $(t_0)_r = (t_1 + t_2)_r$ et le b) présente le temps corrigé $(t_0)'_r = (t_0)_r - t_{off}(k)$.

4) le retard résiduel des TDC

Les composants de la chaîne de mesure du temps génèrent pour chaque canal un retard résiduel aléatoire. Ce retard est responsable de la dispersion de la distribution de $(t_0)'_r$ de $0.78ns$ comme on le voit sur la figure 2.15 b). C'est un peu plus du double de σ_{TDC}.

5) le retard de la calibration électronique

Rappelons que nous utilisons deux retards nominaux τ_1 et τ_2 de la CE que nous mesurons précisément en moyennant les huit canaux connectés à une même voie de CE. Il y a plusieurs façons d'estimer les paramètres τ_0 et $\Delta\tau$. On peut utiliser les estimateurs TDC T_0 et ΔT définis au début de cette partie pour τ_0^{TDC} et $\Delta\tau^{TDC}$. Il y a aussi les deux jeux d'estimateurs DTC contruits à partir des starts

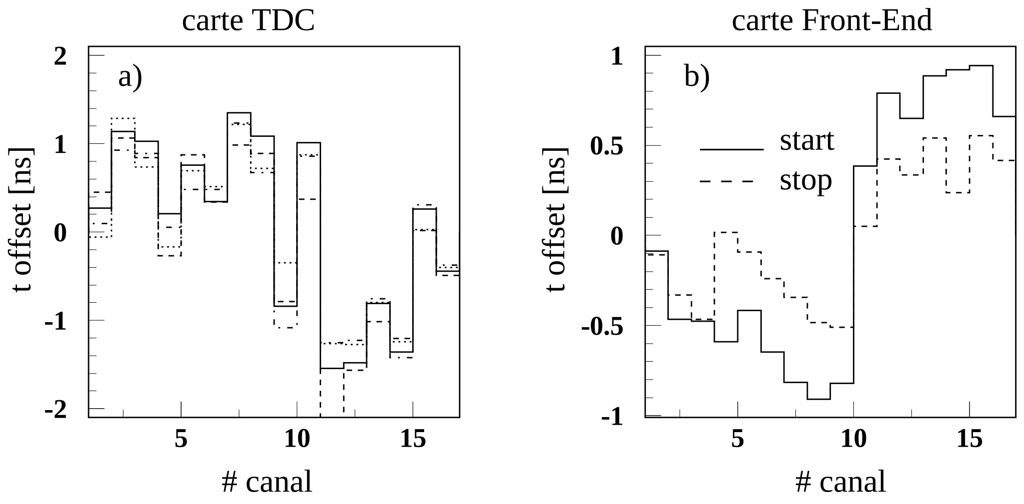


Figure 2.14: **Dispersion canal à canal sur une carte.**
Détermination des 3×16 offsets caractéristiques de l'électronique SpaCal. Retards(ou avances) de seize canaux consécutifs par rapport à leur moyenne a) sur une carte TDC pour quatre groupes consécutifs de seize canaux, b) : pour les seize STARTS et les seize STOPS d'une carte Front-End.

et des stops des fenêtres ToF:

$$\tau_0^{dtc} \longleftrightarrow \Delta T \times \frac{< d_1 + d_2 >}{< d_1 - d_2 >} \text{ et } \Delta\tau^{dtc} \longleftrightarrow < d_1 - d_2 > \quad .$$

La figure 2.16 montre les histogrammes à deux dimensions de $< 2\Delta\tau^{dtc} >$ en fonction de τ_0^{dtc} en faisant la moyenne des starts et des stops a) et la demi-différence b). En c) et d) on montre les distributions de $< 2\Delta\tau^{tdc} >$ en fonction de τ_0^{tdc} obtenues avec la moyenne des canaux pairs et impairs d'une part et la demi différence d'autre part. a) et c) testent la stabilité de toutes les cartes. b) et d) testent la stabilité des canaux dans une carte. Les distributions similaires pour les DTC et les TDC montrent que ce sont les générateurs de CE qui varient lors de mesures espacées dans le temps. On voit que les variations sont comprises entre 1 et $2ns$.

Le problème de la stabilité à long terme de la CE est contourné dans une carte par la comparaison des DTC et des TDC. Par exemple, la dérive du générateur de CE est connue grâce à la moyenne des seize TDC (corrigés de leurs aberrations propres). Les dispersions à l'intérieur d'une carte sont réduites par rapport aux dispersions d'une carte à l'autre ce qui traduit une dérive à long terme des sig-

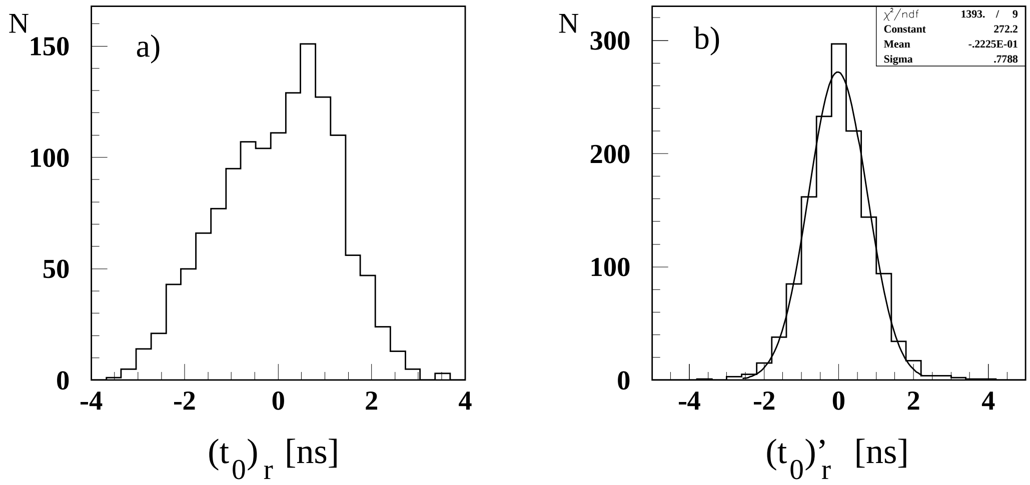


Figure 2.15: **Correction de canal à canal.**
Mesures du temps d'arrivée d'un signal de calibration électronique a) avant et b) après soustraction des seize offsets TDC.

naux de calibration. Dit autrement, la calibration est très bonne dans une carte et très mauvaise de carte à carte. Il suffit donc de calibrer un canal par carte pour calibrer tous les canaux. Cela fait donc 80 paramètres à déterminer pour 80 cartes au lieu de 1400. Ces paramètres dépendent du câblage de l'électronique Front-End et du câblage de la CE. Leur dispersion est illustrée par la figure 2.18.

2.2.4 Comparaison de la calibration électronique et de la calibration $e - p$

Un échantillon d'événements provenant de collisions e-p sélectionné en 1995 à permis de mesurer pour chaque canal du SPACAL le temps moyen du TDC pour des dépots d'énergie supérieure à $2GeV$ [4]. Les mesures ont été refaites en 1997 pour les canaux hadroniques. Ces valeurs $t_{e-p}(i)$ servent de constantes de calibration. On définit $< t_{e-p}(i) >$ la valeur moyenne pour une carte Front-End et $t_{e-p}(i)_r = t_{e-p}(i) - < t_{e-p}(i) >$ la fluctuation du canal $\#i$ par rapport à cette moyenne.

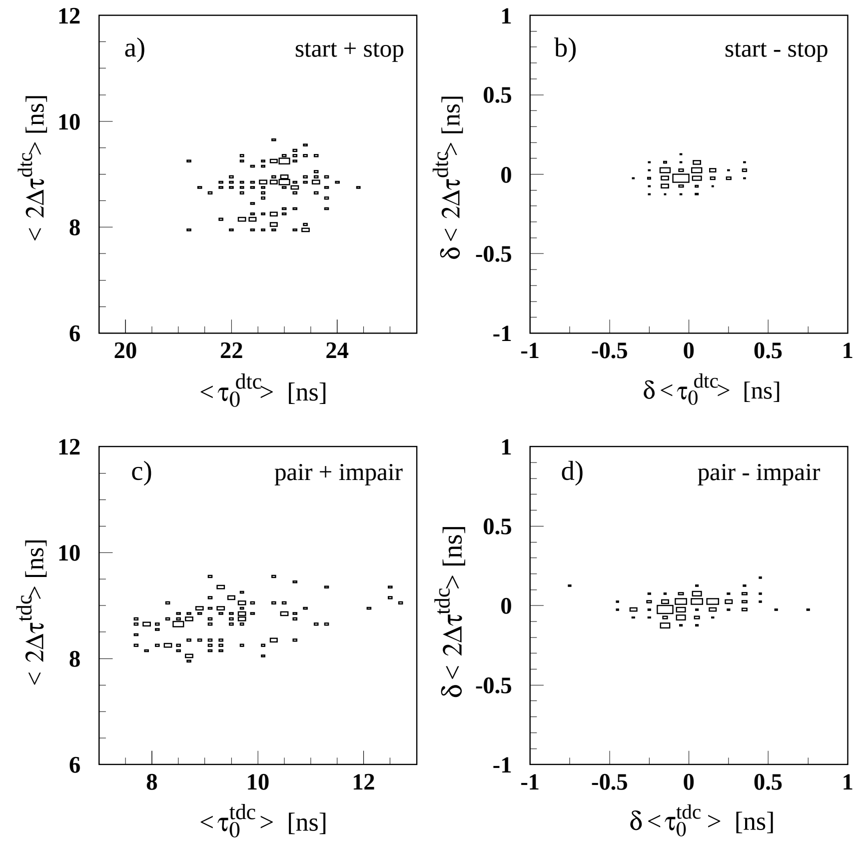


Figure 2.16: **Justification de la méthode des moyennes par cartes.**
Écart entre les temps d'arrivée de deux impulsions de calibration électronique en fonction de leur moyenne. a) test de la stabilité entre les cartes avec l'estimateur moyenne des STOPs et des STARTs des fenêtres ToF $DTC(ToFstart + ToFstop)/2$. b) test de la stabilité dans une carte avec la demi-différence $DTC(ToFstart - ToFstop)/2$. c) même chose que a) avec l'estimateur mesure TDC moyenne des canaux pairs et impairs $TDC(pairs + impairs)/2$. d) même chose que b) avec l'estimateur demi-différence $TDC(pairs - impairs)/2$. Les dispersions montrent une dérive à long terme des signaux de calibration.

1) comparaison des écarts à la moyenne des cartes

On détermine les constantes de calibration des données $e-p$ de la même façon que celles de la calibration électronique. En particulier la correction du retard propre à chaque canal réduit sensiblement la dispersion comme le montre la distribution de $t_{e-p}(i)'_r = t_{e-p}(i)_r - t_{off}(k)$ sur la figure 2.17 b) que l'on peut comparer à la distribution de $t_{e-p}(i)_r$ sur la figure 2.17 a. La figure 2.17 c) montre que les constantes de calibration des données sont fortement corrélées à celle de la calibration électronique. On peut donc appliquer une seconde correction sous la forme : $t_{e-p}(i)''_r = t_{e-p}(i)'_r - t_0(i)'_r$. On réduit ainsi encore d'un tiers la dispersion comme l'indique la figure 2.17 d). Finalement on trouve :

$$\boldsymbol{\sigma''_{e-p} = 0.23ns < \sigma^{\sqcap}_{TDC}(= 0.29ns)} \ . \tag{2.14}$$

Ceci explique que la dispersion en temps des événements (voir figure 2.5) soit compatible avec la résolution des TDC.

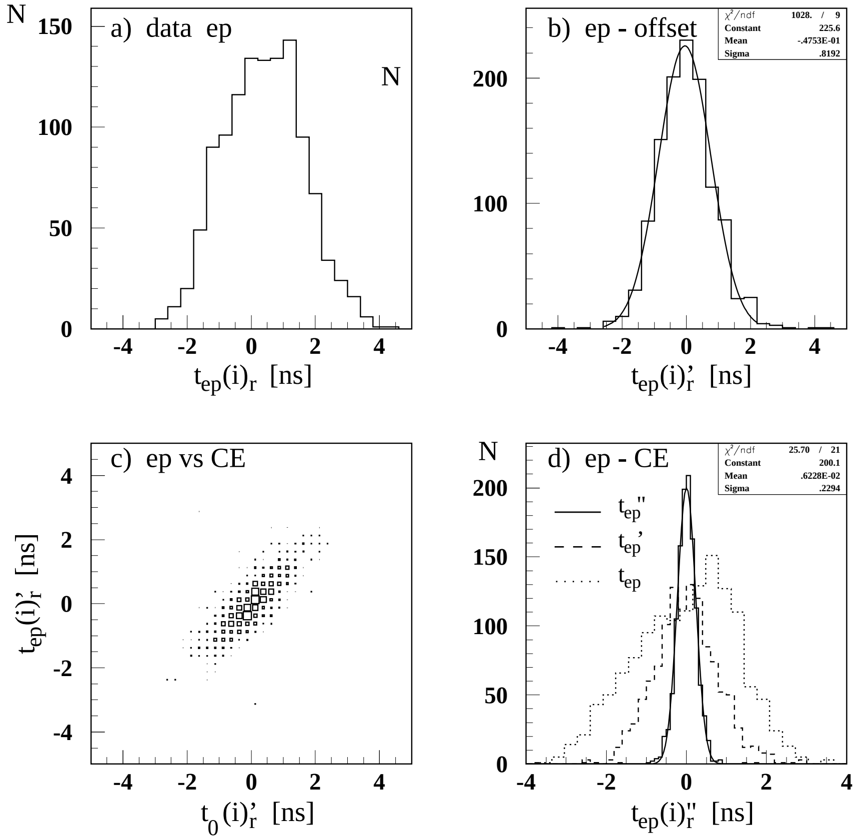


Figure 2.17: **Étapes de la correction des constantes de calibration.**
Dispersion de la constante de calibration $t_{ep}(i)_r$ dans une carte Front-End a) avant et b) après la soustraction des offsets. c) : corrélation entre les constantes de calibration corrigées mesurées sur faisceau $t_{ep}(i)'_r$ et électronique $t_0(i)'_r$. d) affinages succesif des constantes de calibration. Comparaison des contributions brutes ($t_{ep}(i)_r$), corrigées canal par canal ($t_{ep}(i)'_r$) et corrigées par la calibration électronique ($t_{ep}(i)''_r$).

2) comparaison des moyennes par cartes

Cette comparaison équivaut à mesurer la différence de temps de transit entre SpaCal et les TDC d'une part et entre la calibration électronique et les TDC d'autre part. Ces temps de transit ne différent que par les câblages SpaCal-carte Front-End et CE-carte Front-End. La distribution de $< t_{e-p} > - < t_{CE} >$ pour toutes les cartes Front-End permet de constater que l'on a toujours une bonne corrélation entre les constantes de calibration (fig. 2.18 a). Le RMS de $0.48ns$ est compatible avec l'instabilité des générateurs. Les $2.5ns$ de différence de temps entre les parties électromagnétiques et hadroniques de SpaCal sont bien résolus. L'histogramme de $< t_{e-p} > - < t_{EC} >$ en fonction de la position pour la section électromagnétique (fig. 2.18 b) est compatible avec la dépendance radiale($+0.6ns$ à grand R) et l'instabilité des générateurs de CE. A cela s'ajoute la dispersion due aux différents câbles de calibration.

3) vérification de la relation TDC/DTC.

La vérification sur les données de HERA est faite sur la figure 2.22. En attendant, voici ce qu'on obtient avec la calibration électronique. Nous montrons que la résolution en temps est donnée par le pas de $0.27ns$ des DTC distribué par la carte à retard AD9500. Pour cela nous faisons une séquence de test définie au début de la section 2.2.2. Sur la figure 2.19 on superpose les distributions $E_{ToF}(d)$ de 128 canaux appartenant à huit cartes Front-End montées dans un tiroir appelé boîte analogique. L'énergie est normalisée en divisant pour chaque canal $E_{ToF}(d)$ par la plus grande valeur mesurée pendant le test. L'histogramme montre que les fronts montant et descendant sont compris dans une unité de DTC. Cela veut dire que la transition AToF-ToF ou ToF-AToF se fait en $0.27ns$ au plus. Les bornes des fenêtres ToF présentent cinq points car E_{ToF} est moyennée sur cinq événements. Le point du milieu correspond à une transition entièrement contenue dans un pas d du DTC(i.e. : les cinq starts ou stops tombent sur le même retard d du DTC).

Conclusion : si la calibration en temps était améliorée d'un facteur 4 ($\sigma_{ep} = 0.23ns \rightarrow 0.06ns$), alors les fenêtres ToF seraient alignées à $\pm - .27/4ns$ et la transition AToF-ToF (voir figure 2.22) serait 4 fois plus étroite.

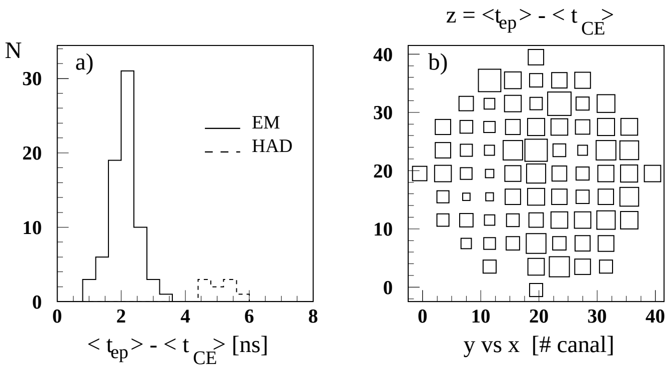


Figure 2.18: **Systématiques dues au câblage.**
a) : variation du temps de propagation détecteur-électronique $< t_{ep} > - < t_{CE} >$ pour des groupes de seize canaux adjacents. b) : $< t_{ep} > - < t_{CE} >$ en fonction de la position sur la section électromagnétique.

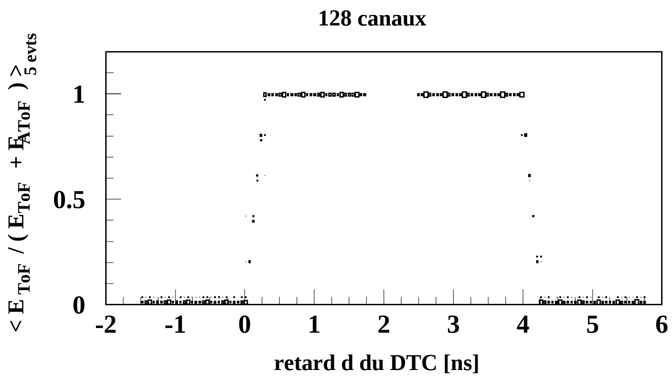


Figure 2.19: **Temps de bascule des portes ToF-AToF et AToF-ToF après calibration électronique.**
On montre l'énergie ToF moyennée sur cinq événements pour un retard d du DTC. Il y a une entrée par canal et par unité de DTC. Les mesures de E(d) pour les 128 canaux d'une boîte analogique sont présentées. Les temps de bascule des 128 fenêtres ToF tiennent dans une unité de DTC soit $0.27 ns$.

conclusion

- L'analyse des données de SpaCal fournit un taux de réjection supérieur à 10^6 pour les événements $p - gaz$ qui déposent au moins $80 MeV$ dans une cellule électromagnétique. Cela est bien meilleur que la simple séparation des collisions $e - p$ du $p - gaz$ puisqu'elle permet, par la mesure du temps de vol entre les deux roues de SpaCal, de rejeter les principaux satellites.

- Les résultats de la calibration sur la **qualité de la mesure du temps** sont excellents : la largeur effective pour tous les événements qui sont acceptés par le système de déclenchement de SpaCal est de **$0.34ns$ pour la section électromagnétique** et de **$0.72ns$ pour la section hadronique**.

- Les DTC qui contrôlent les fenêtres de temps de vol ont un pas de $270ps$ et une résolution $\boldsymbol{78ps \leq \sigma_{DTC} \leq 90ps}$.

- Les TDC ont un pas de $1ns$ et une résolution $\boldsymbol{\sigma_{TDC} \geq 290ps}$ instable dans le temps. Ce sont eux qui limitent la calibration des fenêtres ToF.

- Nous avons une **bonne méthode de calibration** qui utilise à la fois les DTC et les TDC pour corriger les effets de jigue et de câblage. La dispersion finale obtenue sur les constantes de calibration est $\boldsymbol{\sigma''_{e-p} = 0.23ns}$, ce qui est mieux que la résolution du pas du TDC. Cela montre que SpaCal est excellent pour les performances en temps.

2.3 Sélection des événements par le temps de vol

Le paragraphe précédent a montré qu'en utilisant l'information complète fournie par SpaCal, énergie et temps pour chaque dépot d'énergie dans une cellule, il était possible de distinguer pratiquement tous les événements $e-p$ du bruit de fond $p-gaz$. Dans ce paragraphe, nous allons analyser comment la réduction de l'information opérée par l'électronique de déclenchement de SpaCal affecte ces performances en considérant successivement :

- la réduction de granularité correspondant aux **sommes d'énergie**,
- la réduction de la résolution en temps due à la largeur des portes ToF ($\sim 10ns$) et à l'effet de *slew*,
- la réduction due à l'application de critères de choix aux sommes d'énergie.

2.3.1 Les sommes d'énergie

Les sommes locales d'énergie utilisées par l'IET (voir plus loin et la troisième ligne de la figure 2.1) comportent une granularité de 320 canaux, mais l'information sur l'énergie est réduite à 3 niveaux d'énergie électromagnétique ToF uniquement. Il est toutefois possible de la simuler en utilisant l'énergie DSP[11] (voir la première ligne de la figure 2.1).

Pour les sommes globales, la granularité se réduit à un seul canal. L'information sur l'énergie consiste en deux niveaux pour l'énergie ToF et deux niveaux pour l'énergie AToF pour la section électromagnétique d'une part et la section hadronique d'autre part.

Les pré-sommes d'énergie

Un signal SpaCal qui entre dans une carte Front-End est envoyé sur deux voies : la **voie temps** (deuxième ligne de la figure 2.1) où il est discriminé par

[11]La voie DSP mesure l'énergie de façon classique : cellule par cellule avec des ADC. La mesure se fait simultanément avec un gain de 1 (G1) et un gain de 4 (G4) par un ADC pour chaque gain. Après amplification, l'amplitude du signal est comprise entre $1mV$ et $4V$ ce qui correspond a une dynamique de 4000. Le codage se fait sur 12 bits ($2^{12} \simeq 4000$). Le gain G4 (respectivement G1) est utilisé pour des énergies de $2.5MeV$ à $10GeV$ ($10MeV$ à $40GeV$) déposées dans les cellules électromagnétiques et de $1.25MeV$ à $5GeV$ ($5MeV$ à $20GeV$) déposées dans les cellules hadroniques.

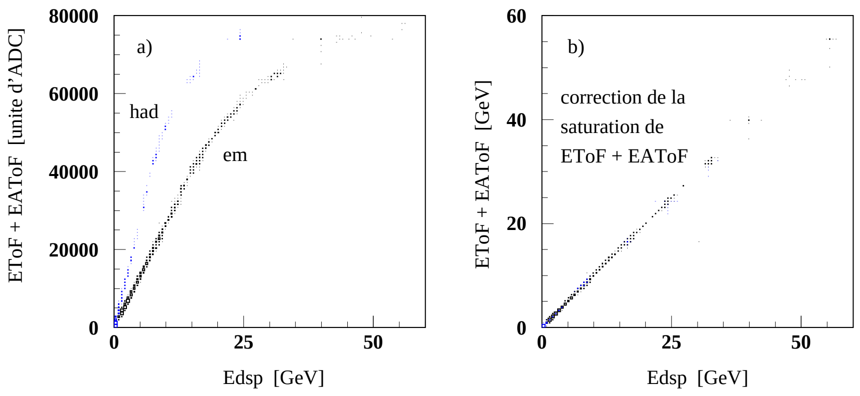


Figure 2.20: **Reconstruction de l'énergie déposée dans une roue à partir des signaux de la voie de déclenchement.**
a) : énergie de la voie déclenchement en unité d'ADC en fonction de l'énergie vraie mesurée dans la voie DSP en GeV. Le gain des photomultiplicateurs des canaux hadroniques vaut le double de celui des canaux électromagnétiques comme l'indiquent les pentes différentes des deux courbes. La voie déclenchement sature à $10GeV$ dans la section hadronique et à $20GeV$ dans la section électromagnétique. b) : énergie de déclenchement en GeV en fonction de l'énergie vraie DSP en GeV après correction de la saturation.

un CFD et la **voie déclenchement** (troisième ligne de la figure 2.1) où il est dirigé vers les pré-sommes. Entre les deux voies il y a un monostable qui met en coïncidence le signal de sortie du CFD avec la fenêtre ToF (*fenêtre ToF programmable* sur la figure 2.1). Le monostable contrôle une bascule implantée dans la voie déclenchement (*bascule ToF* sur la figure 2.1) qui oriente le signal soit vers les pré-sommes de 4 tours, soit vers les pré-sommes de 16 tours. Quand l'amplitude du signal dépasse le seuil CFD et coïncide avec la fenêtre ToF, il est dirigé vers une **pré-somme ToF** (4 tours). Dans tous les autres cas, il est dirigé vers une **pré-somme AToF** (16 tours). Les canaux qui contribuent à une pré-somme sont adjacents de sorte qu'ils forment un carré sur la surface de SpaCal (2×2 ou 4×4 tours).

Toute la chaîne de déclenchement est linéaire sur une gamme dynamique de $1mV$ à $4V$. Pour la section électromagnétique cela correspond à des énergies allant de $5MeV$ à $20GeV$. Le gain d'amplification à la sortie du tube photomultiplicateur d'un canal hadronique vaut le double de celui d'un canal électromagnétique : la gamme dynamique hadronique va donc de $2.5MeV$ à $10GeV$.

Les sommes d'énergies locales

L'IET (Inclusive Electron Trigger) a pour objectif de déclencher sur une particule en temps dans une gamme d'énergie allant de quelques centaines de MeV à plusieurs dizaines de GeV. Il est particulièrement adapté au déclenchement sur l'électron final des diffusions profondément inélastiques car il est basé sur un quadrillage avec une trés bonne résolution géométrique ($\sim 8cm$) et sur l'information temporelle du système ToF.

L'IET est bâti à partir des pré-sommes ToF. Celles-ci sont regroupées quatre par quatre (2×2) pour former les cases d'un damier couvrant toute la surface de SpaCal. Deux cases côte-à-côte partagent deux pré-sommes l'une au dessus de l'autre; deux cases adjacentes en diagonale partagent une pré-somme, soit quatre cellules (voir figure 2.21).

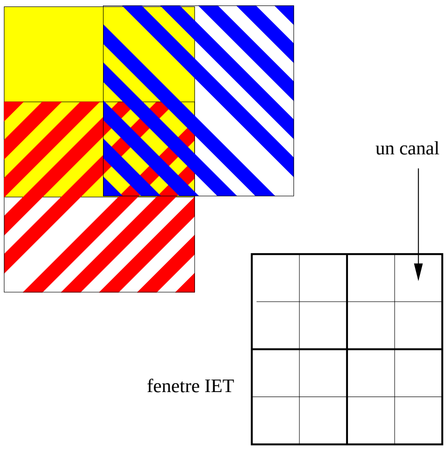


Figure 2.21: **Les fenêtres IET.**
Une fenêtre IET est constituée de quatre pré-sommes ToF de quatre cellules soit 4×4 canaux. Deux fenêtres adjacentes partagent huit canaux si elles sont côte-à-côte ou bien quatre canaux si elle sont en diagonale. A cause de cette propriété de superposition, les fenêtres IET sont aussi appelées *fenêtres glissantes*.

Le damier IET ne connaît donc pas de zone morte. Cela permet d'obtenir l'uniformité des seuils de déclenchement : si les cases ne se recouvraient pas, un paquet d'énergie pourrait être partagé par deux d'entre elles, ce qui augmente les chances d'être sous le seuil de déclenchement. À cause de leur propriété de recouvrement, les cases sont appelées *"fenêtres glissantes"*. Un électron dépose un paquet dénergie avec un rayon typique de l'ordre de 3cm. Une cellule SpaCal faisant $40.5mm$ de côté, il faut deux à quatre cellules pour contenir l'électron de sorte qu'il y a toujours une fenêtre glissante pour recevoir l'électron. L'IET possède trois seuils identiques pour toutes les tours : un seuil bas de l'ordre du GeV pour les particules de faible énergie (on note $IET > 0$), un seuil intermédiaire de quelques GeV(4 ou 5 : $IET > 1$) pour les diffusions profondément inélastiques, un seuil haut aux alentours de $15GeV$ pour les événements avec un positron diffusé de même énergie que le positron incident[12] ($IET > 2$).

Les sommes d'énergie globales

Il y a six sommes globales d'énergie : une ToF et une AToF pour chaque roue et pour le bouchon arrière. Contrairement à l'IET, nous avons un ADC par somme qui nous sert de système de monitorage. On peut reconstruire l'énergie totale déposée dans une roue de SpaCal, soit en faisant la somme des énergies des cellules, soit à partir de la somme $E_{ToF} + E_{AToF}$ des énergies des ADC de monitorage ToF et AToF.

La figure 2.20 a) montre la corrélation entre $E_{ToF} + E_{AToF}$ et E_{dsp}. $E_{ToF} + E_{AToF}$ est exprimée en unité d'ADC et E_{dsp} est exprimée en GeV. Cela fait apparaître la différence de gain entre les canaux électromagnétiques et les canaux hadroniques : la pente hadronique vaut le double de la pente électromagnétique. La saturation de la voie déclenchement par rapport à la voie DSP est visible pour la roue électromagnétique (respectivement hadronique) à $20GeV$ ($10GeV$), mais n'induit pas de biais pour le déclenchement basé sur ces énergies totales. On peut décrire la relation entre $E_{ToF} + E_{AToF}$ et E_{dsp} par une loi polynômiale. Cette loi permet de corriger l'effet de la saturation. La figure 2.20 b) montre la corrélation entre $E_{ToF} + E_{AToF}$ et E_{dsp} après la correction.

2.3.2 Validation des sommes d'énergie par le temps

Puisque la somme des énergies E_{ToF} et E_{AToF} est conservée et se retrouve effectivement après correction de la saturation, une seule variable suffit pour paramétriser la réponse temporelle du système de déclenchement. Nous utilisons la variable

$$\Gamma = \frac{E_{ToF} - E_{AToF}}{E_{ToF} + E_{AToF}} \ . \tag{2.15}$$

On peut construire une variable électromagnétique Γ_{em} et une variable hadronique Γ_{had}.

La figure 2.22 a) présente la distribution de Γ_{em} en fonction du temps moyen

[12] pic cinématique

électromagnétique $< t >_{em}$ pour des événements avec E_{ToF} ou E_{AToF} supérieurs à $600MeV$. La figure 2.22 b) montre la projection sur l'axe des temps.

Le second pic (en vert) correspond aux **collisions *ep***: $< t >_{em} = t_{ep} = 0 \pm 2ns$. La largeur donnée par l'ajustement contraint d'une gaussienne est $\sigma_{ep} \simeq 0.34ns$. Elle est domminée par la résolution des TDC ($\sigma_{TDC} \geq 0.29ns$). Le résidu des DTC est néglieable ($\sigma_{DTC} \leq 100ps$). Les énergies déposées lors des collisions ep sont en général suffisamment élevées pour que l'effet de *slew* soit négligeable.

le premier pic (en jaune) correspond **au bruit de fond du faisceau de proton** ($p - gaz$): $< t >_{em} = t_p = -11^{+2}_{-5}ns$. Comme on s'y attend, il est en avance de $10ns$ par rapport au pic ep, soit le temps d'un aller et retour SpaCal-Vertex ($2 \cdot d/c = 2 \cdot 1m50/3 \cdot 10^8 = 10ns$). Il est beaucoup plus large que le pic ep: $\sigma_p \simeq 0.78ns$. Cette largeur est due à l'extension spatiale des paquets de proton qui contribue pour $\sqrt{\sigma_p^2 - \sigma_{ep}^2} \simeq 0.7ns$.

On trouve des événements qui ne sont en temps ni avec les collisions ep, ni avec les paquets protons (en violet et rouge). Ils représentent moins de 1% des pics ep et $p - gaz$, mais leur importance relative est amplifiée dans notre lot d'événements par le fait qu'une bonne partie du $p - gaz$ a été rejetée en ligne. Ils sont dus à la structure complexe du faisceau de protons. Il n'y a pas un paquet bien défini toutes les $96ns$, mais un paquet principal entouré de petits paquets qu'on appelle **satellites**. Ces satellites dépendent fortement des conditions de faisceaux. Certains sont en ToF (en violet) et d'autres en AToF (en rouge). Ils permettent d'étudier les transitions ToF/AToF et AToF/ToF et ainsi de contrôler la calibration des CFD. On peut visualiser les bornes de la fenêtre ToF à $t = -5ns$ et à $t = +6ns$. La petite largeur de la transition AToF/ToF ($\sim 0.4ns$) correspond aux meilleures attentes. Elle est dominée par la résolution des TDC car les satellites sont un bruit de fond de haute énergie et l'effet de *slew* est négligeable. La largeur serait plus grande à plus basse énergie ($\sim 1GeV$). C'est le résultat de notre calibration canal par canal (un DTC *start* par canal). Pour la transition ToF/AToF, la statistique est plus faible, mais on s'attend à ce qu'elle soit dominée par la dispersion canal à canal (un DTC *stop* pour 16 canaux).

La figure 2.23 présente les mêmes distributions que celles de la figure 2.22 pour la section hadronique. Les pics des collisions $e - p$ et du bruit de fond de proton sont bien séparés suivant Γ_{had} et $< t >_{had}$. La sensiblilité et l'acceptance de la partie hadronique ne sont pas les mêmes que celles de la partie électromagnétique. On note en particulier le décalage de $-2.5ns$ du pic $p - gaz$ et des satellites satellites (indiqués par une flèche sur la figure 2.23 b) par rapport au pic $e - p$ dans la section hadronique relativement à la section électromagnétique. Le **satellite en**

avance (flèche rouge) s'éloigne du pic $e - p$, alors que le **satellite en retard** (flèche verte) s'en approche et se confond presque avec lui. Les **décalages** étant **différents** dans les deux sections, on a intérêt à utiliser les **deux détecteurs** pour avoir un **meilleur nettoyage** des événements, comme nous l'avons vu sur l'histogramme de t_{had} en fonction de t_{em}.

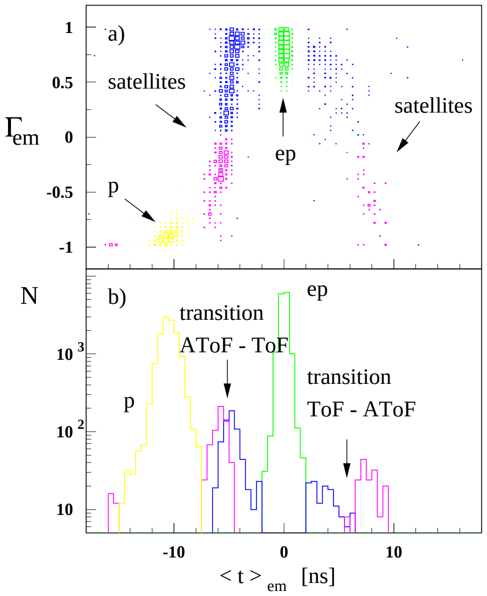


Figure 2.22: **Séparation des événements par la roue électromagnétique.**
a) Γ_{em} en fonction de $< t >_{em}$. b) distribution de $< t >_{em}$.Les événements qui ont $E_{ToF}^{em} > 600 MeV$ sont en vert (physique) et en bleu (satelittes), les événements qui déclenchent E_{AToF}^{em} sont en jaune (protons) et en violet (satellites).

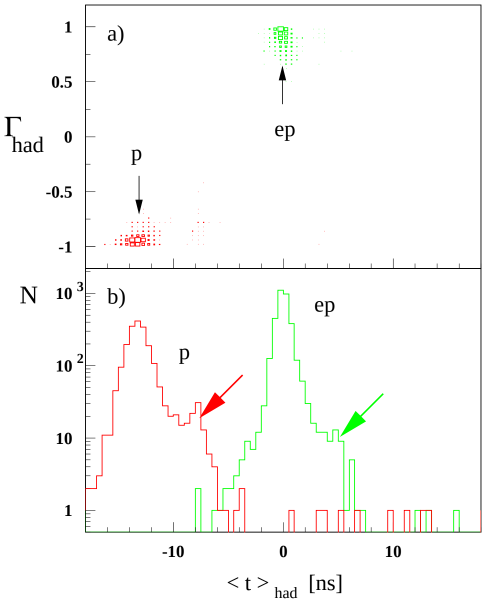


Figure 2.23: **Événements séparés par la roue électromagnétique vus par la roue hadronique.**
a) Γ_{had} en fonction de $< t >_{had}$. b) distribution de $< t >_{had}$. Les événements qui ont $E_{ToF}^{em} > 600 MeV$ sont en vert (physique), les événements qui ont $E_{AToF}^{em} > 600 MeV$ sont en rouge (protons).

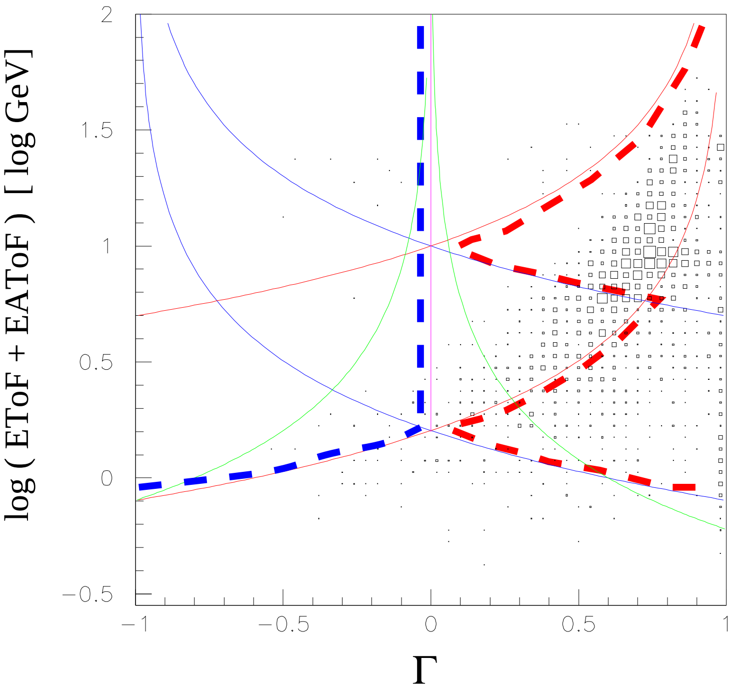


Figure 2.24: **Les seuils de déclenchement.**

Courbes des seuils de déclenchement dans le plan de l'énergie totale et de la variable Γ. En bleu : les seuils d'énergie ToF. En rouge : les seuils d'énergie AToF. En tirets rouge gras : limite de la zone ToF sélectionnée par la combinaison de tous les seuils d'énergie. En tiret bleu gras : le seuil du veto rapport d'énergie. En vert : les seuils des différences d'énergie ToF et AToF.

2.3.3 Les éléments de déclenchement

A partir de signaux analogiques comme les énergies E_{ToF} et E_{AToF} sont fabriqués des signaux logiques appelées **éléments de déclenchement**. Ils prennent pour chaque croisement de faisceaux la valeur 0 ou 1 suivant l'état du système et sont envoyés au contrôleur central de déclenchement de H1.

1) le seuil d'énergie :

C'est la méthode la plus simple. Elle est utilisée par l'IET et était utilisée en 1995 pour les sommes globales. Notons l'énergie totale $E = E_{ToF} + E_{AToF}$.

$$E_{ToF} > \delta_{ToF} \rightarrow E = 2\delta_{ToF}/(1+\Gamma) \quad -1 < \Gamma < 1 \tag{2.16}$$

$$E_{AToF} > \delta_{AToF} \rightarrow E = 2\delta_{AToF}/(1-\Gamma) \quad -1 < \Gamma < 1 \tag{2.17}$$

Les bons événements sont sélectionnées par la condition 2.16 (seuil ToF) et le bruit de fond est rejetés par la condition 2.17 (seuil AToF). L'IET est basé sur la première condition appliquée à chaque fenêtre glissante.

Les courbes dans le plan $(\Gamma, \log E)$ correspondant au déclenchement global sont montrées sur la figure 2.24. Les courbes en trait plein bleues sont associées à un seuil ToF ToF_E1= $600 MeV$ (courbe du bas) et à ToF_E2= $5 GeV$ (courbe du haut). Les courbes rouges sont associées aux seuils AToF correspondants. A titre d'illustration, on montre le nuage de point représentant une sélection de bons événements. Le seuil ToF_E1 sélectionne tous les événements et le seuil ToF_E2 ne prend que ceux qui ont grande énergie. Le seuil AToF_E1 rejette le bruit de fond de basse et de haute énergie. Mais, on voit sur la figure qu'il rejette une partie des bons événements. Le seuil AToF_E2 rejette très peu de bons événements, mais il ne rejette aussi que le bruit de fond de haute énergie.

Chaque déclenchement positif doit être utilisé avec le veto associé : ToF_E1∩AToF_E1 et ToF_E2∩AToF_E2. La courbe en tirets rouge marque la limite de la zone définie par le "OU" des déclenchements à basse et à haute énergie : (ToF_E1∩AToF_E1)∪(ToF_E2∩AToF_E2). Tous les événenements à droite de la limite sont gardés et tous les événements à gauche sont rejetés.

2) le rapport d'énergie :

C'est le principe du veto *ratio d'énergie* utilise fin 1995 pour remplacer l'ancien veto hadronique AToF_E1(E2). Les conditions 2.16 et 2.17 deviennent :

$$\begin{array}{l} E_{ToF} > \delta_{ToF} \rightarrow E = 2\delta_{ToF}/(1+\Gamma) \\ \alpha \cdot E_{AToF} < E_{ToF} \rightarrow \Gamma > (\alpha-1)/(\alpha+1) \end{array} \tag{2.18}$$

$$\begin{array}{l} E_{AToF} > \delta_{AToF} \rightarrow E = 2\delta_{AToF}/(1-\Gamma) \\ \beta \cdot E_{AToF} > E_{ToF} \rightarrow \Gamma < (\beta-1)/(\beta+1) \end{array} \tag{2.19}$$

Le principe du seuil d'énergie est amélioré en ajoutant une coupure suivant la variable Γ. Cette coupure empêche le déclenchement positif d'empiéter sur le domaine du veto et réciproquement. Le veto 2.19 est représenté sur la figure 2.24 par la courbe en tirets bleue. Tous les événements à gauche de cette courbe sont rejetés. Les événements à droite ne sont pas touchés. Une courbe symétrique à droite (absente sur la figure) correspond au déclenchement positif obtenu par les conditions 2.18.

3) la différence d'énergie :

C'est le principe du déclenchement adopté à partir de 1996 et qui est encore en vigueur aujourd'hui.

$$E_{ToF} - E_{AToF} > \delta_{ToF} \rightarrow E = \delta_{ToF}/\Gamma \quad 0 < \Gamma < 1 \tag{2.20}$$

$$E_{AToF} - E_{ToF} > \delta_{AToF} \rightarrow E = -\delta_{AToF}/\Gamma \quad -1 < \Gamma < 0 \tag{2.21}$$

Les courbes en vert sur la figure 2.24 correspondent au déclenchement positif 2.20 (à droite) et au veto 2.21 (à gauche). La figure 2.25 montre que les limites sont parfaitement respectées.

4) comparaison des trois méthodes :

Avantage du **1)** : c'est le seul possible pour l'IET, mais il doit être utilisé avec le veto 3) pour ne pas introduire des $p-gaz$ à haute énergie.

Avantage commun de **2)** et **3)** : ils sont **robustes** :
- ne dépendent pas du bruit cohérent, de la diaphonie, etc.
- un seul élément de déclenchement suffit : pas de mélange de veto et de déclenchement positif.

Avantage de **3)** sur 2) : réalisé avec le **circuit construit** pour 1).

Avantage de **2)** sur 3) : **pas de zone morte** (ni ToF, ni AToF). Le seuil ToF ne dépend pas du bruit dans la voie AToF et réciproquement.

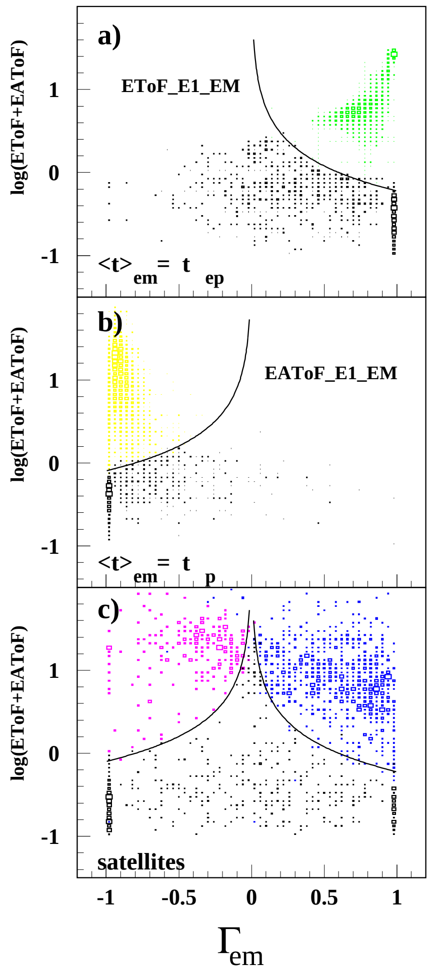


Figure 2.25: **Déclenchement électromagnétique en 1996.**
Énergie totale en fonction de Γ_{em}. a) : $< t >_{em} = t_{ep}$, b) $< t >_{em} = t_p$, c) $< t >_{em} \neq t_{ep}$ et $< t >_{em} \neq t_p$. Les événements qui déclenchent EToF_E1_EM sont en vert (physique) et en bleu (satelittes), les événements qui déclenchent EAToF.E1.EM sont en jaune (protons) et en violet (satellites). Les événements qui ne déclenchent pas sont en noir. Les seuils de EToF_E1_EM et EAToF_E1_EM sont représentés par des courbes.

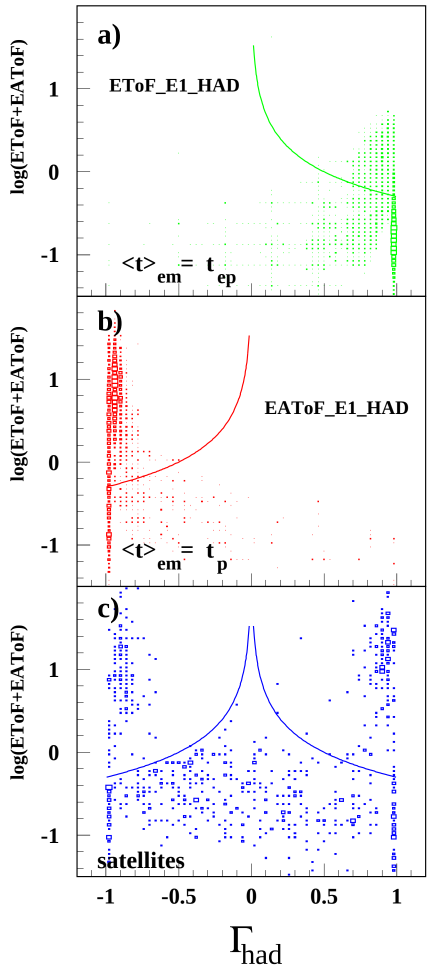


Figure 2.26: **Déclenchement électromagnétique vu depuis la roue hadronique.**
Énergie totale en fonction de Γ_{had}. a) : $< t >_{em} = t_{ep}$, b) $< t >_{em} = t_p$, c) $< t >_{em} \neq t_{ep}$ et $< t >_{em} \neq t_p$.Les événements qui déclenchent EToF_E1_EM sont en vert, les événements qui déclenchent EAToF_E1_EM sont en rouge. Les satellites sont en bleu. Les seuils de EToF_E1_HAD et EAToF_E1_HAD sont représentés par des courbes.

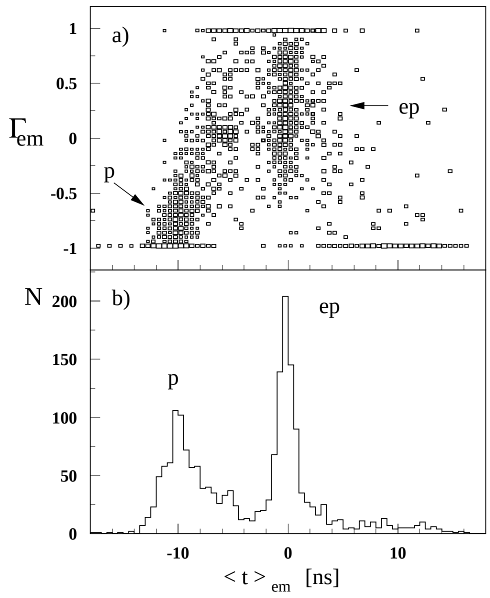


Figure 2.27: Événements qui ne déclenchent pas EToF_E1_EM et EToF_E1_EM. a) Γ_{em} en fonction de $< t >_{em}$. b) distribution de $< t >_{em}$.

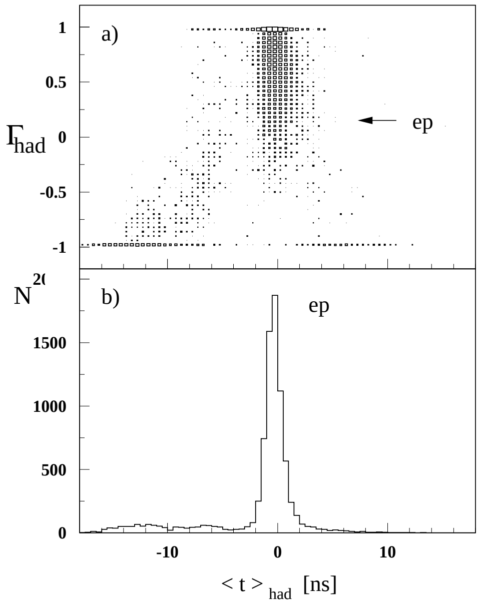


Figure 2.28: Événements qui déclenchent ni EToF.E1.HAD et ni EAToF.E1.HAD. a) Γ_{had} en fonction de $< t >_{had}$. b) distribution de $< t >_{had}$.

2.3.4 L'ajustement des critères de déclenchement

Nous montrons ici de quelle façon les seuils de déclenchement ont été ajustés à partir de 1996 et quels sont les problèmes de 1995 qui ont été résolus pour en arriver là. Comme nous avons un système de monitorage analogique pour les sommes E_{ToF} et E_{AToF} et pas pour les sommes IET nous illustrons le fonctionnement du système sur le déclenchement global uniquement.

1) Le fonctionnement depuis 1996

La méthode 3) est donc celle utilisée depuis 1996. Elle permet de séparer le événements ToF($\Gamma > 0$) et AToF($\Gamma < 0$). Pour sélectionner la physique on définit les éléments de déclenchement électromagnétiques "EToF_E1_EM" et "EToF_E2_EM" avec la condition 2.20. Le seuil E1 correspond à $\delta = 600 MeV$ et le seuil E2 à $\delta = 15 GeV$. Pour rejeter le bruit de fond, on utilise "EAToF_E1_EM" et "EAToF_E2_EM" définis par la condition 2.21. Les seuils E1 et E2 sont les mêmes que précédement.

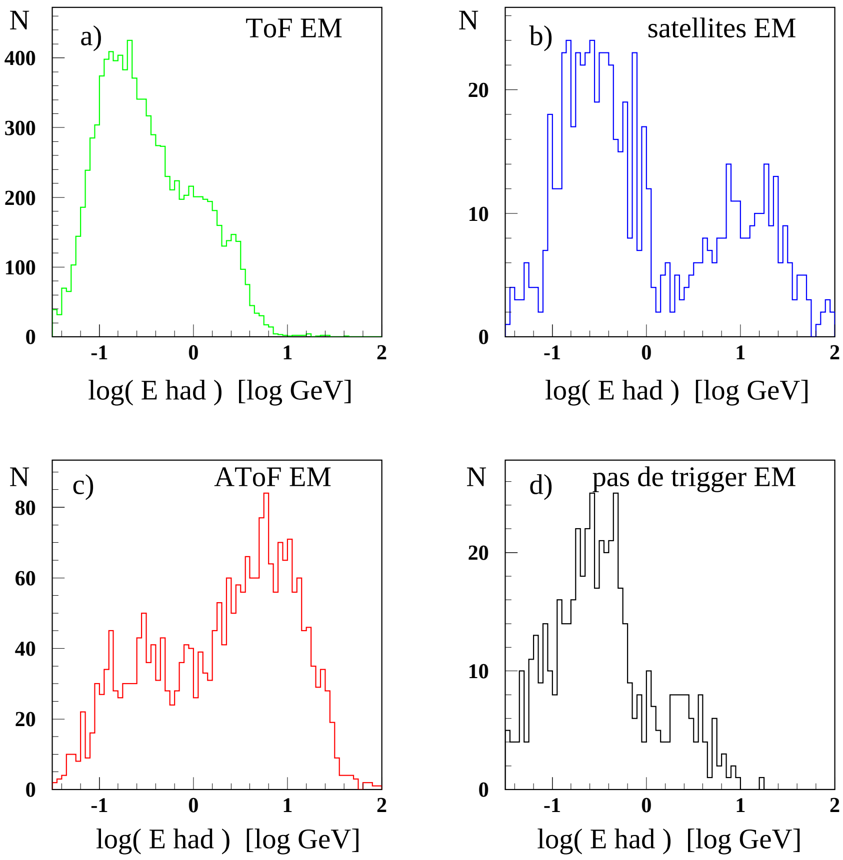


Figure 2.29: Énergie hadronique pour a) les événements ToF électromagnétiques, b) les satellites électromagnétiques, c) les événements AToF électromagnétiques et d) les événements sans déclenchement électromagnétique.

Nous étudions dans la suite les éléments de déclenchements bas seuils. Les résultats des tests sont donnés par les figures 2.25 (a, b et c). Chaque histogramme représente la distribution de l'énergie totale ($E_{ToF} + E_{AToF}$) en fonction de la variable Γ_{em}. La sélection sur $< t >_{em}$ est la même que celle appliquée pour faire la figure 2.22. On utilise ici le même code de couleur.

- En a) on sélectionne les événements qui ont $< t >_{em} = t_{ep} = 0 \pm 2ns$. Ceux qui déclenchent ETOF_E1_EM sont en vert.
- En b) on sélectionne les événements qui ont $< t >_{em} = t_p = -11^{+2}_{-5} ns$. Ceux qui déclenchent EATOF_E1_EM sont en jaune.
- En c) on sélectionne les événements qui ne sont en temps ni avec le passage des électrons, ni avec celui des protons. Ceux qui déclenchent ETOF_E1_EM sont en

violet et ceux qui déclenchent EATOF_E1_EM sont en rouge.

Les courbes représentent les seuils théoriques. Le système marche exactement comme cela était prévu. La séparation ToF-AToF est excellente au delà de $600MeV$ pour les événements $e-p$ et $p-gaz$. On voit qu'il est possible de baisser le seuil à $300MeV$. Ce dernier point est plus clair encore sur la figure 2.27 qui montre en a) la distribution des événements qui ne déclenchent pas la section électromagnétique ($E < 600MeV$) dans le plan ($<t>_{em}, \Gamma_{em}$) et em b) la projection sur l'axe des temps. Le pic $e-p$ est encore bien isolé du bruit de fond. La figure 2.28 montre les distributions des variables hadroniques correspondantes quand il n'y a pas de déclenchement hadronique. Le bruit de fond à quasiment disparu. On observe essentiellement les queues de gerbe des collisions $e-p$.

La figure 2.26 montre pour les événements précédents (avec déclenchement électromagnétique) les distributions équivalentes des quantités hadroniques.

- En a), on voit les queues de gerbes des collisions $e-p$. Les énergies déposées sont basses : de quelques GeV à quelques dizaines de MeV (voir figure 2.29 a).
- En b), ce sont les gerbes hadroniques des $p-gaz$ qui touchent le SpaCal hadronique de plein fouet. Les énergies déposées sont généralement grandes : quelques dizaines de GeV (voir figure 2.29 b).
- En c), on trouve les satellites. On note la très bonne séparation des satellites en avance (en AToF) et en retard (en ToF). Encore une fois, nous faisons remarquer que l'utilisation des deux sections de SpaCal améliore beaucoup la sélection des événements.

2) Les problèmes résolus depuis 1995

Problème 1 : le seuil en énergie

Dès la mise en fonctionnement de SpaCal au début 1995, la solution adoptée pour éliminer le $p-gaz$ était très simple : il s'agissait du seuil en énergie AToF 2.17. On l'utilisait comme veto dans la section hadronique, d'où son nom de veto hadronique.

La figure 2.30 illustre le déclenchement sur un lot d'événements enregistrés en 1995 avec leur distribution dans le plan ($\Gamma_{had}, logE_{had}$).

Au dessus de $E_{ToF} + E_{AToF} = 1GeV$ la séparation ToF-AToF est visible. Elle est cependant beaucoup moins claire qu'en 1996 car en 1995 il n'y avait pas encore de calibration en temps et les fenêtres ToF étaient beaucoup plus larges($20ns$ au lieu de $6ns$). En dessous, le mélange est total.

La courbe théorique du seuil du déclenchement hadronique positif 2.16 est montrée s'étendant d'un bout à l'autre de la figure. Les événements qui déclenchent effectivement sont dans la zone 1 (en vert et violet). On trouve parmi eux les collisions $e-p$ du côté $\Gamma_{had} > 0$, mais aussi du bruit de fond $p-gaz$ du côté $\Gamma_{had} < 0$. L'élément de déclenchement hadronique est surefficace. Il en va de même pour le veto hadronique qui n'est pas représenté sur la figure mais dont la courbe de seuil est symétrique par rapport à la droite $\Gamma_{had} = 0$ à la courbe précédente. Le veto rejette du bruit de fond, mais aussi de la physique et paradoxalement la physique de haute énergie d'abord.

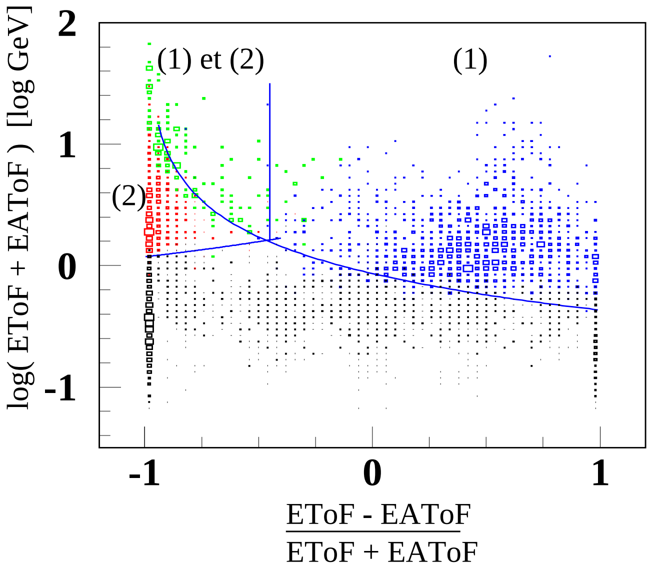


Figure 2.30: **Déclenchement en 1995.**
Énergie trigger en fonction de $(EToF - EAToF)/(EToF + EAToF)$ pour le SpaCal hadronique pour un lot d'événements de 1995. Les événements qui déclenchent EToF.E1.HAD uniquement sont en bleu(1), ceux qui déclenchent le nouveau veto hadronique de 1995 EAToF.RE.HAD uniquement sont en rouge(2) et ceux qui déclenchent les deux sont en vert(1 et 2). Les événements qui ne déclenchent pas le SpaCal hadronique sont en noir.

solution immédiate: un nouveau veto

Un signal hadronique de grande amplitude d'un événement $e-p$ pouvait déclencher une première fois en ToF avec son premier front-montant et une autre fois en AToF avec son deuxième front montant. De ce fait, une partie de l'énergie ToF, passait en AToF. L'ancient veto hadronique (seuil d'énergie AToF) rejetait ainsi beaucoup de bons événements : surtout les plus énergétiques. Il a fallu définir un nouveau veto hadronique qui ne soit pas surefficace et qui tienne compte à la fois de la quantité d'énergie AToF, mais aussi du rapport ToF/AToF. C'est pourquoi on a implémenté le **veto rapport d'énergie** qui est défini par la relation 2.19.

Problème 2 : le redéclenchement

Avec les premières données de SpaCal est apparu un problème avec les signaux des canaux hadroniques. Ceux-ci présentaient des oscillations de leurs amplitudes. Un CFD pouvait déclencher sur plusieurs fronts montants du même signal. Ce redéclenchement était présent dans les canaux hadroniques, mais aussi pour les signaux des anciens générateurs de calibration.

Dans certain cas notre système est capable de mesurer les temps de deux impulsions rapprochées dans deux croisement de faisceaux différents ; on peut mesurer la différence des temps. C'est ce qu'on fait pour les figures 2.31. En a) on montre la différence de temps $t_2 - t_1$ entre deux impulsions voisines en fonction du temps t_1 de la première impulsion pour un canal donné. On constate que $t_2 - t_1$ prend des valeurs quantifiées et de plus en plus rapprochées. Ces valeurs ne dépendent pas du temps t_1 du premier déclenchement. En b) on montre pour le même canal $t_2 - t_1$ en fonction de l'énergie : Comme on pouvait si attendre, la différence de temps entre le premier déclenchement et le redéclenchement augmente avec l'amplitude du signal.

Le phénomène prend sa source dans la base active des photomultiplicateurs, là même où est fabriqué le signal.

solution : intervention sur l'électronique durant l'interruption 1995-96

- modification de la base active des photomultiplicateurs hadroniques,
- modification des cartes Front-End,
- installation du veto différence d'énergie.

L'intervention sur les cartes Front-End s'est faite au niveau du monostable qui contrôle la bascule entre ToF et AToF (voir figure 2.1 : fenêtres ToF programables).

Avant, il était possible pour le monostable en position ToF de retomber trop rapidement en AToF si un parasite hors-temps lui parvenait. La modification

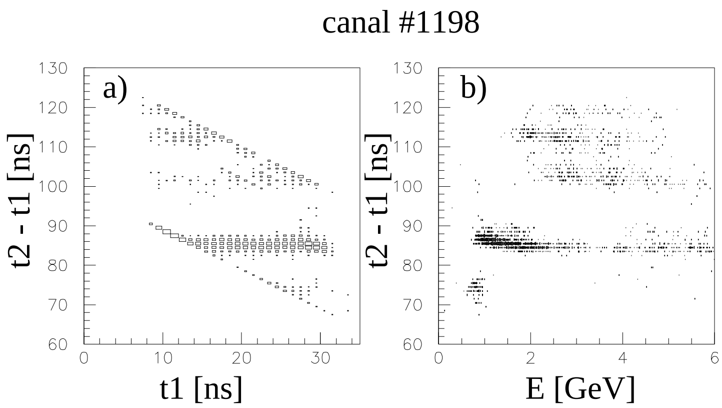


Figure 2.31: **Redéclenchement hadronique.**
Étude du redéclenchement à partir du seul canal numéro 1198. a) différence de temps entre le premier et le deuxième déclenchement en fonction du temps de premier déclenchement. b) différence de temps entre le premier et le deuxième déclenchement en fonction de l'énergie.

consiste à empêcher le monostable de rebasculer en AToF pendant $150ns$; cela permet d'éviter une sous-estimation de l'énergie ToF. Le redéclenchement du ToF vers l'AToF n'est plus possible, mais celui de l'AToF vers le ToF l'est toujours. Les signaux AToF engendrés par les gerbes hadroniques du $p - gaz$ ont une très grande amplitude et les signaux dérivés de diaphonie peuvent passer en ToF. Ce redéclenchement résiduel sera tué par le veto différence d'énergie.

La figure 2.32 présente une vue à l'oscilloscope des signaux des anciens générateurs de calibration électronique sur les voies ToF et AToF des cartes Front-End modifiées. Le signal AToF(en bas) redéclenche dans la voie ToF(en haut). Ces générateurs ont été remplacés par des générateurs Hewlett Packard qui délivrent des signaux sans oscillation pour faire la calibration en temps.

Conclusion :

- L'acceptance des éléments de déclenchement de SpaCal est parfaitement comprise et peut se calculer événement par événement en utilisant les canaux de monitorage.
- Nous avons une grande marge d'amélioration possible à basse énergie qui pourra permettre l'élaboration d'éléments de déclenchement plus complexes adaptés à différents types de physiques. Par exemple, on peut envisager un déclenchement sur les muons pour rechercher les saveurs lourdes.
- Les éléments de déclenchement ne sont pas encore optimisés pour faire des combinaisons : par exemple IET et veto ou bien déclenchement électromag-

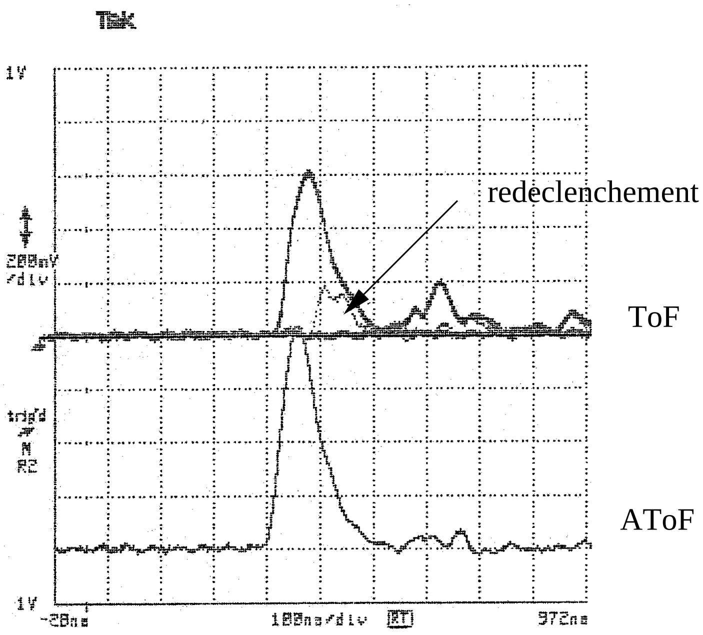


Figure 2.32: **Exemple de signal qui déclenche deux fois.**
Enregistrement sur oscilloscope digital d'un signal de calibration électronique fourni par un ancien générateur qui redéclenche de l'AToF vers le ToF.

nétique et hadronique. La situation s'explique par le fait qu'en 1995, le déclenchement hadronique avait des défauts, mais nous avons montré qu'ils ont été parfaitement réparés en 1996.

2.4 Le premier niveau de déclenchement de H1

D'après le paragraphe précédent, il semble possible qu'on puisse déclencher l'acquisition de H1 uniquement sur SpaCal, mais deux difficultées sont apparues :

- un problème imprévu : un bruit de fond dû au faisceau de positron localisé sur une cellule de SpaCal avec un taux de comptage très élevé nous oblige, soit à utiliser le détecteur central de traces chargées ou le détecteur d'électron du système de luminosité, soit à modifier le système de déclenchement de SpaCal. La première option est mise en œuvre avec le premier niveau de déclenchement de H1 ; c'est par là que nous allons commencer.
- un problème attendu : le taux de déclenchement à basse énergie dans SpaCal dû essentiellement aux événements de photoproduction était attendu très élevé. Nous montrerons qu'il est moins important que prévu.

2.4.1 Un bruit de fond inattendu : le *hotspot*

Avec SpaCal, H1 a gagné en couverture angulaire, mais un bruit de fond inattendu dû au faisceau de positrons est apparu. Il s'agit d'un point chaud (baptisé *hotspot*) au taux de comptage élevé situé tout près du tube à vide, en dehors de l'acceptance de l'ancien BEMC. En 1995, on observait des dépots d'énergie de type électromagnétique de 5 à $6GeV$ centrés sur quatre cellules à moins de $15cm$ de l'axe du détecteur. Ces dépots étaient en temps avec les collisions. En 1996, les nombreux tests machine sur l'optique des faisceaux ont bouleversés le spectre mais pas la topologie du hotspot. En 1997, les taux de comptage ont fortement diminué. Une corrélation entre le taux de déclenchement de SpaCal et le celui du bouchon (PLUG), un petit calorimètre situé à l'avant du détecteur (voir figure 2.33), montre que le hotspot prend sa source en amont de H1. Il a fallu se protéger contre un phénomène qui développe des gerbes électromagnétiques synchrones avec les collisions $e-p$. Un tel phénomène possède toutes les caractéristiques pour déclencher l'IET et ne peut-être rejeté par aucun des vetos que nous avons introduits dans la partie précédente.

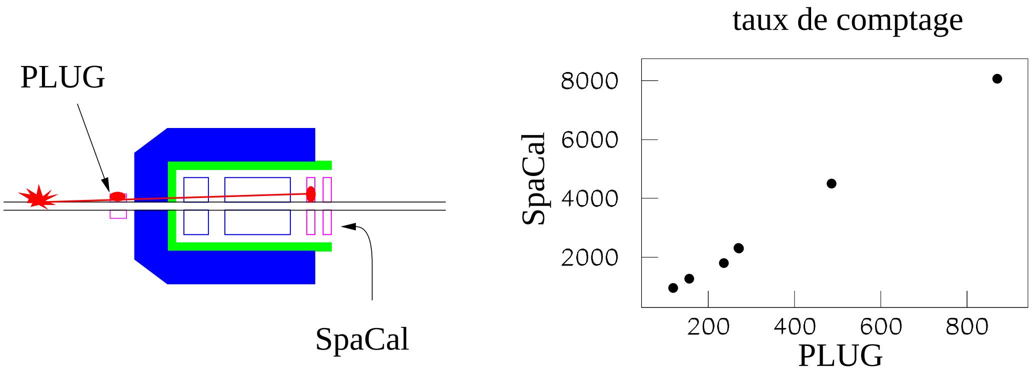


Figure 2.33: **Signature du *hotspot*.**
Corrélation entre les Taux de comptage des calorimètres BOUCHON (PLUG) et SpaCal.

Les sous-déclencheurs

Pour éliminer le *hotspot*, on a tout d'abord joué sur l'optique des faisceaux. En 1996, aucune amélioration significative n'a été obtenue de cette manière. Puisque ce bruit de fond n'a pu être éliminer physiquement, il a fallu le filtrer avec le système de déclenchement.

Le premier niveau du système de déclenchement de H1, le L1(Level 1) est basé sur une logique digitale dont les ingrédients de base sont les éléments de déclenchement des sous-détecteurs. Le L1 fabrique 128 combinaisons logiques d'éléments de déclenchement qui sont des pré-selections dédiées à une physique particulière. Ces combinaisons sont appelées "sous-déclencheurs". Le L1 fait le "OU" de tous les sous-déclencheurs. Si un événement satisfait les conditions de l'un d'entre eux, la décision de le garder(L1KEEP) est envoyée au contrôle du déclenchement de chaque sous-détecteur pour qu'il bloque les mémoires de l'électronique frontale. Ces mémoires sont ensuite transférées à l'acquisition.

Examinons quelques sous-déclencheurs comprenant un élément de déclenchement de SpaCal. Ceux-ci sont basés sur le système de déclenchement local de la section électromagnétique IET. Les dépots d'énergie sont comparés à trois seuils. Nous regardons à titre d'exemple le seuil le plus bas. L'élément de déclenchement correspondant s'appelle $IET > 0$.

a) Physique de biais minimum. On appelle sous-déclencheur de biais minimum celui basé sur l'élement de déclenchement $\boldsymbol{IET > 0}$. C'est lui qui sélectionne la plus grande variété d'événements de physique : tous ceux qui ont une particule qui dépose au moins $500 MeV$ dans SpaCal.

b) Événements radiatifs. Dans un événement radiatif, l'électron incident émet un photon colinéairement à sa trajectoire. Le photon est détecté par le détecteur de photon du système de luminosité. Celui-ci a un seuil de déclenchement bas de $4GeV$ et un seuil haut de $15GeV$. Nous appelons l'élement de déclenchement associé au seuil le plus élevé $LUMI\_PHOTON$. Le sous-déclencheur SpaCal associé est $\boldsymbol{IET > 0 \cap LUMI\_PHOTON}$.

c) Photoproduction étiquetée. Les événements de photoproduction sont ceux pour lesquels le positron et le proton échangent un photon quasi-réel. Le positron diffusé poursuit sa trajectoire dans le tube à vide. Une partie de ces événements($\sim 20\%$) sont reconnus par le détecteur d'électron à $z = -33m$ du système de luminosité dont l'acceptance se situe entre 10 et $20GeV$: c'est la photoproduction étiqueté. Le seuil de déclenchement est à $10GeV$. Le sous-déclencheur correspondant est $\boldsymbol{IET > 0 \cap LUMI\_ELECTRON}$.

d) Photoproduction non étiquetée. Il est possible de récupérer une partie des événements de photoproduction dont on ne détecte pas l'électron en déclenchant l'acquisition par la présence d'une trace dans les chambres à dérive centrales

CJC1 et CJC2 pointant vers le vertex. On utilise pour cela le sous-déclencheur $\boldsymbol{IET > 0 \cap CJC}$.

La figure 2.34 montre les taux de comptage des sous-déclencheurs a), b), c) et d) en fonction de la position sur la surface du SpaCal électromagnétique dans la région centrale. On a représenté les premières cellules autour du tube à vide. a) et b) ne sélectionnent quasiment que du *hotspot*, le c) sélectionne de la physique uniquement et le d) du *hotspot* et de la physique. L'usage conjoint du détecteur d'électron du système de luminosité et du SpaCal permet donc de se débarrasser complètment du *hotspot*. Pour les processus autres que la photoproduction étiquetée nous devons utiliser une autre méthode.

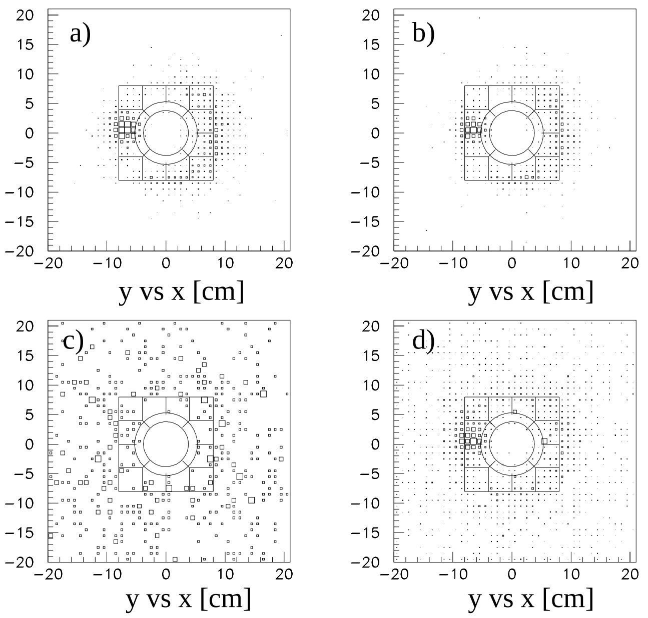


Figure 2.34: **Déclenchement à bas seuil.**
Position (x, y) du paquet d'énergie le plus énergétique sur la surface du SpaCal électromagnétique. Les cellules qui entourent le tube à vide sont représentées. Les échantillons d'événements sont sélectionnés avec les sous-triggers basés sur le déclenchement local électromagnétique IET avec un seuil de $500 MeV$. a) déclenchement de biais minimum $IET > 0$. b) événements radiatifs : $IET > 0 \cap LUMI\_PHOTON$. c) photoproduction étiquetée : $IET > 0 \cap LUMI\_ELECTRON$. d) photoproduction non étiquetée : $IET > 0 \cap CJC$.

Le masque de déclenchement

Il existe un moyen de débarrasser tous les sous-déclencheurs SpaCal du *hotspot*. Il suffit de retirer les pré-sommes ToF électromagnétiques de la région centrale des sommes d'énergie. Cela permet de nettoyer à la fois l'IET et les sommes globales, au prix d'un trou dans l'acceptance du système de déclenchement.

2.4.2 Taux de comptage à bas seuil

En 1995 le seuil était à $1GeV$. Nous avons tenté de le baisser à $500MeV$. Cela n'est possible que si le taux de déclenchement est acceptable pour une aussi basse énergie.

Les taux de comptages intégrés de la périphérie vers le centre de SpaCal des échantillons de photoproduction étiquetée et photoproduction non étiquetée sont présentés sur la figure 2.35 pour des seuils $IET > 0$ de $500MeV$, $1GeV$, $2GeV$ et $4GeV$. Les conditions de prise de données sont typiques de 1995 avec une luminosité instantannée de $2\mu b^{-1}s^{-1}$. Le taux de comptage total de physique est de l'ordre de $10Hz$ pour le seuil à $500MeV$. C'est tout à fait acceptable pour l'acquisition. Ce seuil a été mis en place en 1996.

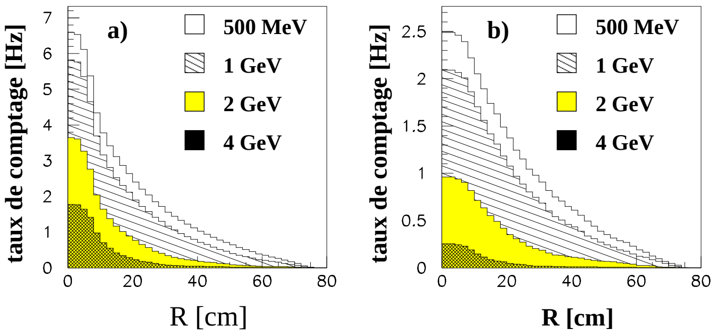


Figure 2.35: **Taux de comptage à bas seuil.**
a) taux de comptage intégrés de la photoproduction étiquetée pour des seuils $IET > 0$ de $500MeV$, $1GeV$, $2GeV$ et $4GeV$ avec un lot d'événements de $1000\mu b^{-1}$. b) idem pour la photoproduction non étiquetée.

conclusion

- Les deux systèmes de mesure du temps de SpaCal ont été présentés : la mesure directe par TDC et la mesure indirecte par le retard programmable qui positionne le fenêtre ToF. Le résultat de la calibration relative des deux systèmes est très bon et la dispersion du temps global des événements $e-p$ est de $0.34ns$ pour la section électromagnétique et $0.72ns$ pour la section hadronique. Cela pourrait être amélioré par l'utilisation de temps particule par particule plutôt qu'événement par événement.
- L'analyse des événements montre que le taux de réjection du bruit de fond dépasse 10^6 et qu'il est possible de séparer les collisions $e-p$ de ce bruit dès les très basses énergies.
- Les énergies déposées dans SpaCal sont sommées suivant le temps d'arrivée des particules. Ces sommes sont utilisées pour le déclenchement. Les seuils de déclenchement sont très bas ($\sim 600MeV$) et pourrait encore être baissés.
- De nouvelles possibilités restent à explorer comme l'utilisation conjointe de la section électromagnétique et de la section hadronique pour le déclenchement et l'utilisation de la mesure du temps dans les niveaux de filtrage supérieurs pour la réjection du bruit de fond qui a échappé au premier niveau.

Bibliographie

[1] J. Janoth et al., Nucl. Instr. Meth. A350(1994) 221-225, June 1994 (244 kB)

[2] H1 SPACAL-Group, Nucl. Instr. Meth. A374(1996) 149-156

[3] H1 SPACAL-Group, The Electronics of the H1 Lead/Scintillating-Fiber calorimeters, soumis à Nucl. Instr. Meth.

[4] Thèse de Philippe Bruel (1998), École Polytechnique (en cours).

[5] Thèse de Didier Lacour (1995), université Paris VII.

[6] Thèse de Stephan Spielmann (1996), École Polytechnique.

Partie II

Analyse des processus de grande énergie transverse

Chapitre 3

Sélection des événements

Nous définissons dans ce chapitre les lots d'événements utilisés dans l'analyse des événements de grande énergie transverse. Ils sont constitués à partir de toutes les données collectées en mode e^+p de 1994 à 1997. Nous passons en revue toutes les étapes pour aboutir aux échantillons finals de données :

- le filtrage par les différents niveaux de déclenchement ;
- la première sélection à partir de la classification en ligne ;
- le filtrage du bruit de fond non physique ;
- la création des échantillons finals suivant des critères topologiques ;
- la détermination des efficacités de sélection ;
- le calcul de la luminosité correspondante.

3.1 Sélection standard de H1

3.1.1 Les filtres du système de déclenchement

Le niveau L1 : le premier niveau du système de déclenchement a été traité dans le chapitre précédent à partir de l'exemple du SpaCal. Les sous-déclencheurs pertinents pour cette analyse sont basés sur les informations du calorimètre à argon liquide. Ils seront discutés dans le paragraphe 3.4.

Le niveau L2 : le deuxième niveau de déclenchement est basé sur une logique programmable qui doit prendre une décision en moins de $20\mu s$. Deux systèmes fonctionnent en parallèle : le "L2 topologique" et le "L2 réseau de neurones". Ils utilisent les informations fournies par le L1 pour classifier les événements : bruit de fond, quarks lourd (signés par des muons), QED Compton... Les sous-déclencheurs L1 utilisés dans notre analyse ne sont pas validés par le L2. Il est donc transparent pour nous et ne sera pas considéré.

Le niveau L3 : le troisième niveau de déclenchement n'est pas utilisé par H1 : il est transparent.

Le niveau L4 : Le quatrième niveau de déclenchement est constitué d'une ferme de processeur qui filtre en ligne avec des programmes informatiques les événements en $200ms$. Ces programmes utilisent les informations du L1, les données brutes et les données reconstruites en ligne. Le L4 rejette le bruit de fond $p-gaz$, soit en reconstruisant le vertex, soit sur des critères de conservation de l'énergie, etc. Il contrôle les sous-déclencheurs L1 en reconstruisant les quantités comparées à des seuils et en vérifiant la cohérence de la réponse du L1 avec ce qu'il a reconstruit. Voyons de quelle manière le L4 intervient sur les événements de grande énergie transverse. Le filtre L4 a évolué entre 1994 et 1997. Pour la prise de données de 1997, un **nouveau schéma L4** de filtrage a été implémenté. Ce schéma est de loin le plus contraignant pour notre analyse : c'est son action sur les événements de grande énergie transverse que nous détaillons dans ce qui suit. Nous utilisons des sous-déclencheurs dédiés aux grands E_T basés sur le calorimètre à argon liquide. Les événements qui les déclenchent sont automatiquement acceptés par le L4 si un jet de $E_T > 20GeV$ reconstruit par l'algorithme de cône appliqué aux cellules des calorimètres est trouvé et ce, sans tenir compte d'aucune autre condition. L'algorithme utilise l'échelle d'énergie électromagnétique pondérée par un facteur 1.7 pour tenir compte de la non compensation de l'énergie hadronique avec une grande marge de sécurité (voir le chapitre 5). Le rayon du cône dans le plan (η,ϕ) vaut 1 (voir paragraphe 3.2.1). Il est important de noter ici que dans notre analyse nous utilisons le même algorithme avec la même coupure sur l'ouverture de cône. Pour éliminer le bruit de fond $p-gaz$, on demande un vertex reconstruit dans la région du point d'interaction nominale : $-60cm < z < 100cm$.

3.1.2 La classification L5

Le niveau L5 est le dernier maillon de la chaîne de filtrage et de classification des événements. Il procède à la reconstruction complète des événements qui ont été acceptés par les niveaux inférieurs, à leur classification et à leur enregistrement sur bande magnétique. La classification L5 consiste à ranger les événements suivant le type de physique. Par exemple, les événements avec candidat positron dans le détecteur d'électron du système de luminosité sont mis dans la classe "photoproduction", les événements avec un candidat positron dans l'un des calorimètres SpaCal ou à argon liquide sont mis dans l'une des classes "diffusion inélastique profonde"...

Les événements de base de l'analyse correspondent à deux classes L5 : la classe **grandes énergies transverses** et la classe **courants chargés**. Voici une brève description des sélections de ces classes.

3.1.3 La classe "grandes énergies transverses"

Elle contient les événements qui ont activé l'un des sous-déclencheurs de l'argon liquide avec une énergie transverse totale supérieure à $30GeV$, ou au moins un jet reconstruit par l'algorithme de cône de plus de $12GeV$ d'énergie transverse, ou deux jets de plus de $8GeV$ d'énergie transverse. On demande qu'il n'y ait pas plus de cinq traces dans le détecteur central pointant vers un vertex au-delà de $z = -50cm$ pour lutter contre le bruit de fond de proton. Enfin, il faut que les bits du contrôle des hautes-tensions indiquent que les calorimètres et les détecteurs de traces étaient alimentés pendant la prise de données.

3.1.4 La classe "courants chargés"

Elle contient les événements qui ont activé l'un des sous-déclencheurs de l'argon liquide et qui ont une impulsion transverse manquante d'au moins $10GeV$. On demande aussi une trace contenant au moins dix points et pointant vers le vertex reconstruite par le détecteur de trace central ou le détecteur de trace avant.

Ici s'arrête la sélection standard de H1.

3.2 Notre sélection des lots d'événements

Nous examinons dans cette partie la procédure pour constituer les lots d'événements de notre analyse. Notre sélection est basée sur l'identification d'objets de grande énergie transverse dans le calorimètre à argon liquide. Ces objets sont de deux types : un jet défini par l'algorithme de cône d'énergie transverse E_T plus grande que $25GeV$ initié aussi bien par une gerbe électromagnétique qu'une gerbe hadronique, une énergie transverse manquante E_T^m supérieure à $25GeV$.

3.2.1 Recherche de jet par l'algorithme de cône

L'algorithme de cône utilisé dans cette analyse travaille à partir des amas d'énergie du calorimètre à argon liquide identifiés par le programme de reconstruction. Il recherche l'amas le plus chaud et attache tous ceux contenus dans un cône centré sur lui avec pour origine le point d'interaction. L'ouverture du cône est donnée par le rayon $R = \sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2}$ dans le plan (η, ϕ) ou η est la pseudo-rapidité que l'on définit par $\eta = -ln(tan\theta/2)$ et ϕ est l'azimuth. Si la somme scalaire des énergies transverses $E_T^{\text{cône}} = \sum_i E_i \sin\theta_i$ ($\sum_i$ porte sur les amas) est supérieure à $E_{T,min}$, un jet est trouvé, on recommence l'opération avec les amas restants et ainsi de suite...

3.2.2 Recherche d'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est recherchée avec la variable E_T^m. E_T^m est la somme vectorielle des énergies transverses des amas dans les calorimètres LAr et SpaCal: $E_T^m = \sqrt{(\sum_i E_{x,i})^2 + (\sum_i E_{y,i})^2}$ où $E_{x,i} = E_i \cos\phi_i \sin\theta_i$ et $E_{y,i} = E_i \sin\phi_i \sin\theta_i$.

3.2.3 La sélection

Les valeurs des paramètres de l'algorithme de cône choisies pour notre analyse sont $R = 1$ et $E_{T,min} = 25GeV$. Un premier lot d'événements est constitué à partir de la classe L5 "grandes énergies transverses". On demande la présence d'au moins deux jets de l'algorithme de cône de $E_T \geq 25GeV$. Un deuxième lot est constitué à partir de la classe L5 "courants chargés". On demande la présence d'au moins un jet de l'algorithme de cône de $E_T \geq 25GeV$ et d'une énergie transverse manquante $E_T^m \geq 25GeV$.

3.3 Description du bruit de fond et des filtres

Les deux échantillons de données constitués sont contaminés par le bruit de fond non physique que nous avons évoqué dans le chapitre 2. Rappelons qu'il s'agit des interactions des faisceaux avec le tube à vide et le gaz résiduel ($p-gaz$) après le SpaCaL, du halo de muons qui suit les paquets de protons, du passage des muons cosmiques, du bruit cohérent dans les calorimètres.

3.3.1 Les sources de bruit de fond non-physique

Le bruit de fond des faisceaux caractérisé par un flux de particules venant de l'arrière du détecteur (côté SpaCal).

Le halo de muon et les cosmiques initient des gerbes dans les calorimètres et des traces de façon aléatoire et présentent souvent de l'énergie manquante.

Le bruit cohérent dans les calorimètres vient de ce que les systèmes d'amplifications des canaux sont mal isolés. Ils sont reliés à l'extérieur par leurs alimentations et leur masse commune à plusieurs canaux. Ils peuvent donc recevoir des perturbations qui se répercutent de façon cohérente. Comme les muons, le bruit cohérent se caractérise par l'absence de vertex et de l'énergie transverse manquante, mais aussi par de grandes énergies transverses. Lorsqu'une ou plusieurs roues du calorimètre sont touchées, l'algorithme de cône peut reconstruire plus de deux jets.

3.3.2 Les critères de réjection

1) la demande de jets de grands E_T :

La plus grande partie des muons cosmiques ou du halo traversant les calorimètres au minimun d'ionisation et ne développent pas de gerbes. Ils sont rejetés par la demande de deux cônes de plus de $25GeV$ de E_T pour le lot "grande énergie transverse".

2) la coupure sur le vertex :

Dans le cas où les muons développent des gerbes identifiées par l'algorithme de cône. Ils sont éliminés en demandant un vertex primaire reconstruit dans la région

$$-40cm \leq z \leq +40cm \ . \tag{3.1}$$

Cette coupure est aussi efficace pour éliminer le bruit cohérent.

3) La conservation de l'énergie et de l'impulsion longitudinale :

Elle se traduit par $\sum_i E_i - P_{z,i} = 2E_0$ où la $\sum_i$ porte sur toutes les particules de l'état final et E_0 est l'énergie du positron incident. Dans la pratique la somme porte sur les dépôts d'énergie dans le SpaCal et le calorimètre à argon liquide. Les particules perdues dans le tube à vide vers l'avant contribuent peu à la somme ($P_{z,i} \simeq E_i$). À l'arrière, on peut perdre le positron. Dans ce cas $\sum_i E_i - P_{z,i} \leq 2E_0$. Nous éliminons une partie importante du bruit de fond en imposant :

$$\sum_i E_i - P_{z,i} \leq 1.3 \times 2E_0 \ . \tag{3.2}$$

4) les critères topologiques :

Le lot "courants chargés" reste contaminé par les événements muons car beaucoup d'entre eux satisfont la demande de E_T^m. Il faut donc lui appliquer des critères topologiques supplémentaires et demander que le temps des événements mesuré par le calorimètre à argon liquide coïncide au temps des croisements de faisceaux [1].

Conclusion : Les muons cosmiques et le bruit cohérent dans le calorimètre à argon liquide peuvent donner deux cônes de grand E_T, bien que les coupures $E_T^{\text{cône}} \geq 25GeV$ et $-40cm \leq z_{vertex} \leq 40cm$ éliminent une très grande partie de ces bruits de fonds. La figure 3.1 présente un exemple de chaque. Le bruit de fond résiduel est rejeté par visualisation des événements. Le bruit qui passe nos filtres représente moins de 1% des événements sélectionnés. La contribution du bruit cohérent est de l'ordre de 1/1000.

3.4 Étude des efficacités du déclenchement L1

Nous montrons ici de quelle façon les événements du lot **grande énergie transverse** déclenchent l'acquisition au niveau L1. Comme ils se caractérisent par beaucoup d'énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide, nous utilisons les sous-déclencheurs de ce détecteur.

Les taux de comptage à grand E_T sont faibles : quelques milliers d'événements pour quatre années de prise de données. Cela veut dire qu'il n'est pas nécessaire de leur appliquer des facteurs d'échantillonnage durant la prise de données. Tous les événements de grand E_T qui activent les sous-déclencheurs du calorimètre à

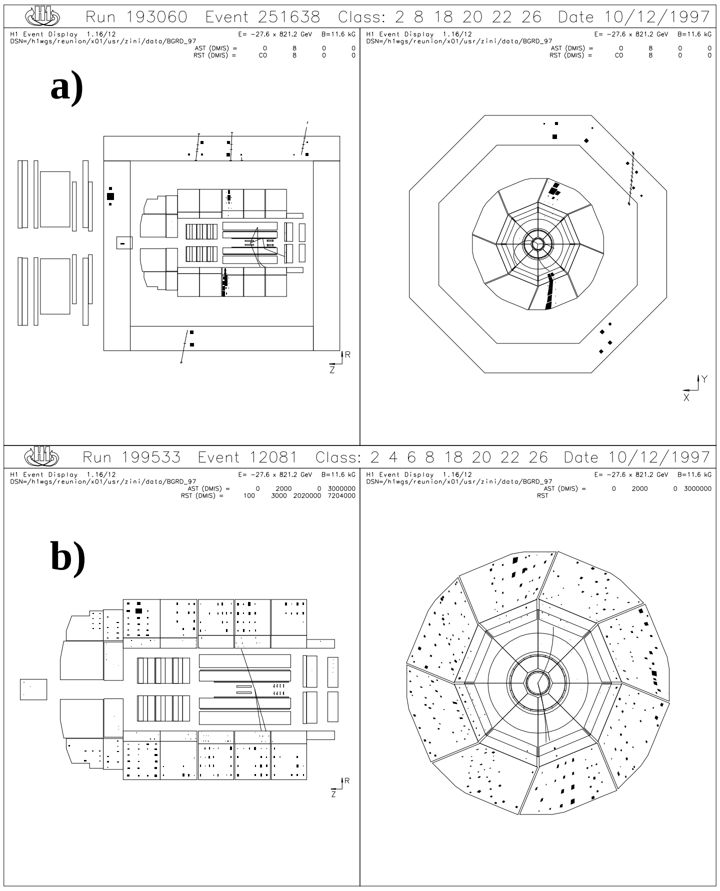


Figure 3.1: **Événements de bruit de fond non physique avec au moins deux cônes de $E_T \geq 25GeV$.**
a) un muon cosmique. b) bruit cohérent dans le calorimètre à LAr.

argon liquide sont gardés par l'acquisition et enregistrés sur bande magnétique.

Le calorimètre à argon liquide est pavé de 480 zones de déclenchement appelées *grandes tours* regroupant chacune une centaine de cellules. Ces grandes tours sont soit électromagnétiques, soit hadroniques et pointent vers le point d'interaction nominal. Elles sont utilisées pour fabriquer des observables de déclenchement. Ces observables donnent une énergie comparée à un seuil pour chaque croisement de faisceau.

- Le OU des signaux des grandes tours électromagnétiques définit la variable $LAr_{electron}$ pour déclencher sur les électrons avec deux seuils en énergie. Les éléments de déclenchement correspondant sont $LAr_{electron} > 1$ (seuil bas) et $LAr_{electron} > 2$ (seuil haut).

- La somme des grandes tours dans la région avant($\theta \leq 25^0$) donne l'observable LAr_{IF} et l'élément de déclenchement $LAr_{IF} > 1$.
- On fabrique les éléments de déclenchement $LAR_{E_T} > 1$ et $LAR_{E_T} > 2$ avec la somme scalaire des énergies transverses.
- Pour les courants chargés, on fabrique les éléments de déclenchement $LAR_{E_T^m} > 1$ et $LAR_{E_T^m} > 2$ avec la somme vectorielle des énergies transverses des grandes tours.

Avec ces éléments, sont construits des sous-déclencheurs. Pour l'échantillon **grande énergie transverse** nous utilisons :

- S64 = $LAR_{E_T} > 2$ ET $LAr_{IF} > 1$,
- S75 = $LAr_{electron} > 1$,
- S67 = $LAr_{electron} > 2$.

Pour contrôler l'efficacité des seuils, nous utilisons le sous-déclencheur de monitorage S71 basé sur les éléments de déclenchement des chambres à fils CIP et COP, des chambres à dérive CJC1 et CJC2 et du calorimètre à argon liquide. L'élément de déclenchement ZVTX_sig_1 indique l'existence d'un vertex reconstruit par les chambres CIP et COP . L'élément DCRPh_Tc signale l'existence d'au moins trois traces dans les chambres CJC1 et CJC2. L'élément LAr_Br signale un dépôt d'énergie d'au moins $500 MeV$ dans une grande tour du calorimètre. S71 = ZVTX_sig_1 $\cap$ DCRPh_Tc $\cap$ LAr_Br.

La figure 3.2 montre sur nos données 1997 de courants neutres les efficacités de nos sous-déclencheurs en fonction de $(E_T^{\text{cône}})_{max}$ a) pour un échantillon d'événements sélectionné avec le sous-déclencheur de monitorage et b) pour le lot complet. Un sous-déclencheur seul n'atteint pas 100% d'efficacité sur tous le domaine de d'énergie transverse mais le OU de S64, S75 et S67 est partout efficace à 100%. En a), on vérifie qu'un événement de grand E_T qui déclenche le calorimètre, déclenche sur tous les seuils. En b), on contrôle qu'il y a bien une information du système de déclenchement du calorimètre pour tous les événements de grande énergie transverse.

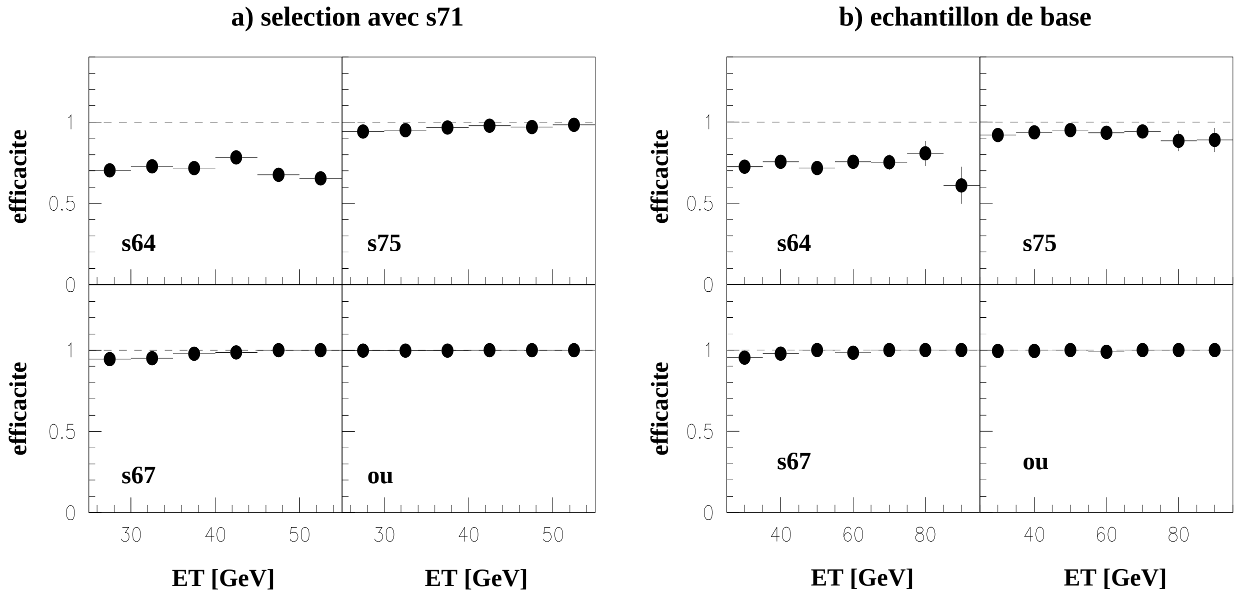


Figure 3.2: **Efficacités de déclenchement par le calorimètre à argon liquide.**
Efficacité des sous-déclencheurs s64=$LAR_{E_T} > 2 \cap LAr_{IF} > 1$, s75=$LAr_{electron} > 1$, s67=$LAr_{electron} > 2$ et du "OU" des trois a) pour un échantillon réduit sélectionné avec le sous-déclencheur de monitorage s71 = ZVTX_sig_1 ∩ DCRPh_Tc ∩ LAr_Br, b) pour tout le lot d'événements de la classe grand E_T.

3.5 Échantillon final

Après avoir éliminé le bruit de fond, nous fabriquons nos échantillons finals.

- L'échantillon **courant neutre** (CN) contient les événements avec aux moins deux jets de $E_T \geq 25GeV$ et de pseudo-rapidité η dans l'intervalle $-0.5 \leq \eta \leq 2.6$. Cette dernière coupure assure que les jets sont complètement contenus dans la partie centrale ou bien dans la partie avant du calorimètre à argon liquide. On compte 9173 événements passant la sélection courant neutre.

- L'échantillon **courant chargé** (CC) contient les événements avec une énergie transverse manquante supérieure ou égale à $25GeV$, au moins un jet de $E_T \geq 25GeV$ et de pseudo-rapidité dans l'intervalle $-0.5 \leq \eta \leq 2.6$. Nous avons 430 événements dans cet échantillon.

3.6 Détermination de la luminosité

Nous avons besoin de connaître la luminosité intégrée correspondant à nos lots d'événements pour déterminer les sections efficaces inclusives. H1 procède à la mesure en ligne de la luminosité par la détection des événements de diffusion élastique radiative $ep \to ep\gamma$. Il s'agit de diffusions ep avec radiation d'un photon dur($E_\gamma \geq 1GeV$) par le positron. La section efficace est connue dans le domaine cinématique correspondant à l'acceptance du luminomètre. La mesure du taux de comptage permet de calculer la luminosité.

3.6.1 Le processus de Bethe et Heitler

Les événements où le positron rayonne un photon sont schématisés par les graphes de Feynman de la figure 3.3. Ils comportent deux propagateurs : un pour le positron et un pour le photon échangé avec le proton. On note Q^2 l'invariant relativiste du propagateur du photon et Q'^2 celui du positron.

La section efficace se comporte comme :

$$\frac{d^2\sigma}{d^2Q^2d^2Q'^2} \sim (\frac{1}{Q^2})^2(\frac{1}{Q'^2 - m_e^2})^2 \tag{3.3}$$

Elle est dominée par les processus où Q^2 et Q'^2 sont presque nuls. Dans la limite où $Q'^2 << M_p^2$ (M_P : masse du proton), la radiation est quasiment colinéaire. La section efficace σ_{BH} correspondante a été calculée par Bethe-Heitler(BH). La section efficace σ_{BH} est calculable avec une grande précision par QED.

3.6.2 Mesure et corrections de la luminosité

La détermination de luminosité de H1 consiste à mesurer le taux de comptage des événements de Bethe-Heitler R_{BH}. Les luminosités instantanée et intégrée en sont déduites : $L = R_{BH}/\sigma_{BH}$ et $\mathcal{L} = N_{BH}/\sigma_{BH}(N_{BH} = \int R_{BH}dt)$.

Deux méthodes sont utilisées dans H1 pour mesurer R_{BH} [2] :

- la méthode de coïncidence demande la détection du positron et du photon dans l'état final,
- la méthode photon compte le nombre d'événements avec un photon d'énergie au dessus d'un seuil.

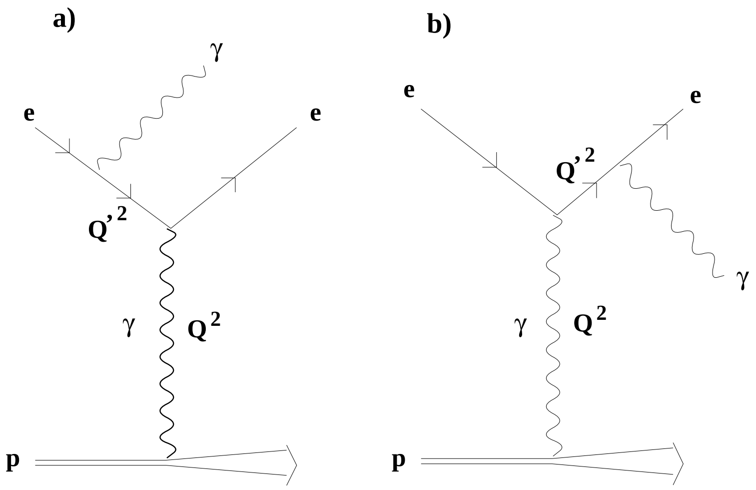


Figure 3.3: **Processus $ep \to ep\gamma$.**
Graphes de Feynman des processus de radiation dure d'un photon par le positron a) dand l'état initial, b) dans l'état final.

Mesure en ligne de la luminosité

H1 utilise la méthode de coïncidence. On compte le nombre de fois où un photon et un électron sont mesurés pendant le même croisement de faisceaux dans le détecteur de photon et dans le détecteur d'électron du luminomètre.

Les données de H1 sont groupées en *runs*: des paquets d'événements enregistrés dans les mêmes conditions de déclenchement et de disponibilité des sous-détecteurs dans l'acquisition. La prise d'un run va de quelques minutes à une heure. On compte de un millier à plusieurs centaines de milliers d'événements. Une mesure run par run de la luminosité $L(run)$ est enregistrée.

On enregistre aussi une mesure L_i par intervalle i de 10 secondes associée à des conditions de fonctionnement des hautes-tensions des sous-détecteurs(par exemple les HT des chambres à dérive peuvent sauter pendant quelques minutes). Ces conditions sont codées dans trois mots de 16 bits appelés “masques de HT”.

Corrections de la luminosité

La luminosité du run correspondant à des conditions de HT données $L_{HTok}(run)$ est la somme des L_i correspondants au masque de HT. Pour chaque analyse, on peut choisir un masque qui garantit que tous les sous-détecteurs nécessaires étaient opérationnels pendant l'enregistrement des événements sélectionnés. Ce masque, est utilisé pour corriger la luminosité run par run. Le facteur de correction est $F_{HT}(run) = L_{HTok}(run)/L(run)$.

Dans notre sélection nous rejetons des événements en coupant sur le vertex : $-40cm \leq z_{vertex} \leq 40cm$. L'acceptance du luminomètre est $-8m \leq z_{vertex} \leq 8m$. Un programme permet de calculer la fraction $F_{vtx}(run)$ de la luminosité d'un run pour une coupure donnée sur le vertex.

Une correction importante à la mesure en ligne vient de l'effet des variations de l'optique des faisceaux sur l'acceptance de l'étiqueteur d'électron. Rappelons que les positrons d'énergie comprise entre 10 et $18GeV$ sont déviés dans le luminomètre par le champ magnétique. L'acceptance du détecteur de photon est beaucoup moins sensible aux conditions de faisceaux. Cet effet est corrigé par le résultat de l'analyse de la luminosité avec la méthode photon qui n'utilise pas le détecteur d'électron. De cette analyse est déduit un facteur de correction $F_{HL}(run)$.

La luminosité finale est donnée par :

$$\mathcal{L} = \sum_i F_{HL}(i) \cdot F_{vtx}(i) \cdot F_{HT}(i) \cdot L(i) \ . \tag{3.4}$$

Le résultat correspondant à notre échantillon est $\mathcal{L} = 35.8 \pm 0.8pb^{-1}$.

Conclusion :

- Deux échantillons ont été constitués pour analyser les événements de grande énergie transverse : un échantillon de 9173 événements avec deux jets de $E_T \geq 25GeV$ dans le domaine de rapidité $-0.5 \leq \eta \leq 2.6$ et un échantillon de 430 événements avec un jet satisfaisant les critères précédents et une énergie transverse manquante $E_T^m \geq 25GeV$. Les jets, identifiés par l'algorithme de cône, peuvent provenir aussi bien d'une gerbe électromagnétique que d'une gerbe hadronique.

- Une combinaison de trois sous-déclencheurs du calorimètre à argon liquide permet de sélectionner les événements qui entrent dans nos lots avec une efficacité de 100%.

- La luminosité intégrée correspondant à nos données est de $35.8pb^{-1}$.

Bibliographie

[1] Thèse d'Axel Pieuchot, CPPM.

[2] N. Gogitidze et S. Levonian, H1-02/96-471.

Chapitre 4

Simulation des processus produisant des électrons et des jets de grand E_T

Nous allons discuter les programmes de générateurs Monte-Carlo qui vont nous servir à simuler les états finals de grande énergie transverse.

- Nous montrerons comment sont traitées les corrections radiatives,
- nous introduirons l'approximation du flux de photons équivalents utilisée pour les événements où le boson intermédiaire échangé est un photon quasi-réel,
- nous discuterons les modèles utilisés pour décrire l'état final au niveau partonique et au niveau hadronique,
- nous terminerons par une courte description de la simulation du détecteur.

4.1 Les variables cinématiques

Nous allons voir comment l'énergie transverse E_T est reliée au variables cinématiques Q^2,x et y habituellement utilisées en physique des diffusions profondément inélastiques. C'est en fonction de ces variables que sont exprimées les lois de probabilité utilisées par les générateurs Monte-Carlo pour tirer les événements.

Notons $k \simeq (E_0, 0, 0, -E_0)$ et $k' \simeq (E, E_T^e \cos\phi_e, E_T^e \sin\phi_e, E\cos\theta_e)$ les quadri-vecteurs énergie-impulsion du positron entrant et sortant, et $p \simeq (E_0^p, 0, 0, E_0^p)$ et $q = k - k'$ ceux respectivement du proton incident et du boson intermédiaire échangé dans la voie t.

L'énergie dans le centre de masse de la collision ep est $\sqrt{s}$ où s est la variable de Mandelstam définie par :

$$s = (k+p)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 4E_0E_0^p \simeq 4E_0E_0^p = (300GeV)^2 \ . \tag{4.1}$$

L'inélasticité de la réaction est :

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \ . \tag{4.2}$$

On peut la calculer à partir de la cinématique du positron :

$$y_e = 1 - \frac{E}{E_0}\sin^2\frac{\theta_e}{2} \ , \tag{4.3}$$

mais aussi à partir de la cinématique de l'état final hadronique suivant la méthode de Jacquet-Blondel [1] :

$$y_{JB} = \frac{\sum_h E_h - P_{z,h}}{2E_0} \ , \tag{4.4}$$

où la $\sum_h$ porte sur tous les hadrons de l'état final.

On peut donner un sens physique à y dans le référentiel où le proton est au repos. C'est la fraction d'énergie du positron incident portée par le photon échangé : $y \simeq \nu'/E_0'$ où ν' est l'énergie du photon échangé et E_0' est l'énergie du faisceau de positron dans le référentiel du proton. Cette interprétation est valable dans le référentiel de laboratoire dans la limite $q^2 \to 0$: $y \simeq \nu/E_0$.

On note Q^2 la virtualité du boson intermédiaire (le moment transféré par ce boson). A partir de la cinématique du positron, on calcule :

$$Q_e^2 = \frac{(P_T^e)^2}{1 - y_e} \ . \tag{4.5}$$

Il existe une relation équivalente pour l'état final hadronique :

$$Q_h^2 = \frac{(P_T^h)^2}{1 - y_{JB}} \ , \tag{4.6}$$

où P_T^h est la somme vectorielle des énergies transverses des hadrons de l'état final.

Nous utiliserons aussi la variable de Bjorken : $x_{Bj} = -q^2/(2p \cdot q)$. Nous la noterons simplement x dans toute la suite.

Toutes ces variables sont reliées entre elles par la relation :

$$Q^2 \simeq sxy \ . \tag{4.7}$$

4.2 Traitement du positron et des radiations QED

Les collisions ep produites à HERA permettent d'étudier un vaste domaine de Q^2, le moment transféré par le boson intermédiaire. Pour des raisons techniques, H1 et ZEUS utilisent deux types de programme de simulation correspondant à deux catégories d'événements. Ces catégories sont séparées de façon artificielle. On considère d'une part les événements où le positron diffusé est observé dans le détecteur principal appelés dans la suite *diffusions inélastiques profondes* (DIP) et d'autre part les événements où il s'échappe dans le tube à vide appelés *photoproduction* car le photon est quasi-réel. Dans le premier cas, le processus dont l'élément de matrice S est calculé prend en compte le positron, alors que dans le deuxième cas le positron est remplacé par un flux de photons équivalents.

La figure 4.1 donne la correspondance entre (E_e, θ_e) et (x, Q^2), où x est la variable de Bjorken. On note que les diffusions dans le tube à vide (i.e. : à grand angle relativement à la direction et au sens du proton incident) se font à bas Q^2. Le positron est observé dans le détecteur principal à partir de $Q^2 > 1.5 GeV^2$[1]. Dans la pratique, la séparation entre les programmes de diffusions inélastiques profondes et de photoproduction se fait à $Q^2 = 4 GeV^2$.

4.2.1 Diffusions inélastiques profondes

Pour la simulation des diffusions inélastiques profondes (DIP), nous utilisons le logiciel DJANGO [7]. Celui-ci interface le programme HERACLES [6] qui génère

[1] On a pu descendre à $Q^2 = 0.35 GeV^2$ en déplaçant le vertex de $70 cm$ vers l'avant.

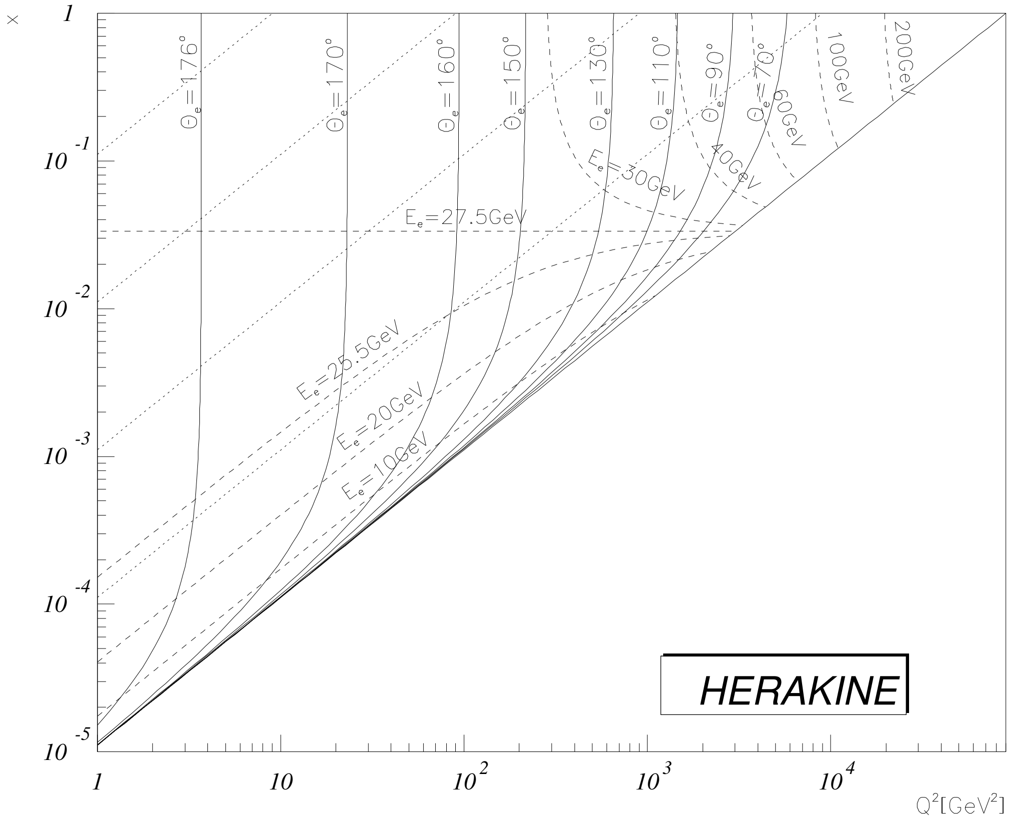


Figure 4.1: **Domaine cinématique de HERA.**
Correspondance entre l'énergie et l'angle du positron diffusé et les variables x et Q^2 dans le domaine cinématique de HERA. L'angle de l'électron est défini relativement à la direction et au sens du proton incident.

les processus $eq \to eq$ à l'approximation de Born avec les programmes LEPTO [8] ou ARIADNE [9] qui décrivent l'état final hadronique avec des éléments de matrice à l'ordre dominant et un modèle de fragmentation partonique. Le modèle de fragmentation de LEPTO est différent de celui de ARIADNE. HERACLES inclut les corrections électromagnétiques à l'ordre α_{em} et les corrections électrofaibles correspondantes.

Les corrections électrofaibles au premier ordre sont de deux types : radiations d'un photon réel (figure 4.2 a) et corrections virtuelles (figure 4.2 b). Les radiations réelles sont faites dans l'état initial ou l'état final par la ligne de courant leptonique ou la ligne de courant du quark. Le programme HERACLES peut calculer toutes les corrections au niveau partonique quand il est utilisé seul. Quand il

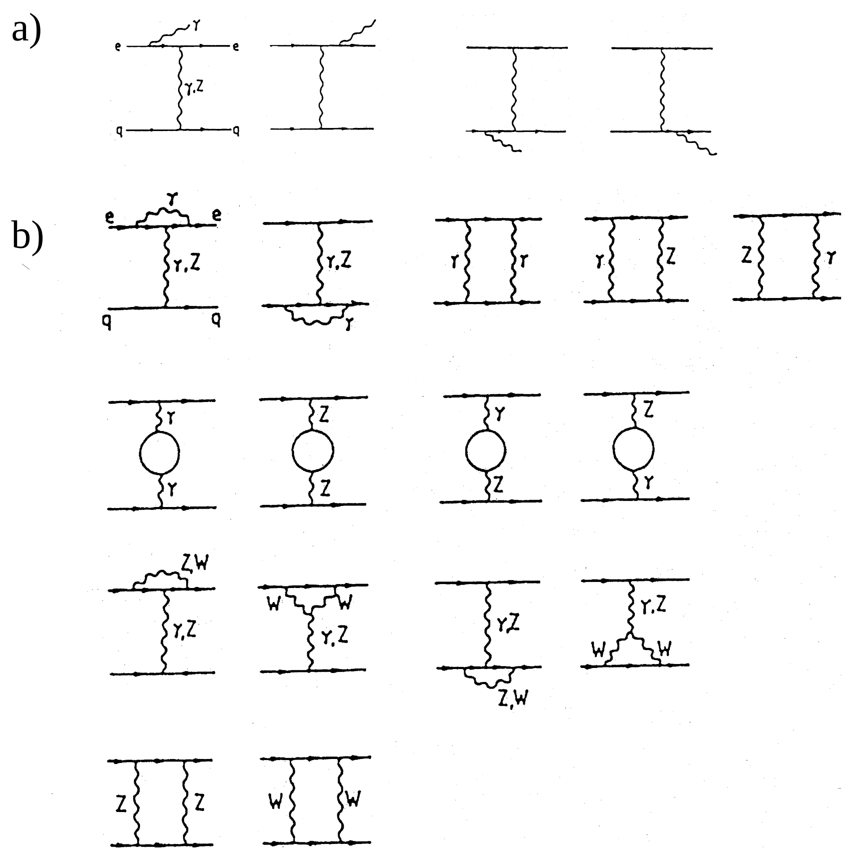


Figure 4.2: **Corrections radiatives du premier ordre aux processus de diffusion *ep*.**
a) Corrections électrofaibles réelles d'ordre α^3. b) Corrections virtuelles d'ordre α^3.

est utilisé dans DJANGO, il doit fournir au générateur d'état final la cinématique d'un processus eq (i.e. : le quadrivecteur énergie-impulsion du boson intermédiaire) sans radiation par le quark. Donc dans DJANGO, HERACLES ne calcule que les corrections radiatives du positron.

Les corrections du courant leptonique dont nous tenons compte sont :

- les boucles et les radiations molles ($E_\gamma \sim 0$),
- les radiations dures dans l'état final,
- les radiations dures dans l'état initial.

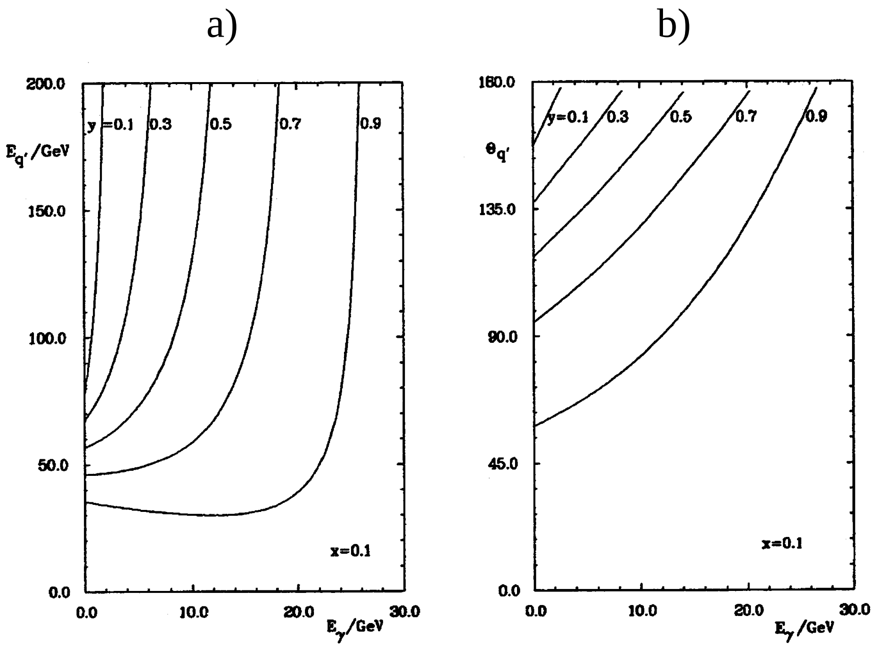


Figure 4.3: **Effet des corrections radiatives sur la cinématique du quark de courant.**
a) Énergie du quark diffusé en fonction de l'énergie du photon émis par le positron incident pour différentes valeurs de y. b) Idem pour l'angle polaire du quark relatif à la direction du positron entrant.

En présence de radiation dans l'état initial, la cinématique reconstruite (apparente) peut-être très différente de la cinématique (vraie) des partons du processus dur. Or, nous voulons connaître le mieux possible la cinématique au niveau partonique car nous utiliserons dans la suite des calculs analytiques pour des processus définis à ce niveau.

Passons en revue les trois points précédents :

Premier point : les corrections ne modifient pas la cinématique des événements, mais jouent sur la normalisation de la section efficace.

Deuxième point : le photon est émis dans le détecteur principal. Dans notre analyse, nous identifierons les positrons avec des critères calorimétriques. Nous introduirons dans le chapître 5 la variable R_{jet} qui peut s'interpréter pour un positron comme l'ouverture angulaire de la gerbe électromagnétique : dans ce cas on demande $R_{jet} < 0.1$. Si le photon est presque colinéaire au positron, alors il contribue à son dépôt d'énergie. On ne fait pas la différence entre les deux car $R_{jet} < 0.1$ et la cinématique n'est pas modifiée. Dans notre analyse, nous sélectionnerons des événements avec des positrons isolés dans un cône de rayon $R = 1$ dans le plan (η, ϕ). Si l'angle entre le photon et le positron est suffisamment grand ($\sqrt{(\eta_e - \eta_\gamma)^2 - (\phi_e - \phi_\gamma)^2} > 1$), alors le photon est isolé dans l'état final et la cinématique est bien mesurée. Si le photon est dans le cône du positron sans être colinéaire avec lui ($R_{jet} < \sqrt{(\eta_e - \eta_\gamma)^2 - (\phi_e - \phi_\gamma)^2} < 1$, alors l'événement est rejeté. Si le photon et le positron se touchent pour former une gerbe de $R_{jet} > 0.1$, l'événement est aussi rejeté.

Troisième point : c'est le cas qui peut poser problème car le photon s'échappe dans le tube à vide et il est dans bien des cas en dehors de l'acceptance du luminomètre. De l'information sur la cinématique de l'événement est perdue.

Nous pouvons comprendre simplement que les événements de grande énergie transverse ont une petite contribution de radiations QED dures dans l'état initial. Pour avoir un grand E_T dans l'état final, il faut que le positron heurte un quark qui porte une grande fraction x de l'impulsion du proton (au moins 10%). La figure 4.3 montre l'effet de l'émission d'un photon colinéaire avec le positron incident sur l'énergie $E_{q'}$ et l'angle polaire $\theta_{q'}$ du quark diffusé. Ici, contrairement à la convention utilisée dans H1 et dans toute la suite de ce document, l'angle polaire est défini relativement à la direction et au sens du faisceau de positrons. Le quark incident porte la fraction $x = 0.1$ de l'impulsion du proton. Les différentes courbes représentent plusieurs valeurs de y. La figure 4.3 b) montre que l'angle de diffusion du quark augmente avec l'énergie de la radiation : plus l'énergie du photon rayonné est grande, plus le quark est diffusé près du tube à vide. On a plus de chance de perdre de l'énergie dans le tube à vide et donc de diminuer l'énergie transverse mesurée. En sélectionnant les grands E_T, on réduit la contribution des radiations dures.

De plus dans la région cinématique qui nous intéresse, on peut montrer qualitativement que la contribution des radiations dans l'état initial diminue à grand x. Soit σ la section efficace inclusive de DIP mesurée. On peut l'exprimer en fonction de l'énergie et de l'angle du positron diffusé, ou bien, ce qui revient au même, en fonction de x et y obtenue par simple changement de variable. On notera alors x_e et y_e, les valeurs expérimentales. Soit la section efficace à l'approximation de Born σ^{Born} (i.e. : en l'absence de radiation). Elle s'exprime en fonction des variables x et y vraies de la cinématique partonique. En présence de photons durs la section efficace mesurée se déduit de la section efficace de Born par la relation [2] :

$$\frac{d\sigma}{dx_e dy_e} = \int_{x_e}^{1} \int_{0}^{y_e} dx dy K(x_e, y_e; x, y) \frac{d\sigma^{Born}}{dxdy}(x, y) \tag{4.8}$$

où $K(x_e, y_e; x, y)$ est une fonction calculée dans [5]. L'intégrale sur x indique que seuls les x plus grands que celui mesuré contribuent. En fonction de x et Q^2, σ^{Born} est de la forme :

$$\frac{d\sigma^{Born}}{dxdQ^2} \sim \frac{1}{Q^2}(1-x)^{a(Q^2)} , \tag{4.9}$$

avec $a(Q^2) \geq 4$. Au delà de $x = 0.8$ les densités de quarks sont presque nulles. Les radiations dures dans l'état initial sont diminuées par la réduction du domaine d'intégration[2].

4.2.2 Photoproduction

Les événements où le positron est diffusé dans le tube à vide sont caractérisés par un petit transfert Q^2 entre le lepton et le proton. Le photon échangé est presque réel, d'où le nom de photoproduction. Ces événements sont simulés avec le générateur PYTHIA [10]. Dans la limite où Q^2 est petit devant l'échelle dure du processus partonique[3], la section efficace de diffusion ep s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dydQ^2} = f_{\gamma,e}(y, Q^2)\sigma_T^{\gamma p}(s_{\gamma p}, Q^2) , \tag{4.10}$$

où $\sigma_T^{\gamma p}(s_{\gamma p}, Q^2)$ ($s_{\gamma p} = ys$: l'énergie dans le centre de masse γp) est la section efficace de diffusion de photons transverses quasi-réels sur le proton. $f_{\gamma,e}(y, Q^2)$ représente le flux de photon de bremsstrahlung. Son expression est :

$$f_{\gamma,e}(y, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi Q^2}(\frac{1+(1-y)^2}{y} - 2m_e^2 y\frac{1}{Q^2}) . \tag{4.11}$$

Si, on néglige la dépendance en Q^2 de $\sigma_T^{\gamma p}$, on peut intégrer séparément $f_{\gamma,e}(y, Q^2)$, on obtient l'approximation du flux de photons équivalents [11] :

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - 2m_e^2 y(\frac{1}{Q^2_{min}} - \frac{1}{Q^2_{max}})) . \tag{4.12}$$

La plus petite virtualité autorisée par la cinématique est :

$$Q^2_{min} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y} . \tag{4.13}$$

En reportant 4.13 dans 4.12 et en négligeant le dernier terme proportionnel à la masse de l'électron, il vient :

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{(1-y)}{m_e^2 y^2}Q^2_{max} - \frac{2(1-y)}{y}) . \tag{4.14}$$

[2] Plus x est grand, plus l'énergie dans le centre de masse de la collisions positron-quark est grande, plus E_T est grand, moins il y a d'espace de phase disponible pour les photons.

[3] Ce qui est vérifié dés lors que l'on observe quelque chose dans le détecteur.

La formule 4.14 est utilisée par PYTHIA qui calcule séparément le flux de photons équvalents et la section efficace $\sigma_T^{\gamma p}$ et qui génère l'état final hadronique.

Remarque :

Dans l'approximation de Weizsäcker-Williams [3, 4], le deuxième terme de 4.12 est négligé :

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} \ . \tag{4.15}$$

4.3 État final hadronique

4.3.1 Les fonctions de structure

Pour définir le contenu en quarks et en gluons du proton pour le calcul des sections efficaces, les programmes de simulation ont besoin des densités de partons $q_i(x,Q^2)$, $\overline{q}_i(x,Q^2)$ et $g(x,Q^2)$. Ces fonctions donnent la probabilité de trouver un quark ou un antiquark de saveur i (i=u,d,s,c...), ou un gluon portant la fraction x de l'impulsion du proton quand on sonde celui-ci avec un processus d'échelle dure Q^2. L'échelle dure peut être choisie suivant les cas comme le moment transféré par le boson intermédiaire ou l'impulsion transverse des partons sortant.

Plusieurs paramétrisations de ces distributions sont obtenues par ajustement contraint des données des différentes expériences de diffusions profondément inélastiques. Elles donnent la dépendance en Q^2 suivant les équations d'évolution de QCD[4]. Techniquement, les paramétrisations nous servent à procéder à l'évolution QCD en fonction de Q^2.

4.3.2 La fragmentation

La fragmentation est l'ensemble des processus de radiation QCD dans l'état initial et dans l'état final. Bien que calculant des éléments de matrice à l'ordre zéro ou au premier ordre en α_s, les programmes PYTHIA et LEPTO (ARIADNE) tiennent compte partiellement des ordres supérieurs avec des modèles de fragmentation. Dans l'état final, la fragmentation des partons du processus dur conditionne la forme des jets(ouverture et masse). Il peut y avoir une ambiguïté sur la formation de ces jets entre les partons du processus durs et ceux de la fragmentation si on se place à des $p_T \sim$ quelques GeV. A grande énergie transverse, la fragmentation a peu de chance de participer à la multiplicité des jets. Deux modèles de

[4] Les équations DGLAP.

fragmentation sont utilisés à HERA : le modèle de la gerbe partonique utilisé par LEPTO et PYTHIA et le modèle des dipôles de couleurs qui peut-être utilisé par ARIADNE à la place du précédent. Nous les passons maintenant en revue.

Modèle de la gerbe partonique

Dans ce modèle, les radiations QCD sont représentées par un nombre arbitraire d'embranchements d' un parton vers deux partons au voisinage de la trajectoire d'un parton dominant entrant ou sortant du processus dur. Les radiations dans l'état initial et dans l'état final sont traitées séparément. L'exemple type est le *bremsstrahlung* QCD. C'est l'analogue de la radiation de photons par une charge électrique dans un potentiel coulombien. Ici, il s'agit de l'émission de gluons par une charge de couleur. Le spectre est décrit par la formule de Weizsäcker-Williams dans laquelle on remplace α_{em} par $\alpha_s \cdot C_F$, ou $C_F = 4/3$ est le facteur de couleur :

$$d\mathcal{P}_{q\to gq}(z, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\frac{dQ^2}{Q^2}P_{gq}(z)dz \ . \tag{4.16}$$

On a utilisé ici la fonction de branchement usuelle des équations de Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (noté dans la suite DGLAP) :

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} \tag{4.17}$$

$\mathcal{P}_{q\to gq}$ est la probabilité qu'un quark de virtualité Q^2 émette un gluon qui porte une fraction z de son impulsion.

La fonction de branchement qui donne un quark avec une fraction d'impulsion z après rayonnement d'un gluon se déduit trivialement de la précédente :

$$P_{qq}(z) = P_{gq}(1-z) = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} \tag{4.18}$$

Les fonctions de branchement d'un gluon vers une paire de gluons (P_{qg}) ou bien une paire $q\overline{q}(P_{gg})$ sont calculées également avec la QCD perturbative.
Examinons le cas simple où il n'y a que des radiations de gluons le long d'une ligne de quark. La section efficace au premier ordre en α_s du processus $\gamma^* q \to qX$ contient une contribution dans la voie t correspondant à l'émission d'un gluon dans l'état initial, une contribution dans la voie s correspondant à une émission dans l'état final et des contributions virtuelles.
Les amplitudes contiennent trois types de singularités :

- les divergences UV absorbées dans $\alpha_s(Q^2)$,

- les singularités virtuelles et colinéaires dans l'état final qui s'annulent entre elles,
- enfin, les singularités colinéaires dans l'état initial qui posent problème.

Ces dernières contribuent sous la forme :

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d}{dk_T^2}\sigma(\gamma^* q \to qg) = e_q^2 \frac{1}{k_T^2}\frac{\alpha_s}{2\pi}P_{qq}(z) \tag{4.19}$$

où k_T est l'impulsion transverse du gluon relativement au quark incident et σ_0 est une constante. Cette équation est valable dans la limite des petits k_T. Dans cette limite, en jauge physique(où les gluons sont transverses) le terme de conservation de l'hélicité au vertex qqg est $\sim k_T$. On a donc dans l'amplitude un terme (conservation d'hélicité au vertex/pôle du propagateur)$\sim k_T/k_T^2$. Il s'ensuit le terme en $1/k_T^2$ dans le module carré. L'intégration des dk_T^2/k_T^2 fait apparaître un logarithme :

$$\int_{\mu^2}^{k_T^{2max}\sim Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} \simeq Log\frac{Q^2}{\mu^2} \tag{4.20}$$

Le paramètre μ^2 est introduit à la main pour régulariser l'intégrale.
L'équation 4.19 a une interprétation probabiliste. La domination de ce type de diagramme se vérifie à tous les ordres en α_s en jauge physique (ou transverse) de sorte qu'on peut construire un diagramme de n émissions successives avec dégradation de la virtualité du parton émetteur $t_i = p_i^2$ et du moment transverse du parton émis k_{iT} à condition de se placer dans une certaine région de l'espace de phase. En effet, examinons le cas de l'émission de deux gluons : $q_1 \to q_2 g_1 \to q_3 g_2$ où q_1 est le quark avant la gerbe partonique et q_3 est le quark qui intéragit avec le photon. L'émission du gluon 2 peut être calculée avec 4.19 à condition que $k_{1T} \ll k_{2T}$. Dans ce cas, la virtualité du quark q_2 est négligeable devant k_{1T}^2 et on peut l'ignorer en calculant l'émission de gluon 2. La contribution de la double émission de gluons s'écrit donc :

$$(\frac{\alpha_s}{2\pi})^2 \int_{\mu^2}^{Q^2} \frac{dk_{2T}^2}{k_{2T}^2} \int_{\mu^2}^{k_{2T}^2} \frac{dk_{1T}^2}{k_{1T}^2} = \frac{1}{2}(\frac{\alpha_s}{2\pi}\ln\frac{Q^2}{\mu^2})^2 \tag{4.21}$$

Si la limite opposée $k_{2T} \ll k_{1T}$ est choisie alors il n'y a pas de dénominateur en k_{2T}^2 qui apparaît et donc pas de grand $(\ln Q^2)^2$. Dans ce cas la contribution en α_s^2 est totalement négligeable face à celle en α_s. On peut étendre cet argument à un nombre arbitraire n de radiations. La contribution la plus forte vient donc avec un arrangement fortement ordonné en impulsion transverse des partons émis. Dans la région de l'espace de phase où l'on a

$$0 \ll k_{1T}^2 \ll k_{2T}^2 \ll \; ... \; k_{n-1T}^2 \ll k_{nT}^2 \ll Q^2 \tag{4.22}$$

alors, on peut écrire l'émission des gluons comme :

$$(\frac{\alpha_s}{2\pi})^n \int_{\mu^2}^{Q^2} \frac{dk_{nT}^2}{k_{nT}^2} \int_{\mu^2}^{k_{nT}^2} \frac{dk_{n-1T}^2}{k_{n-1T}^2} \ldots \int_{\mu^2}^{k_{2T}^2} \frac{dk_{1T}^2}{k_{1T}^2} = \frac{1}{n!}(\frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2})^n \tag{4.23}$$

Si les gluons sont ordonnés d'une autre manière, la contribution de la région de l'espace de phase correspondante perd au moins une puissance de grand logarithme au même ordre en α_s. Dans la pratique : $k_{iT}^2 - k_{i-1T}^2 \sim O(k_{iT}^2)$. L'approximation que nous venons de voir donne son nom au modèle des logarithmes dominants.

On choisit comme paramètre de régularisation $\mu^2 \sim 1GeV$. Les fonction de branchement sont singulières en 0 et en 1. Dans un calcul analytique, l'utilisation de distribution permet d'éliminer ces singularités. Dans les programmes de simulation, le domaine d'intégration est tronqué : $0 < \delta < z < 1$. Dans le processus $a \to bc$, une divergence en $z = 1$ pour b, équivaut à une divergence en $z = 0$ pour c, de sorte que les deux peuvent être traitées en même temps. La coupure $z = \delta$ est optimisée pour éviter un excès d'émission de gluons mous.

Techniquement, LEPTO fait l'approximation de séparer les radiations dans l'état initial et dans l'état final : il n'y a pas d'interférence possible ce qui simplifie beaucoup le problème. Dans notre cas, cette hypothèse est justifiée car nous considérerons dans l'analyse, des jets bien éloignés les uns des autres. Le calcul prend dans les deux cas les processus à l'ordre dominant comme point de départ : les émissions ont pour origine les partons durs. Les partons de la cascade ont une virtualité $m^2 \propto k_T^2$ dont l'arrangement ordonné est équivalent à un arrangement ordonné dans le temps. La virtualité se dégrade au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'élément de matrice avec un k_T de plus en plus faible et par conséquent un angle d'émission autour de la direction du parton dur de plus en plus petit. La cascade s'arrête quand le parton i est quasi-réel($|m^2| \sim 1GeV^2$). L'échelle de la constante de couplage pour chaque vertex est le k_T de la radiation : $\alpha_s = \alpha_s(k_T^2)$. Pour avoir le droit de faire le calcul perturbatif, il faut que k_T soit suffisamment grand par rapport à Λ_{QCD}. Dans la pratique $k_T^{min} \sim 1GeV$. Les partons des radiations dans l'état initial sont de type espace($m^2 < 0$) et la virtualité de départ est $m^2 = -Q_{max}^2$. Dans l'état final, les partons sont de type temps($m^2 > 0$) et la virtualité de départ est $m^2 = Q_{max}^2$. L'échelle Q_{max}^2 est fixée par le processus dur. Il n'y a pas de règle absolue, si ce n'est que le choix doit permettre une bonne description des radiations dans les données. L'usage est de prendre $Q_{max}^2 \sim p_T^2$ où p_T^2 est l'impulsion transverse des partons sortants.

Modèle des dipôles de couleur

Au lieu de LEPTO, DJANGO peut être interfacé avec le programme ARIADNE qui utilise le modèle des "dipôles de couleur" pour décrire les radiations QCD

[15]. Ce modèle présente l'avantage de traiter en même temps les radiations dans l'état initial et l'état final et rend compte naturellement des effets de cohérence entre le processus dur et le reste du proton. Un dipôle de couleur est un système de deux charges de couleur qui s'éloignent : deux partons ou bien un parton et un diquark, l'un appartenant au processus dur et l'autre au reste du proton.

Étudions la topologie du rayonnement d'un dipôle. Soit le processus où deux partons 1 et 2 rayonnent un parton 3. Soit q le quadrivecteur énergie-impulsion(moment dans la suite) du système (123). Notons $s = q^2$ l'énergie dans le centre de masse au carré, p_i le moment du parton i et $E_i = p_i^0$ son énergie. Soit la fraction d'énergie x_i définie par :

$$x_i = \frac{E_i}{\sqrt{s}/2} = \frac{2p_i \cdot q}{s} \ . \tag{4.24}$$

Par construction : $x_i > 0$. La conservation de l'énergie donne :

$$\sum_i x_i = \frac{2(\sum_i p_i) \cdot q}{s} = 2 \ . \tag{4.25}$$

Seulement deux des x_i sont indépendants.

Soit θ_{ij} l'angle entre les partons i et j. On peut relier les angles aux fractions d'énergie :

$$2p_1 \cdot_2 = (p_1 + p_2)^2 = (q - p_3)^2 = s - 2q \cdot p_3 \ , \tag{4.26}$$

$$2E_1 E_2 (1 - \cos\theta_{12}) = s(1 - x_3) \ . \tag{4.27}$$

En divisant par $s/2$ et recommençant pour les paires 23 et 31 il vient :

$$\begin{aligned} x_1 x_2 (1 - \cos\theta_{12}) &= 2(1 - x_3) \ , \\ x_2 x_3 (1 - \cos\theta_{23}) &= 2(1 - x_1) \ , \\ x_3 x_1 (1 - \cos\theta_{31}) &= 2(1 - x_2) \ . \end{aligned} \tag{4.28}$$

On note que $x_i < 1$. D'autre part, on déduit de 4.28 les relations :

$$\begin{aligned} \theta_{12} \to 0 &\iff x_3 \to 1 \ , \\ \theta_{23} \to 0 &\iff x_1 \to 1 \ , \\ \theta_{31} \to 0 &\iff x_2 \to 1 \ . \end{aligned} \tag{4.29}$$

Les relations $0 \leq x_i \leq 1$ et $x_3 = 2 - x_1 - x_2$ déterminent le domaine de x_1 et x_2 : c'est un triangle comme le montre la figure 4.4 a). Les limites $x_i = 1$ correspondent au cas où deux partons sont colinéaires et les $x_i = 0$ correspondent au cas où un parton est mou : figure 4.4 b).

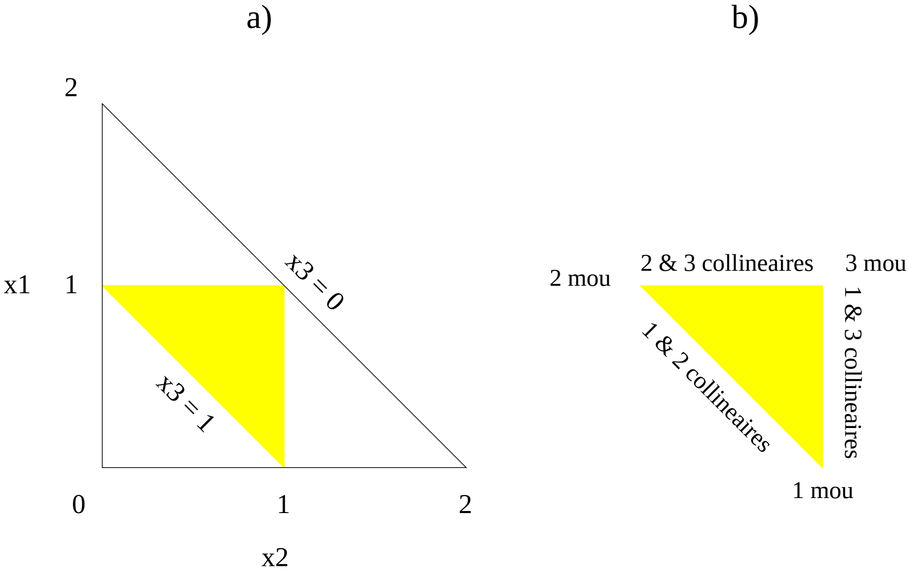


Figure 4.4: **Modèle des dipôles de couleurs.**
a) Domaine accessible pour x_1 et x_2. b) Configurations partoniques correspondant aux limites du domaine.

La section efficace du processus $12 \to 123$ se calcule avec la QCD perturbative [15]. En fonction des x_i, elle est donnée par :

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \ , \tag{4.30}$$

où C_F est le facteur de couleur ($C_F = 4/3$ si $12 = q\overline{q}$, $3/2$ si $12 = qg$ ou gg) et σ_0 est la section efficace de production du dipôle 12.

La section efficace a deux singularités colinéaires : $(1-x_1) \to 0$ quand les partons 2 et 3 sont colinéaires et $(1-x_2) \to 0$ quand les partons 1 et 3 sont colinéaires.

Il y a aussi une singularité infrarouge visible sur la figure 4.4 a) $x_3 \to 0$(donc E_3 aussi) quand $(1-x_1) \to 0$, $(1-x_2) \to 0$ et $(1-x_1)/(1-x_2) \sim$ constant.

D'un point de vue technique, le programme ARIADNE régularise les divergences par des coupures *ad hoc* optimisées pour reproduire les données. Les deux pôles de la section efficace donnent un rayonnement essentiellement proche de l'axe du dipôle. Contrairement au cas du modèle de la gerbe partonique, il n'y a pas d'arrangement ordonné en k_t. Il n'est pas exclu qu'un parton rayonné ait un k_T plus élevé que ceux de l'élément de matrice à bas p_T.

ARIADNE rend compte du flux de particules dans la direction du proton grâce au lien avec le reste.

4.3.3 "Reste" du proton et hadronisation

Le reste du proton

Quand le quark touché par le boson intermédiaire est un quark de valence (q_v), le reste du proton est simplement un diquark composé des deux quarks de valence restants ($q_v q_v$). Dans le modèle de Lund utilisé par nos programmes, une corde de couleur est étirée entre le quark et le diquark pour créer des paires $q\overline{q}$ et ensuite produire des hadrons. Le diquark peut se séparer et ses constituants finir dans des hadrons différents.

Si le quark touché est un quark de la mer (q_m), le reste du proton contient l'anti-quark correspondant ($\overline{q}_m$) en plus des quarks de valence. Si $\overline{q}_m = \overline{u}$ ou $\overline{d}$, il est annihilé avec le quark de valence correspondant et le reste devient le simple diquark du début. Si la saveur est différente, il est assemblé avec un quark de valence pour former un méson $q_v\overline{q}_m$.

Si le quark touché est un anti-quark de la mer ($\overline{q}_m$), alors le reste du proton est un système $q_v q_v q_v q_m$. q_m est combiné de façon aléatoire avec un diquark pour donner un baryon $q_v q_v q_m$. Une corde de couleur est tendue entre le q_v restant et le $\overline{q}_m$ diffusé.

Dans le cas de la fusion boson-gluon ($\gamma^* g \to q\overline{q}$), le reste du proton constitué des trois quarks de valence est divisé en quark et diquark de saveur aléatoire. Deux cordes sont tendues avec le quark et l'anti-quark de la paire produite par la fusion.

Pour le Compton QCD ($\gamma^* q \to qg$), une corde est tendue du quark au gluon, puis du gluon au reste. Celui-ci peut-être cassé suivant les processus précédents.

Quand il y a une gerbe partonique, l'évolution "à rebours" de la gerbe mène à la suppression d'un parton du reste du proton suivant l'un des cas que nous avons évoqués plus haut. La corde tendue entre un quark du processus dur et le reste suit un chemin plus compliqué en passant par tous les partons de la cascade. S'il apparaît une paire $q\overline{q}$ dans la cascade, la corde est coupée en deux parties qui vont s'hadroniser séparément.

L'hadronisation

Comme on ne sait pas décrire le passage du niveau partonique au niveau hadronique avec la QCD perturbative, on a recours à des modèles phénoménologiques. DJANGO et PYTHIA utilisent le modèle "des cordes de Lund" pour l'hadronisation.

Les modèles d'hadronisation sont probabilistes et itératifs. Dans le cas de Lund, une corde de couleur est tendue entre deux partons. Elle se casse et donne un hadron plus une autre corde, et ainsi de suite...

Une corde de couleur est en fait une énergie potentielle entre deux charges, par exemple une paire $q\overline{q}$. Pour rendre compte du confinement et de la liberté asymptotique, on lui donne la forme $V = \lambda d$ où d est la distance entre les charges et λ est en quelque sorte la tension de la corde déterminée par l'étude de la spectroscopie des mésons($\lambda \approx 1 GeV/fm$).

La séparation de la paire $q\overline{q}$ tend la corde et augmente son énergie potentielle jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour créer une nouvelle paire $q'\overline{q}'$ et que le système se casse en deux singulets de couleur $q\overline{q}'$ et $q'\overline{q}$. La façon la plus économique de fabriquer une paire $q'\overline{q}'$ consiste à prendre des quarks légers. Le modèle de Lund en tient compte par des facteurs d'atténuation du taux de production de quarks lourds (typiquement $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$). Le charme et les quarks plus lourds sont produits par les embranchements de QCD perturbative ($g \rightarrow q\overline{q}$). Le processus recommence tant que la masse invariante d'une des corde le permet. Il ne doit rester à la fin que des hadrons sur leur couche de masse. Lors de la création des mésons, le modèle dispose d'une procédure qui choisit entre différents états de spin de façon à respecter globalement le rapport attendu entre scalaires et vecteurs.

Un mécanisme similaire au précédent est utilisé pour fabriquer les baryons à partir de paires diquark-antidiquark.

Puisque la corde de couleur dans le modèle de Lund n'a pas d'excitation transverse, les p_T relatif à la corde des q' et $\overline{q}'$ créés par la cassure se compensent. Néanmoins, on donne à chacun des quarks un moment transverse dont la distribution est gaussienne de sorte qu'il contribue au p_T du hadron dans lequel il se retrouve. La distribution d'impulsion longitudinale est gouvernée par une fonction paramétrisée de la variable d'échelle $z' = (E + P_z)^{\text{hadron}}/(E + P_z)^{\text{quark}}$. Les paramètres sont déterminés par l'expérience.

Dans le cas où plus de deux partons ont la même origine, la corde suit un chemin plus compliqué. Par exemple, pour une gerbe partonique du modèle des logarithmes dominants, la corde sera tendu du quark dur vers un quark du reste du proton en passant par tous les partons de la cascade. Dans le cas simple du rayonnement d'un dipôle $q\overline{q} \rightarrow q\overline{q}g$, la corde va du quark à l'antiquark en passant par le gluon. Les hadrons sont créés le long de la corde. Cela veut dire qu'il y a deux bouts qui peuvent se casser : qg et $g\overline{q}$. Un hadron contiendra le gluon : $h = q'g\overline{q}''$. Les autres particules sont crées le long de $q\overline{q}''$ et $q'\overline{q}$.

Une fois les hadrons constitués, ceux qui sont instables se désintègrent suivant les rapports d'embranchement connus.

Nous montrerons au chapître 5 que l'hadronisation modifie peu la cinématique des jets de grande énergie transverse ($E_T > 60GeV$), en particulier la reconstruction de l'angle polaire.

4.4 Simulation du détecteur

Les Monte-Carlos sont interfacés avec un programme de simulation de la réponse de tous les sous-détecteurs de H1, construit à partir du logiciel GEANT [12].

Deux niveaux de granularité dans la géométrie sont implémentés : un fin et un plus approximatif. Dans le niveau fin la structure longitudinale des calorimètres est implémentée couche par couche et le développement des gerbes y est suivi pas à pas. Les détecteurs de traces sont divisés en volumes pour toutes les cellules actives. Dans le niveau approximatif, les modules des calorimètres sont remplacés par des volumes homogènes. Une paramétrisation des gerbes a été développée [13, 14] permettant de réduire le temps de calcul par un facteur 10. La description des détecteurs de traces est implémentée en un seul volume de gaz. La description fine est utilisée au voisinage des séparations des modules des calorimètres. La description approximative est utililisée dans les volumes pleins.

L'évolution des particules dans le détecteur, à savoir l'ionisation le long des traces et le développement des gerbes dans les calorimètres, est la partie qui consomme le plus de temps dans la simulation. Un programme autonome lui est dédié. Cette étape dure typiquement $200s$ par événement sur les machines SGI du centre de calcul de DESY.

Un autre programme simule la digitisation de la réponse du détecteur. La digitisation est l'étape où les charges déposées (les énergies) sont converties en signaux analogiques (des tensions), eux-mêmes convertis en signaux digitaux (sorties des ADC, TDC et processeurs). Ici, entre en jeux les effets de détecteur dépendant des périodes de prise de données : variations des constantes de calibration, bruit dans les sous-détecteurs... Cette étape dure une fraction de seconde par événement.

Le programme de reconstruction est le même pour les données et pour la simulation.

Conclusion :

- Nous avons montré que pour des raisons techniques, nous utilisons deux générateurs Monte-Carlo : DJANGO pour la simulation des événements avec le lepton diffusé dans le détecteur principal (diffusions inélastiques profondes) et PYTHIA pour ceux avec le positron diffusé dans le tube à vide (photoproduction).

- DJANGO simule, avec l'aide du programme HERACLES, les corrections radiatives électrofaibles du premier ordre pour le lepton. Ces corrections diminuent quand augmentent l'énergie transverse des particules dans l'état final et la fraction d'impulsion du proton x portée par le quark qui est touché par le boson intermédiaire.

- Nous avons vu que le générateur DJANGO peut-être employé avec deux programmes qui simulent l'état final hadronique avec des modèles de fragmentation partonique différents : LEPTO qui utilise le modèle de la gerbe partonique dans l'approximation des logarithmes dominants et ARIADNE qui utilise le modèle des dipôles de couleur.

Bibliographie

[1] A. Blondel, F. Jacquet, Proceedings of the Study of an *ep* Facility for Europe, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391-394.

[2] M. W. Krasny. DPhPe 91-21

[3] C. F. von Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612.

[4] E. J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729.

[5] M. Böhm, H. Spiesberger, Nucl. Phys. B 294 (1987) 1081.

[6] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger et H. J. Möhring, Comp. Phys. Comm. 69 (1992) 155.

[7] DJANGO, G. A. Schuler et H. Spiesberger, Proc. du Workshop Physics at HERA, ed W. Buchmüller and G. Ingelman, Oct. 1991, Vol. 3, 1419.

[8] LEPTO 6.1, G. Ingelman, Proc. du Workshop Physics at HERA, ed W. Buchmüller and G. Ingelman, Oct. 1991, Vol. 3, 1366.

[9] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. 71 (1992) 15.

[10] PYTHIA at HERA, T. Sjöstrand, Proc. du Workshop Physics at HERA, ed W. Buchmüller and G. Ingelman, Oct. 1991, Vol. 3, 1405.

[11] V. M. Budnev, I.F. Ginzburg, G. V. Meledin et V. G. Serbo : Phys. Rep. 15C (1975) 181

[12] R. Brun *et al.*, GEANT-CERN Program Library W5013

[13] S. Peters, Die parametrisierte Simulation elektromagnetisher Schauer, MPI-PhE/92-13. Thèse de doctorat de l'université de Hambourg.

[14] M. Rudowicz, Hadronische Schauersimulation fuer den H1 Detektor, MPI-PhE/92-14. Thèse de doctorat de l'université de Hambourg.

[15] G. Gustafson, Dipole formulation of QCD cascades, Nucl. Phys. B306 (1988) 746.

Chapitre 5

Variables cinématiques et qualité de reconstruction

- Nous allons voir comment nous pouvons reconstruire les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules isolées et des jets.
- Nous montrerons de quelle façon des estimateurs de masses pour les événements adaptés à la topologie sont fabriqués à partir de ces quadri-vecteurs.
- Nous nous assurerons que l'énergie des jets est bien reproduite par la simulation pour pouvoir comparer dans notre analyse les spectres de E_T des jets mesurés et prédits.

5.1 Les canaux à deux ou trois corps

Les événements sélectionnés dans notre analyse sont rangés dans des classes. Chaque classe contient différents canaux. Dans ce chapitre, nous expliquons les procédures d'identification des particules qui permettent d'associer les processus à des canaux. Nous définissons ensuite les classes d'événements.

5.1.1 Les particules sans interaction (PSI)

Les particules sans interaction dans le détecteur (neutrinos) sont recherchés dans le lot d'événements **courants chargés**.

Un candidat "particule sans interaction" (PSI) est identifié par l'énergie transverse manquante dans les calorimètres. La probabilité de choisir un faux candidat à cause de la couverture angulaire limitée de la calorimétrie et de la résolution de la mesure en énergie est discutée au chapitre 5.

5.1.2 Les positrons et les jets

L'algorithme de cône est utilisé pour rechercher les jets composés de dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide. La procédure est décrite au chapitre 3

1) Séparation des positrons et des jets :

Pour séparer les jets créés par des gerbes électromagnétiques de ceux créés par des gerbes hadroniques, on définit les variables suivantes :

le rapport électromagnétique

$$R_{em} = \frac{E_{em}}{E_{jet}} \ , \tag{5.1}$$

où E_{em} est l'énergie du jet déposée dans la section électromagnétique du calorimètre et E_{jet} est l'énergie totale du jet,

le rayon du jet

$$R_{jet} = \sum_{cell} \frac{E_{cell} \cdot \sqrt{\delta\phi_{cell}^2 + \delta\eta_{cell}^2}}{E_{jet}} \ , \tag{5.2}$$

où $\delta\phi_{cell} = \phi_{cell} - \phi_{jet}$, $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ est la pseudorapidité et $\delta\eta_{cell} = \eta_{cell} - \eta_{jet}$. R_{jet} est la distance moyenne des cellules calorimétriques contenues dans le cône

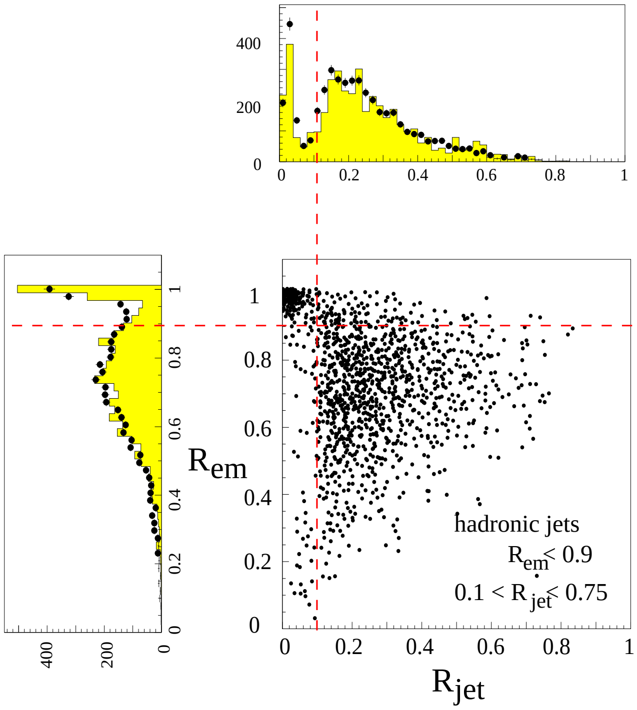


Figure 5.1: **Identification des positrons et des jets.**
Distribution des jets reconstruits par l'algorithme de cône en fonction de la fraction d'énergie électromagnétique R_{em} et du rayon R_{jet}. Les distributions séparées de R_{em} et R_{jet} (projection sur les axes) sont aussi montrées : les données (points) sont comparées aux événements simulés par PYTHIA et DJANGO (histogrammes).

pondérée par leur énergie E_{cell}.

La figure 5.1 montre la distribution des jets dans le plan (R_{jet}, R_{em}) entourée par les projections sur les axes (distributions de R_{jet} et R_{em}). les histogrammes de R_{jet} et R_{em}, on compare les données à des événements simulés par les générateurs (PYTHIA et DJANGO). Pour chaque projection on voit un pic et une bosse. Les pics correspondent à un grand rapport électromagnétique R_{em} et à une petite ouverture angulaire du jet R_{jet}. Ces propriétés caractérisent un candidat positron. Les bosses, qui contiennent des jets avec une grande fraction d'énergie hadronique et un grand rayon, sont typiques des jets hadroniques.

2) Définition d'un candidat jet hadronique :

Nous appelons candidat "jet hadronique" un jet qui satisfait : $R_{em} < 0.9$ et $0.1 < R_{jet} < 0.75$. L'efficacité d'identification a été déterminée sur un échantillon de diffusions inélastiques profondes sélectionné dans les données 1994-96. Les positrons ont été recherchés avec un identificateur standard de H1 et le jet de recul avec notre procédure. 84% des jets hadroniques de $E_T^j \geq 25GeV$ sont identifiés par nos critères, 87% pour $E_T^j > 35GeV$ et 88.5% pour $E_T^j > 45GeV$. Sur un lot d'événements avec un positron entre deux modules calorimétriques sélectionnés de façon indépendante, 3% des positrons sont identifiés comme jets hadroniques.

Définition d'un candidat positron :

Nous appelons candidat "positron" de $E_T^e \geq 25GeV$ un jet qui satisfait les critères suivants : $R_{em} \geq 0.9$ et $R_{jet} \leq 0.1$.

Les candidats positrons de $5GeV < E_T^e < 25GeV$ sont recherchés par un identificateur d'électron spécifique. Le dépot de plus grande énergie dans les sections électromagnétiques de l'argon liquide et de SpaCal est choisi comme candidat positron s'il satisfait certains critères d'isolation [1]. Les détecteurs de traces ne sont pas utilisés pour identifier les candidats (sauf spécification contraire). Dans notre analyse, un candidat positron peut venir aussi bien d'un positron, d'un électron ou d'un photon. Sur un échantillon d'événements simulés par le générateur DJANGO contenant un positron de $E_T^e > 10GeV$, l'efficacité d'identification dépasse 90% et le lot de candidats n'est pas contaminé par des hadrons.

5.1.3 Définition des canaux

Les candidats PSI, e, j doivent être séparés dans le plan (η, ϕ) par une distance $R_{12} = \sqrt{\delta\eta_{12}^2 + \delta\phi_{12}^2} \geq 1$.

Les événements avec n'importe quelle combinaison de deux candidats de $E_T \geq 25GeV$ appartiennent aux canaux à **2 corps**. Ceux avec n'importe quelle combinaison de trois candidats de $E_T \geq 25GeV$ appartiennent aux canaux à **3 corps**. Une combinaison particulière définit un canal : par exemple le canal $e - j$ et le canal $j - j - j$.

Conclusion :

Les événements seront classés par canal à deux ou trois corps d'énergie transverse supérieure à $25GeV$. Chaque corps est soit un candidat positron, soit un candidat particule sans interaction, soit un jet hadronique.

5.2 Variables cinématiques

5.2.1 Angles des positrons

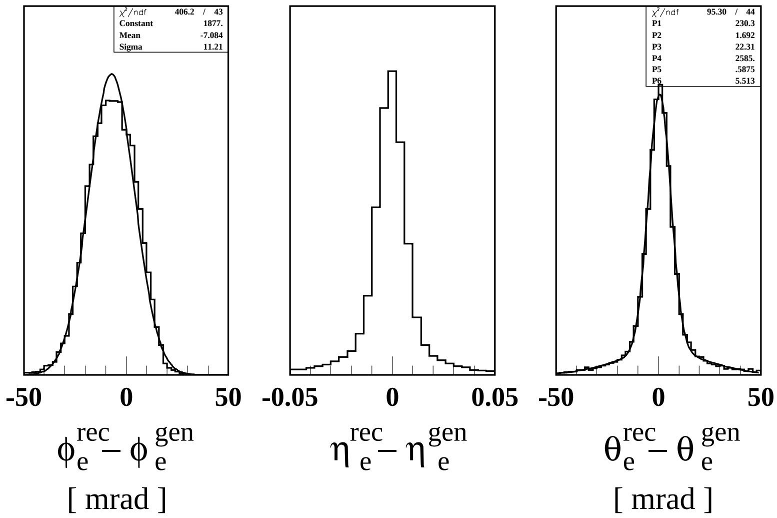


Figure 5.2: **Reconstruction des angles des positrons.**
Comparaison de l'azimut ϕ_e, de la pseudo-rapidité η_e et de l'angle polaire θ_e de positron reconstruits dans le détecteur avec les quantités équivalentes au niveau partonique pour des événements de diffusion inélastique profonde de $Q^2 > 1000GeV^2$ générés par DJANGO.

La pseudo-rapidité η_e et l'azimut ϕ_e d'un positron sont calculés en faisant la moyenne pondérée par l'énergie transverse des pseudo-rapidités et azimuts des dépôts d'énergie associés au candidat positron par la procédure d'identification. L'angle polaire θ_e est calculé à partir de η_e.

La figure 5.2 montre la résolution angulaire sur le positron, obtenue pour des événements de DIP de $Q^2 > 1000GeV^2$ simulés par le générateur DJANGO. On compare la quantité reconstruite dans le détecteur avec celle donnée par le générateur au niveau partonique pour l'azimut ϕ_e, la pseudo-rapidité η_e et l'angle polaire θ_e. L'ajustement contraint d'une gaussienne sur la distribution de ϕ_e permet de mesurer un biais de $7mrad$ sur la valeur moyenne dû au champ magnétique qui dévie la trajectoire. Cette effet est habituellement corrigé. La correction diminue rapidement quand l'énergie augmente. Notons que nous n'aurons pas besoin du ϕ_e dans notre analyse, aussi nous n'appliquons pas de correction. La largeur de la distribution est de $11mrad$. Pour l'angle polaire, on procède à l'ajustement contraint de deux gaussiennes pour décrire le piédestal et le pic. Le piédestal est dû aux radiations de photons par le positron qui sont absorbées dans notre définition du candidat dans le détecteur, mais que nous n'avons pas prises en compte au niveau générateur. C'est un effet de l'ordre du pourcent. La valeur moyenne du pic est de $0.6mrad$ et la largeur de $5.5mrad$. Il n'y a pas de biais notable. Une étude fine de la résolution montre qu'elle varie de $2mrad$ à $6mrad$ suivant la valeur de θ_e.

5.2.2 Angles des jets

La pseudo-rapidité η_j et l'azimut ϕ_j d'un jet hadronique sont calculés en faisant, comme pour le positron, la moyenne pondérée par l'énergie transverse des pseudo-rapidités et azimuts des dépôts d'énergie associés par l'algorithme de cône au jet. L'angle polaire θ_j est calculé à partir de η_j.

La figure 5.4 compare les variables angulaires de jets de $E_T^j > 25GeV$ reconstruites dans le détecteur avec les variables angulaires des partons qui sont à l'origine de ces jets. Des événements $j - j$ de photoproduction simulés par le générateur PYTHIA sont utilisés. La première colonne montre la distribution de la différence des azimuts $\phi_j - \phi_{parton}$, la deuxième colonne montre la distribution de la différence des pseudo-rapidités $\eta_j - \eta_{parton}$ et la troisième colonne montre la distribution de la différence des angles polaires $\theta_j - \theta_{parton}$. Chaque ligne représente un intervalle de R_{jet} (l'ouverture angulaire) différent : de haut en bas $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$, $[0.5, 0.6]$. La résolution est estimée de façon approximative par l'ajustement contraint d'une gaussienne sur chaque distribution, car nous n'avons pas besoin de la connaître avec précision dans notre analyse. Il nous faut l'ordre de grandeur et le comportement en fonction de l'ouverture du jet. On observe une augmentation de la largeur avec l'augmentation de R_{jet} pour les trois variables : la résolution de ϕ_j est comprise entre $35mrad$ et $92mrad$ et celle de θ entre $22mrad$ et $78mrad$. Un biais systématique en ϕ_j petit par rapport à la largeur est observé. Il est dû à la géométrie des modules calorimétriques. Un biais petit par rapport à la largeur est aussi à noter en θ_j pour les jets de grande ouverture ($R_{jet} > 0.4$). Il n'est pas visible pour $E_T^j > 60GeV$.

La figure 5.5 montre les mêmes distributions pour les jets de $E_T^j > 60GeV$ sur lesquels va se concentrer notre analyse. La résolution de l'angle polaire θ_j est comprise entre $13mrad$ et $35mrad$ pour de jets d'ouverture angulaire $0.1 < R_{jet} < 0.5$.

Pour les deux populations de jets précédentes, les figures 5.6 et 5.7 montrent les mêmes distributions, mais cette fois, les jets sont reconstruits à partir des hadrons (connus par le générateur) au lieu des dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide. Pour les jets de $E_T^j > 25GeV$ et de $R_{jet} < 0.5$, la résolution en θ_j est meilleure d'un facteur 2 et celle en ϕ_j est meilleure d'un facteur 2 à un facteur 4 :

les effets de détecteur sont dominants dans la dégradation de la résolution. Pour les jets de $E_T^j > 60GeV$ et $R_{jet} < 0.5$ qui nous intéressent plus particulièrement, on gagne environ 30% sur la résolution en θ_j et 40% sur la résolution en ϕ_j. Pour les jets de très grande énergie transverse, le détecteur ne dégrade pas beaucoup la résolution angulaire. Celle-ci est contrôlée essentiellement par les processus de fragmentation partonique et d'hadronisation.

Il existe une méthode inclusive utilisée dans H1 pour mesurer l'angle polaire effectif γ du système hadronique [6] dans le but de reconstruire les variables cinématiques des DIP (par ex. pour les courants chargés). Pour les événements $e-j$, cela équivaut à mesurer l'angle du jet (on notera dans ce cas $\gamma = \theta_{E-Pz}$). Cette méthode est basée sur la somme ($\sum_h$) de tous les dépôts d'énergies de l'état final hadronique (i.e. autres que la gerbe du positron dans le canal $e-j$):

On note

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \; . \tag{5.3}$$

L'impulsion transverse de l'état final hadronique est

$$p_T^{had} = \sqrt{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2} \; . \tag{5.4}$$

Avec ces deux quantités, on reconstruit

$$tg\frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma}{p_T^{had}} \; , \tag{5.5}$$

d'où l'on tire γ.

La figure 5.3 compare, pour des événements de DIP à $Q^2 > 1000GeV^2$ et $E_T^j > 60GeV$ simulés avec DJANGO, $\gamma(= \theta_{E-Pz})$ avec l'angle polaire du quark diffusé (θ_{parton}).

La résolution sur θ_{E-Pz} est partout moins bonne que celle sur θ_j (voir figure 5.5): de $21mrad$ pour $0.1 < R_{jet} < 0.2$ ($13mrad$ pour θ_j), elle passe à $86mrad$ pour $0.3 < R_{jet} < 0.4$ ($22mrad$ pour θ_j).

La valeur moyenne présente un biais important de $20mrad$ pour $0.1 < R_{jet} < 0.2$ et de $35mrad$ pour $0.2 < R_{jet} < 0.3$. On n'observe pas un tel biais pour θ_j.

Dans la suite nous utiliserons toujours θ_j pour reconstruire l'angle des jets.

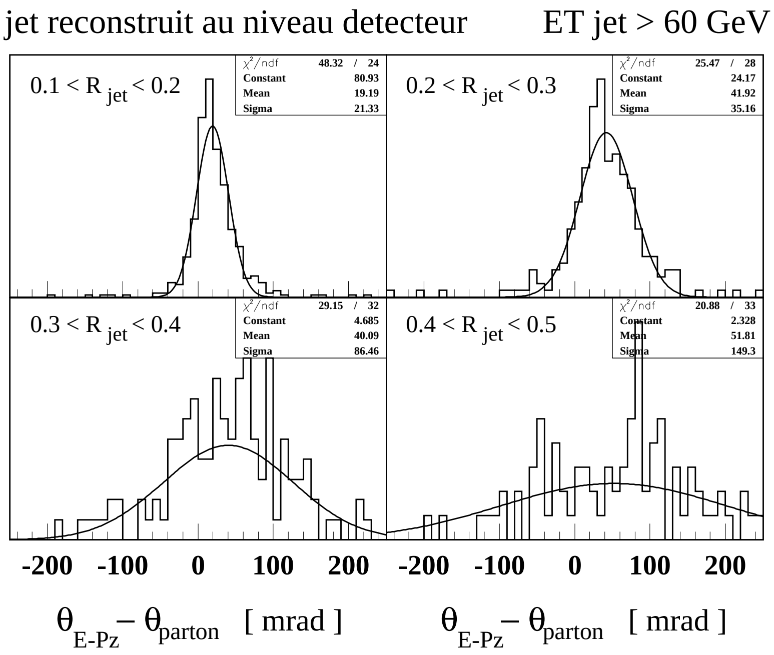


Figure 5.3: **Reconstruction de l'angle polaire du jet à partir de tout l'état final hadronique.**
Comparaison de l'angle polaire d'un jet θ_{E-Pz} mesuré à partir de l'ensemble de l'état final hadronique avec l'angle du parton origine du jet θ_{parton} pour des événements générés par DJANGO de $Q^2 > 1000GeV^2$. On sélectionne les jets de $E_T^j > 60GeV$ et différents domaines en R_{jet} : $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$.

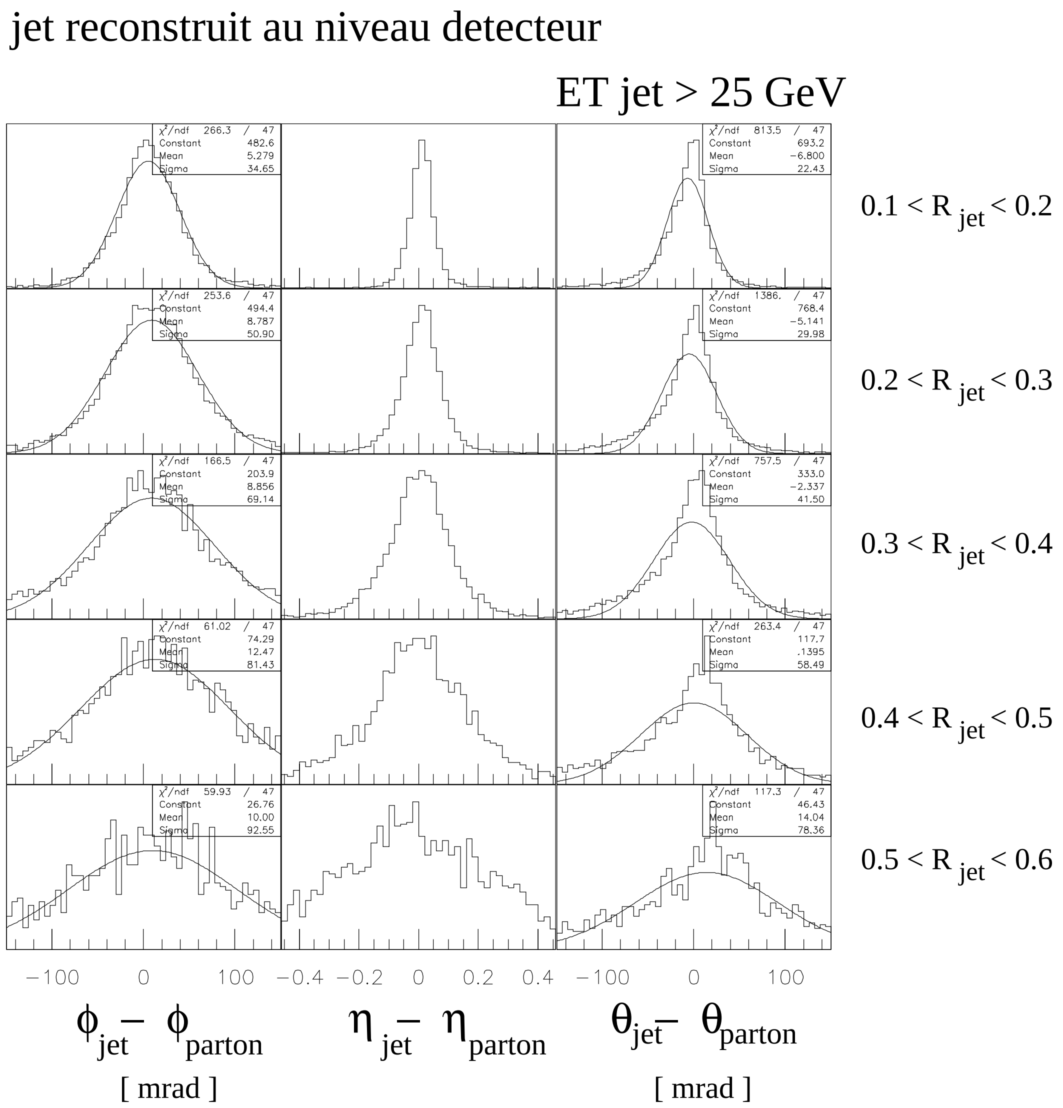


Figure 5.4: **Reconstruction des angles des jets de $E_T^j \geq 25 GeV$ dans le détecteur.**
Comparaison de l'azimut ϕ_j, de la pseudo-rapidité η_j et de l'angle polaire θ_j d'un jet hadronique de $E_T^j \geq 25GeV$ reconstruits dans le détecteur avec les quantités équivalentes au niveau partonique pour des événements générés par PYTHIA. Pour chaque ligne, on sélectionne un domaine d'ouverture angulaire du jet différent : $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$, $[0.5, 0.6]$.

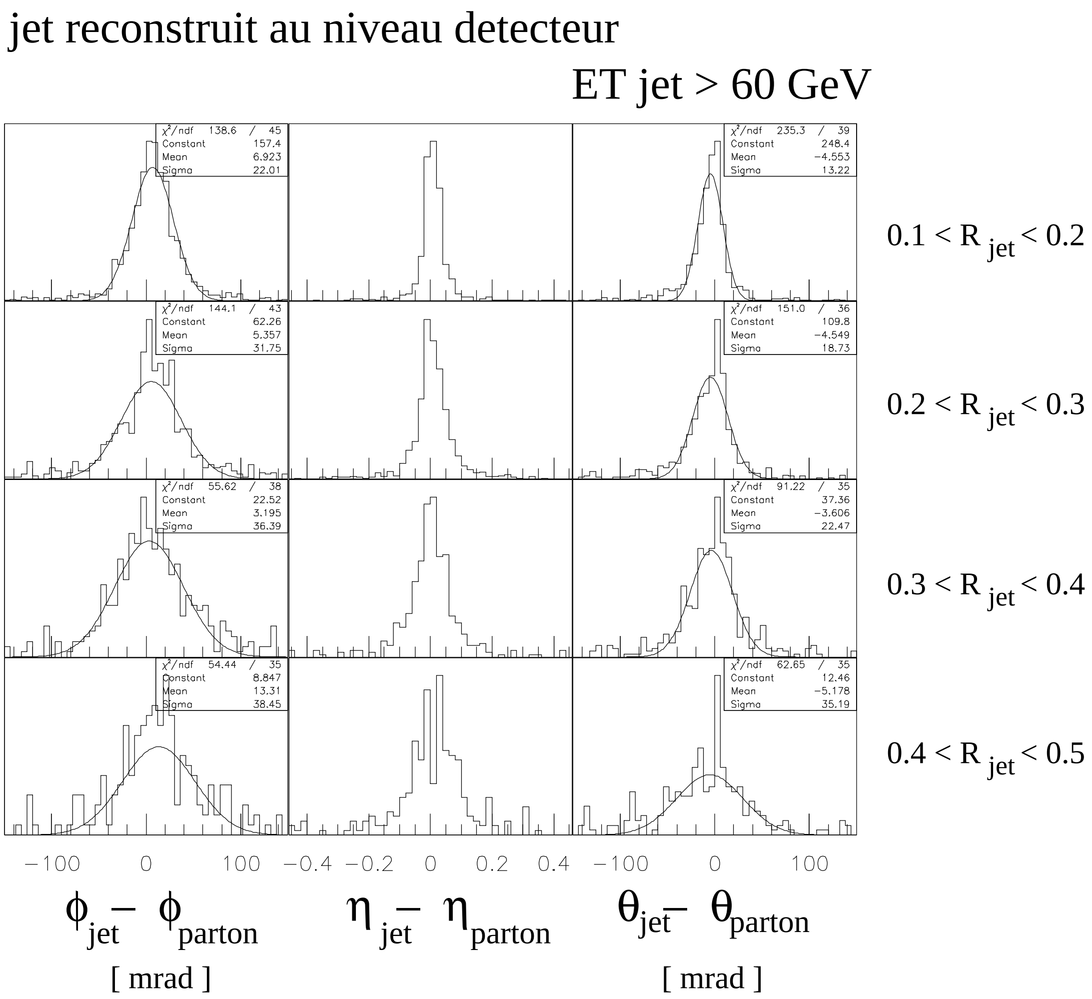


Figure 5.5: **Reconstruction des angles des jets de $E_T^j \geq 60 GeV$ dans le détecteur.**
Comparaison de l'azimut ϕ_j, de la pseudo-rapidité η_j et de l'angle polaire θ_j d'un jet hadronique de $E_T^j \geq 60 GeV$ reconstruits dans le détecteur avec les quantités équivalentes au niveau partonique pour des événements générés par PYTHIA. Pour chaque ligne, on sélectionne un domaine d'ouverture angulaire du jet différent : $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$.

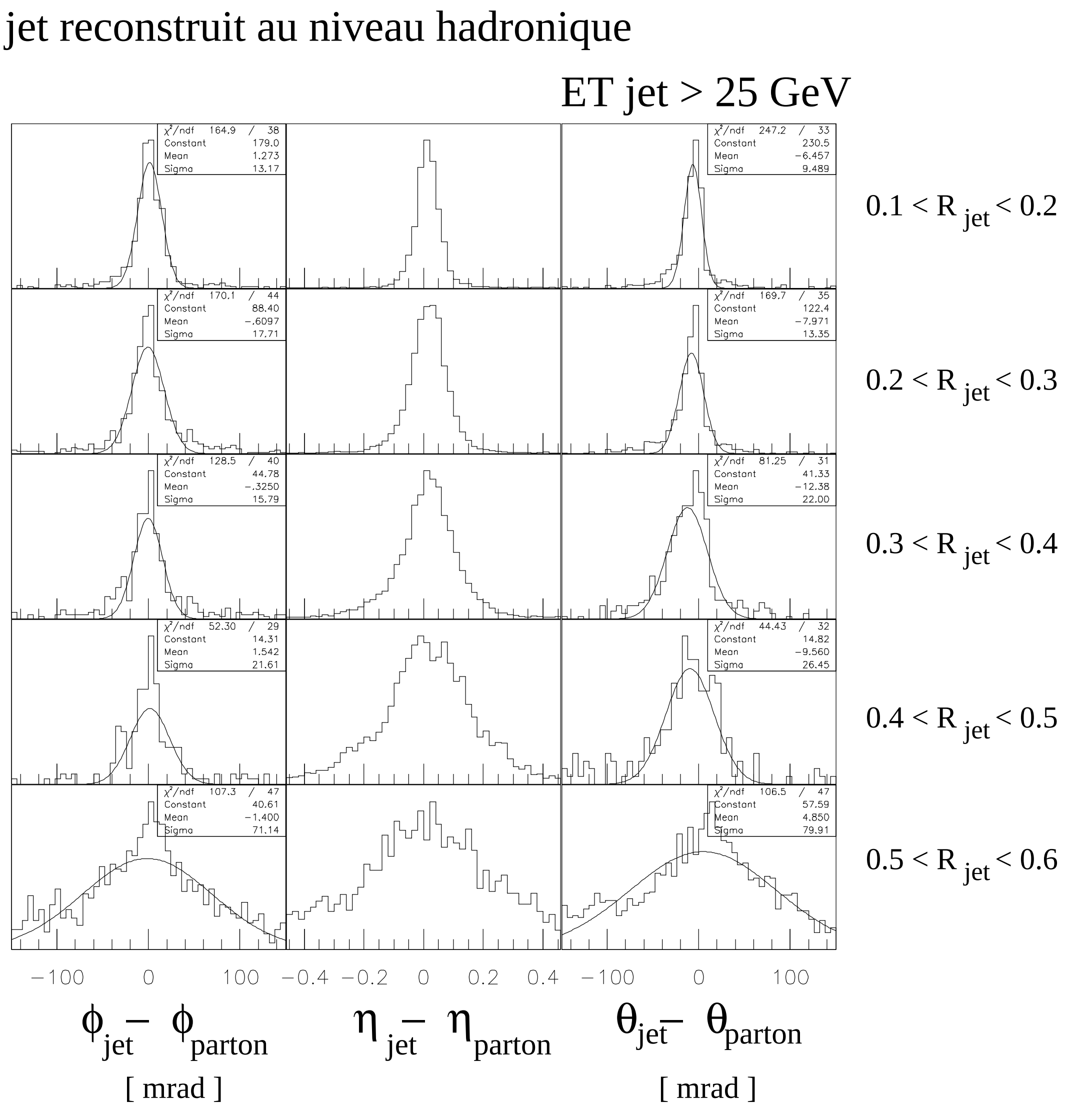


Figure 5.6: **Reconstruction des angles des jets de $E_T^j \geq 25GeV$ au niveau hadronique.**

Comparaison de l'azimut ϕ_j, de la pseudo-rapidité η_j et de l'angle polaire θ_j d'un jet hadronique de $E_T^j \geq 25GeV$ reconstruits au niveau des hadrons avec les quantités équivalentes au niveau partonique pour des événements générés par PYTHIA. Pour chaque ligne, on sélectionne un domaine d'ouverture angulaire du jet différent : $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$, $[0.5, 0.6]$.

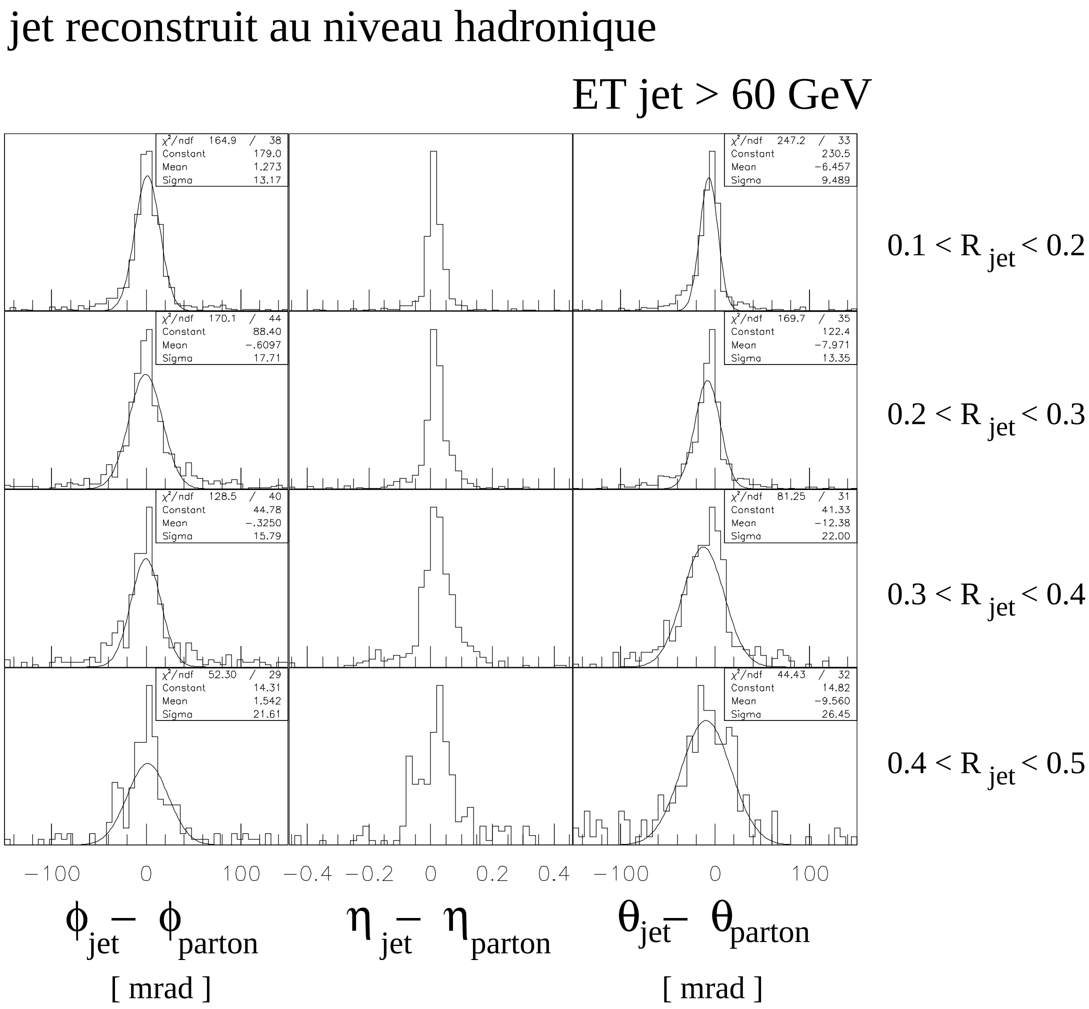


Figure 5.7: **Reconstruction des angles des jets de $E_T^j \geq 60GeV$ au niveau hadronique.**

Comparaison de l'azimut ϕ_j, de la pseudo-rapidité η_j et de l'angle polaire θ_j d'un jet hadronique de $E_T^j \geq 60GeV$ reconstruits au niveau des hadrons avec les quantités équivalentes au niveau partonique pour des événements générés par PYTHIA. Pour chaque ligne, on sélectionne un domaine d'ouverture angulaire du jet différent : $R_{jet} \in [0.1, 0.2]$, $[0.2, 0.3]$, $[0.3, 0.4]$, $[0.4, 0.5]$.

5.2.3 Reconstruction de l'énergie

Nous discutons ici la qualité de la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre à argon liquide qui reçoit les objets de grande énergie transverse. L'échelle d'**énergie brute** (avant correction) a été choisie pour donner la bonne valeur à l'énergie des gerbes **électromagnétiques**[1]. L'énergie des électrons a fait l'objet d'études détaillées [3]; nous n'y reviendrons pas ici. Notre point de départ est donc la mesure de l'énergie avec l'échelle électromagnétique.

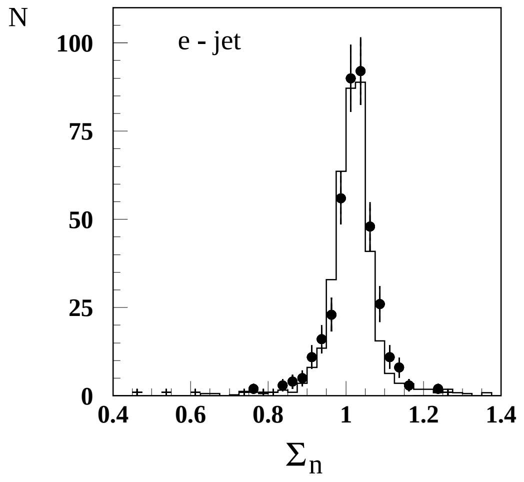


Figure 5.8: **Reconstruction de Σ_n pour l'échantillon $e-j$.**
Distribution de Σ_n pour des événements avec un électron et un jet, chacun avec $E_T > 50 GeV$. Les données sont comparées à des événements simulés par DJANGO.

la variable Σ_n

Le flux d'énergie normalisé dans la direction du positron incident, que nous notons Σ_n, est défini par :

$$\Sigma_n = \frac{\sum_i E_i(1-cos\theta_i)}{2E_0} \ , \tag{5.6}$$

où la $\sum_i$ porte sur les paquets d'énergie reconstruits dans le calorimètre à argon liquide et SpaCal et où E_0 est l'énergie nominale du faisceau de positrons. La valeur de Σ_n est centrée sur 1 pour tous les événements où le positron est diffusé dans les calorimètres (DIP) et qui n'ont pas de radiation dure de photon dans

[1]initiées par des positrons, des électrons et des photons.

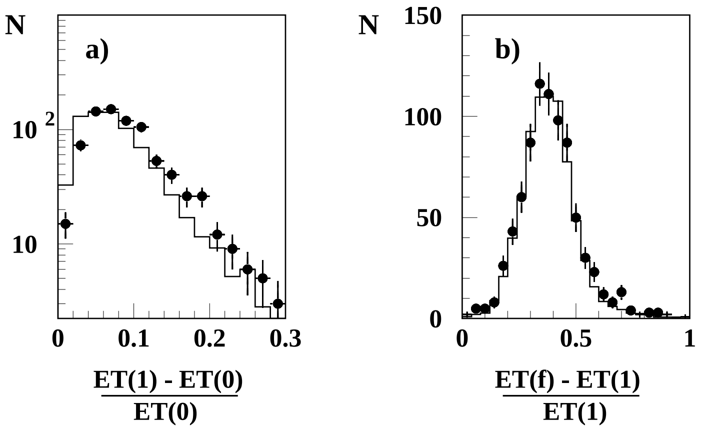


Figure 5.9: **Corrections de l'énergie des jets.**
a) Distribution de la correction de matériaux morts appliquée aux jets de $E_T^j > 30 GeV$. b) Distribution de la correction de la non-compensation de l'énergie hadronique par le calorimètre à argon liquide. Les distributions des données (les points) sont comparées aux distributions simulées par PYTHIA (les histogrammes).

l'état initial. Dans les processus de photoproduction et dans ceux qui ont une radiation dure dans l'état initial colinéaire au positron incident, la variable $1-\Sigma_n$ mesure la fraction d'énergie du positron incident emportée par le positron (photoproduction) ou le photon (DIP radiative). Dans notre analyse, nous étudions les événements contenus pour lesquels moins de 20% de l'énergie de l'interaction initiale peut échapper à la détection dans la direction du positron incident ($\Sigma_n \geq 0.8$). Notre compréhension de la résolution de la mesure de Σ_n est illustrée par la figure 5.8. Elle montre la distribution de Σ_n pour l'échantillon d'événements de DIP avec le positron et le jet de $E_T \geq 50 GeV$. Les données (points) sont comparées à la simulation faite avec le générateur DJANGO. La résolution de la mesure est bien décrite par la simulation, ce qui nous autorisera dans la suite à sélectionner le domaine de Σ_n de notre choix sans introduire de biais. Il faut noter d'autre part que la contribution des événements avec une radiation dure dans la direction du positron incident, conduisant à une petite valeur de Σ_n, est négligeable pour les événements avec un grand E_T détecté.

l'énergie transverse des jets hadroniques

L'énergie transverse d'un jet hadronique (ou un d'électron) E_T^j (E_T^e), est la somme des énergies transverses déposées dans chaque cellule calorimétrique appartenant au jet (candidat électron). Les énergies des cellules sont pondérées pour tenir

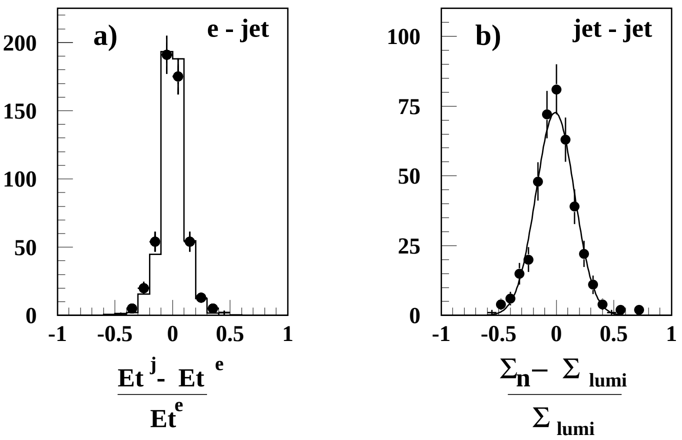


Figure 5.10: **Échelle absolue de l'énergie corrigée des jets.**
a) Balance de E_T^e et E_T^j pour interactions à courant neutre où $E_T^e > 50GeV$ et $10^o \leq \theta_j \leq 50^o$ selectionnées dans les données (les points) et simulées par le générateur DJANGO (l'histogramme). b) Comparaison de Σ_n déterminée à partir de l'état final hadronique avec $\Sigma_{lumi} = 1 - E_{lumi}^e/E_o$ déterminée à partir de l'énergie déposée dans le détecteur d'électron du système de luminosité, pour des événements de photoproduction avec deux jets de $E_T^j > 25GeV$.

compte de la perte d'énergie dans les matériaux morts. Les cellules des jets hadroniques reçoivent une pondération supplémentaire pour tenir compte du fait que le calorimètre à argon liquide ne compense pas pour la mesure de l'énergie des hadrons. La procédure de calibration est décrite dans [2].

1) correction des pertes d'énergie dans les matériaux morts :

La figure 5.9 a) présente la distribution de la correction de matériaux morts appliquée aux jets dans les échantillons de données (respectivement Monte-Carlo). La valeur moyenne est de 9.3% (7.9%) pour un écart type de 5.2% (5.0%). La simulation reproduit bien la correction des données avec un accord à mieux que 1.5%.

2) pondération de l'énergie hadronique :

La figure 5.9 b) montre la correction pour passer de l'échelle d'énergie électromagnétique à l'échelle d'énergie hadronique. La valeur moyenne est 38.7% (38.0%) et l'écart type est de 13.3% (11.9%). Ici encore, l'accord entre la simulation et les données est bon.

Les différences de correction entre les données et la simulation seront prises en compte dans les erreurs systématiques (voir chapitre 7 paragraphe 7.3). La correction de matériaux morts et la pondération de l'énergie hadronique sont les sources de queues non gaussienne des distributions de résolution de la mesure de E_T^j. Ces queues sont bien décrites par la simulation Monte-Carlo ce qui permet un contrôle des spectres de E_T^j qui tombent très rapidement.

3) comparaison des échelles d'énergies relatives électromagnétique et hadronique :

Nous vérifions maintenant l'échelle relative électromagnétique-hadronique de l'énergie transverse corrigée E_T^j dans le domaine cinématique de notre analyse. La figure 5.10 a) montre une comparaison des énergies transverses reconstruites pour le positron et le jet pour un échantillon d'événements de DIP à courant neutre avec $E_T^e \geq 50GeV$ et un jet avec un angle polaire dans la région $10° \leq \theta_j \leq 50°$. Ce domaine cinématique est particulièrement important pour notre analyse car les jets de grande énergie transverse sont créés principalement par des processus impliquant des quarks qui portent une grande fraction de l'impulsion du proton, ce qui conduit à un *boost* de Lorentz important dans la direction du proton incident. Les distributions des données et de la simulation Monte-Carlo sont toutes les deux centrées sur 0 à mieux que 1% (respectivement -0.4% et -0.1%). Leurs écarts types valent 11% à 1% près (respectivement 12% et 11%). Ce bon accord donne une limite haute sur la résolution de l'énergie hadronique pour $E_T^j \geq 50GeV$. Notons que la queue de distribution pouvant conduire à une surestimation de E_T^j est petite et bien décrite par la simulation.

4) test de l'échelle absolue d'énergie hadronique :

La consistance entre les échelles d'énergies relatives électromagnétique et hadronique que nous venons de vérifier laisse une incertitude sur l'échelle absolue de l'énergie mesurée dans le calorimètre à argon liquide. Cette échelle absolue est testée en utilisant des événements de photoproduction avec un positron diffusé à petit angle ($\pi - \theta_e \leq 5mrad$) dans le détecteur d'électron du système de luminosité situé à $z = -33m$ en aval du point d'interaction nominal. Pour ces événements, Σ_n peut être déterminé par deux méthodes :

a) avec l'énergie mesurée dans le calorimètre à argon liquide,

b) avec l'énergie déposée dans le détecteur d'électron du luminomètre.

Dans le cas b), l'énergie est connue à mieux que 1% par des études précises des processus de Bethe-Heitler ($ep \to ep\gamma$). La figure 5.10 b) montre la comparaison entre les mesures de Σ_n faites par les deux méthodes pour un échantillon d'événements contenant au moins deux jets de $E_T^j \geq 25GeV$. On note Σ_{lumi} la mesure faite avec le système de luminosité. L'ajustement contraint d'une gaussienne sur la distribution donne un pic à -0.9% et une largeur $\sigma = 16.6\%$. Là encore, on note l'absence d'une large queue de distribution pouvant conduire à une surestimation de E_T^j.

Les études que nous venons de voir montrent que la précision sur l'échelle d'énergie absolue pour la mesure de E_T^j est meilleure que 2% pour les jets se trouvant dans le domaine cinématique intéressant pour notre analyse. De plus les effets dus à la résolution sont bien reproduits par la simulation Monte-Carlo.

5.2.4 L'énergie transverse manquante E_T^m

L'énergie transverse manquante E_T^m est le module de la somme vectorielle des énergies transverses de tous les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Pour les événements qui ont une grande énergie tranverse manquante associée à un jet de grande énergie transverse, la qualité de la reconstruction de E_T^m est la même que celle de E_T^j.

5.2.5 L'énergie transverse manquante projetée E_T^{m-p}

L'énergie transverse manquante projetée E_T^{m-p} est calculée par la projection de la somme vectorielle des énergies transverses de tous les dépôts d'énergie dans les calorimètres sur le plan perpendiculaire à l'axe de chaque candidat positron, muon, jet et en choisissant la plus grande valeur. Cette variable est introduite pour gagner de la sensibilité de détection des particules sans interaction produites avec un petit E_T^m dans les événements avec plusieurs jets. Pour les événements contenant des jets de grand E_T^j, la résolution de E_T^m est limitée par les fluctuations statistiques dans la mesure des énergies des jets qui simulent la présence d'une particule sans interaction émise dans la direction parallèle à l'axe du jet. La variable E_T^{m-p} permet de minimiser cet effet et de réduire le bruit de fond des faux événements avec énergie transverse manquante pour ceux dont la particule sans interaction à une moment transverse par rapport à l'axe du jet qui n'est pas négligeable.

La figure 5.11 compare les résolutions de E_T^m et de E_T^{m-p} pour des événements à courant neutre. La distribution de E_T^m présente une queue de résolution qui n'est pas visible sur La distribution de E_T^{m-p}. Les deux distributions sont bien reproduites avec des événements simulés par le générateur DJANGO.

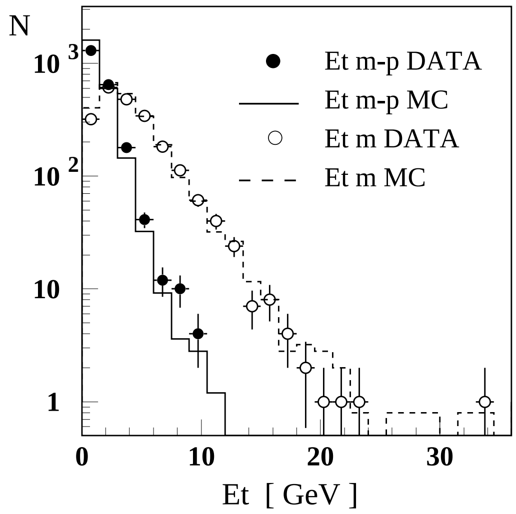


Figure 5.11: **Énergie transverse manquante.**
Comparaison des résolutions de l'énergie transverse manquante E_T^m et de l'énergie transverse manquante projetée E_T^{m-p} pour des événements à courant neutre pris dans les données (points noirs pour E_T^{m-p} et blancs pour E_T^m) et générés par DJANGO (traits pleins pour E_T^{m-p} et tirets pour E_T^m).

5.3 Estimateurs de masses

Nous étudions ici la qualité de la reconstruction de la masse invariante de l'état final par différents estimateurs. Cela nous sera utile dans le chapitre 7 pour tester l'hypothèse de l'observation d'une résonance étroite aux alentours de $200 GeV$ suggérée par [6].

L'énergie effective dans le centre de masse de l'interaction positron-quark $\hat{s}$ est proportionnelle à la fraction d'impulsion x du proton portée par le parton entrant dans le processus dur : $\hat{s} = sx$ où s est l'énergie dans le centre de masse de la collision ep. Mesurer $\hat{s}$ est donc équivalent à mesurer x. De plus, dans l'hypothèse de la formation d'une résonance dans la voie s, la masse de cette résonance est justement la masse invariante du système positron-parton incident : $M = \sqrt{\hat{s}}$.

Nous testons ici trois méthodes de reconstruction de $\hat{s}$ sur un modèle simple de particule hypothétique de masse $M = 210 GeV$ et de largeur nulle qui se désintègre en $e-j$, $j-j$ ou $e-j-j$. Il n'y a aucune dynamique derrière ce modèle, juste de la cinématique.

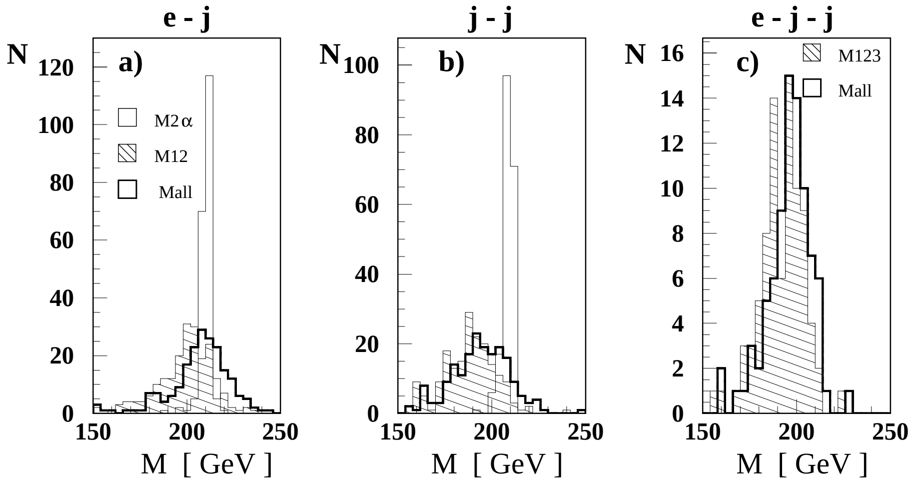


Figure 5.12: **Reconstruction de la masse en cas de résonance.**
Comparaison de la masse double-angle $M_{2\alpha}$ avec la masse invariante des quadrivecteurs énergie-impulsion $M_{12}(M_{123})$ et la masse invariante de toutes les particules mesurées dans l'état final M_{all} a) pour des événements $e-j$, b) $j-j$ et c) $e-j-j$ produits par la désentégration d'une particule de masse égale à $210GeV$. Dans le dernier cas, $M_{2\alpha}$ n'a pas de sens.

Tableau 5.1: Comparaison de 3 méthodes de reconstruction de masse sur une particule hypothétique de $M = 210GeV$.

canal	*méthode*	*valeur moyenne*	*écart type*
$e-j$	$M_{2\alpha}$	210.4	3.4
	M_{12}	198.9	14.5
	M_{all}	206.9	15.7
$j-j$	$M_{2\alpha}$	208.8	3.2
	M_{12}	188.0	13.9
	M_{all}	194.0	15.2
$e-j-j$	M_{123}	192.0	11.7
	M_{all}	196.1	11.9

La méthode des quadrivecteurs

Elle s'applique de la même façon à tous les canaux. Elle est basée sur la mesure de l'énergie transverse et des angles de tous les corps de $E_T > 25GeV$ dans l'état final. On reconstruit les quadrivecteurs énergie-impulsion p_i de masse nulle de ces corps et on calcule leur masse invariante au carré :

$$2 \text{ corps}: \; M_{12} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} \;, \quad 3 \text{ corps}: \; M_{123} = \sqrt{(p_1 + p_2 + p_3)^2} \;. \tag{5.7}$$

La méthode double-angle

Cette méthode s'applique uniquement aux canaux qui entrent dans la classe **deux corps**. Elle se sert uniquement des angles polaires et suppose que toute l'énergie du positron incident E_0 est utilisée dans la réaction, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de radiation dans l'état initial :

$$M_{2\alpha} = \frac{2E_0}{\sqrt{tg(\theta_1/2)tg(\theta_2/2)}} \;. \tag{5.8}$$

Habituellement, cette méthode est utilisée à HERA pour des événements à grand Q^2 avec l'angle du jet mesuré de façon inclusive ($\theta_{jet} = \theta_{E-Pz}$). Nous utiliserons , dans l'analyse, l'angle du cône, car nous avons montré dans le paragraphe 5.2.2 que l'estimateur θ_{E-Pz} présente un biais important et a une résolution moins bonne que celle de $\theta_{\text{cône}}$.

La méthode de la masse totale de l'état final

Cette méthode s'utilise pour tous les canaux des classes **deux corps** et **trois corps** qui ne contiennent pas de particule sans interaction. Elle est basée sur la mesure des énergies et des angles de toutes les particules mesurées dans le calorimètre à argon liquide et SpaCal. Pour chaque amas d'énergie i on fabrique le quadrivecteur énergie-impulsion de masse nulle et on calcule la masse invariante de tous les quadrivecteurs :

$$M_{all} = \sqrt{(\sum_i p_i)^2} \;. \tag{5.9}$$

La figure 5.12 montre les distributions de M_{12}, $M_{2\alpha}$ et M_{all} pour différents états finals simulés à l'aide du générateur PYTHIA avec une masse invariante au niveau partonique strictement égale à $210 GeV$: états finals a) $e-j$, b) $j-j$ et c) $e-j-j$. La valeur moyenne et l'écart type de chaque distribution sont donnés dans la table 5.1. Dans tous les cas, les méthodes $M_{12(3)}$ et M_{all} donnent des résultats comparables : les largeurs sont les mêmes (de 12 à $16 GeV$) et les valeurs moyennes sont proches. Notons tout de même que la valeur moyenne de M_{all} est systématiquement au dessus de celle de $M_{12(3)}$ (respectivement 4%, 3% et 2% au dessus pour les canaux $e-j$, j_j et $e-j-j$). Les deux méthodes sous-estiment $\hat{s}$

(jusqu'à 11% pour $M_{12}(j-j)$ et 8% pour $M_{all}(j-j)$). Ces résultats sont prévisibles car les deux méthodes sont sensibles à la résolution sur les échelles d'énergie électromagnétique et hadronique. Les dispersions sont de l'ordre de grandeur de la résolution des calorimètres. La méthode double-angle ne dépend pas de la mesure de l'énergie, mais seulement de la mesure des angles qui est bonne dans le calorimètre à argon liquide comme nous l'avons discuté au paragraphe 5.2.2. Pour les deux états finals $e-j$ et $j-j$, la largeur est de l'ordre de $3.5 GeV$et la valeur moyenne vaut $210 GeV$ à 1% près. La méthode double-angle est donc avantageuse pour reconstruire la masse invariante d'une résonance étroite qui se désintègre en deux corps. La méthode de la masse totale de l'état final présente l'avantage d'être strictement identique pour tous les canaux qui n'ont pas de candidat PSI et donc de faire une comparaison non biaisée canal à canal de $\hat{s}$ et de x.

Une nouvelle méthode de reconstruction de la masse

Nous introduisons ici une nouvelle méthode de reconstruction de la masse pour tester l'hypothèse d'une résonance R étroite ($\Gamma < 10 MeV$) de grande masse $M \sim 200 GeV$ observée à HERA. Nous nous plaçons, pour simplifier, dans le cas où la résonance se désintègre dans le canal qui l'a produite : $eq \to R \to eq$.

Une estimation de la masse basée sur la mesure de l'énergie dans le calorimètre à argon liquide (M_{12}, M_{all}...) donnerait une grande dispersion ($\sim 10 GeV$) par rapport à la largeur Γ de R due à la résolution sur l'énergie et aux effets des radiations QED et QCD. Dans [4, 5], on montre que les radiations QCD dans l'état final jouent un rôle dominant. Elles sont responsables de la taille et de la masse du jet initié par le quark sortant. Elles ont pour conséquence de brouiller la cinématique (l'énergie et dans une moindre mesure l'angle) du positron et du jet par rapport à la cinématique qu'aurait un système à deux corps positron-quark.

Nous faisons maintenant l'hypothèse que les radiations dans l'état initial et dans l'état final sont découplées (comme dans le cas d'une résonance avec une longue durée de vie). Cela implique qu'il n'y a pas de lien de couleur (donc de particules) entre le jet et le reste du proton. On peut prendre en compte événement par événement les radiations QCD et QED dans l'état final en mesurant la masse du jet.

Nous proposons une méthode de reconstruction de la masse de R basée sur la mesure des angles polaires θ_e et θ_j et la masse du jet M_j. La formule de reconstruction de la masse au carré est :

$$M_{rec}^2 = \frac{4E_0^2}{tg(\theta_e/2)tg(\theta_j/2)} \cdot K \ , \tag{5.10}$$

où E_0 est l'énergie nominale du faisceau de positron et K le facteur de correction qui prend en compte la masse du jet. La démonstration est donnée dans l'annexe B.

$$K = \frac{1+\Delta/(cotg(\theta_e/2)+cotg(\theta_j/2))}{1+\Delta/(tg(\theta_e/2)+tg(\theta_j/2))} \ , \ \Delta = \frac{M_j^2 \sin\theta_j}{2(P_T^j)^2} \ . \tag{5.11}$$

P_T^j est l'impulsion transverse du jet hadronique.

On note que le premier terme de droite dans 5.10 est similaire à la formule de la masse double-angle.

Analyse numérique de la nouvelle méthode

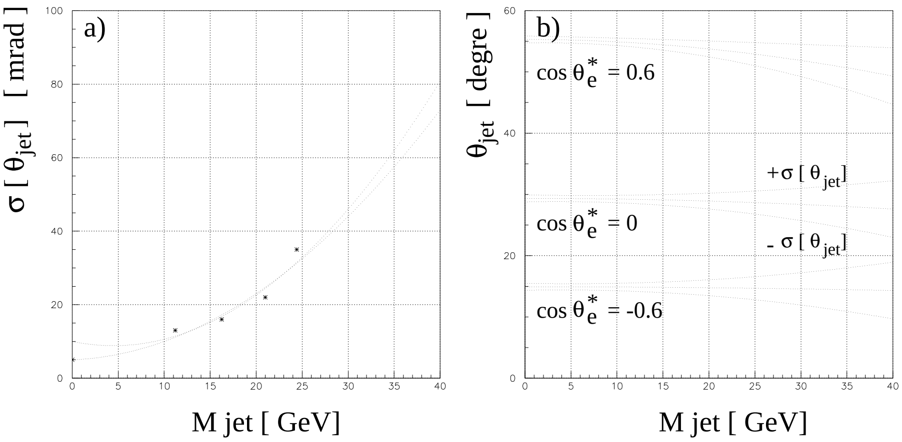


Figure 5.13: **Résolution de l'angle θ du jet en fonction de sa masse.** a) Ajustements contraints d'un polynôme du second degré sur quatres mesures de $\sigma[\theta_j]$ en fonction de M_j dans le cas où $\sigma[\theta_j] = \sigma[\theta_e]$ pour $M_j = 0$ et dans le cas où $\sigma[\theta_j] = 2\sigma[\theta_e]$. b) Courbes de θ_j, $\theta_j + \sigma[\theta_j]$ et $\theta_j - \sigma[\theta_j]$ en fonction de M_j tirées du deuxième ajustement pour trois valeurs de $\cos\theta_e^*$.

Nous testons ici la résolution attendue pour M_{rec} quand on fait varier la masse du jet. Nous avons établi, avec la figure 5.5, la correspondance entre la résolution sur l'angle polaire du jet $\sigma[\theta_j]$ et le rayon du jet R_{jet} pour des jets d'énergie transverse plus grande que $60GeV$. Nous donnons, dans la table 5.2, la correspondance entre le rayon du jet et sa masse M_J.

Pour étudier qualitativement le comportement de M_{rec}, on associe, dans chaque intervalle de R_{jet}, $\sigma[\theta_j]$ à la valeur moyenne de M_J. Les points $(< M_j >, \sigma[\theta_j])$ sont montrés sur la figure 5.13 a). Deux ajustements contraints sur un polynôme du second degré sont montrés : dans le premier cas, à la limite $< M_j >= 0$ nous

Tableau 5.2: Correspondance entre R_{jet} et M_j

rayon du jet	$< M_j > [GeV]$	$\sigma[M_j][GeV]$
$0.1 < R_{jet} < 0.2$	11.2	3.0
$0.2 < R_{jet} < 0.3$	16.2	3.7
$0.3 < R_{jet} < 0.4$	21.0	5.2
$0.4 < R_{jet} < 0.5$	24.4	6.7
$0.5 < R_{jet} < 0.6$	30.1	8.4
$0.6 < R_{jet} < 1.0$	36.8	10.2

utilisons la résolution de l'électron ($\sigma[\theta_j] = \sigma[\theta_e]$), dans le deuxième cas nous utilisons $\sigma[\theta_j] = 2 \cdot \sigma[\theta_e]$.

La figure 5.13 b) montre l'évolution de $\sigma[\theta_j]$ en fonction de M_J pour trois angles différents définis à partir de l'angle polaire du positron dans le référentiel de centre de masse positron-jet. Le domaine pertinent pour notre analyse correspond à $0 < \cos\theta_e^* < 0.6$: le positron est diffusé vers l'avant du détecteur.

Sur la figure 5.14, on compare la masse double angle $M_{2\alpha}$ à la masse reconstruite par notre nouvelle méthode $M_{rec} = M_{2\alpha} \cdot K$ (où K est donné par 5.11). Les courbes représentent le rapport $M_{2\alpha,rec}/M_{nominale}$ en fonction de la masse du jet M_j où la masse choisie pour la résonance est $M_{nominale} = 210GeV$. On montre le rapport pour trois angles du jet correspondant à $\cos\theta_e^* = -0.6, 0, 0.6$. On présente aussi les courbes obtenues en faisant varier θ_j de $\pm\sigma[\theta_j]$.

La première chose remarquable est le biais systématique de $M_{2\alpha}$ qui est maximun pour le domaine angulaire du jet qui nous intéresse (plus de 5%). Ce biais est corrigé quand on prend en compte la masse du jet : voir M_{rec}. La variation de la masse quand on fait varier θ_j de $\pm\sigma$ est la même pour les deux méthodes. La différence entre M_{rec} et $M_{nominale}$ est de 2.5% pour $M_j = 20GeV$ et seulement de 1.25% pour $M_j = 10GeV$ dans le domaine $0 < cos\theta_e^* < -0.6$.

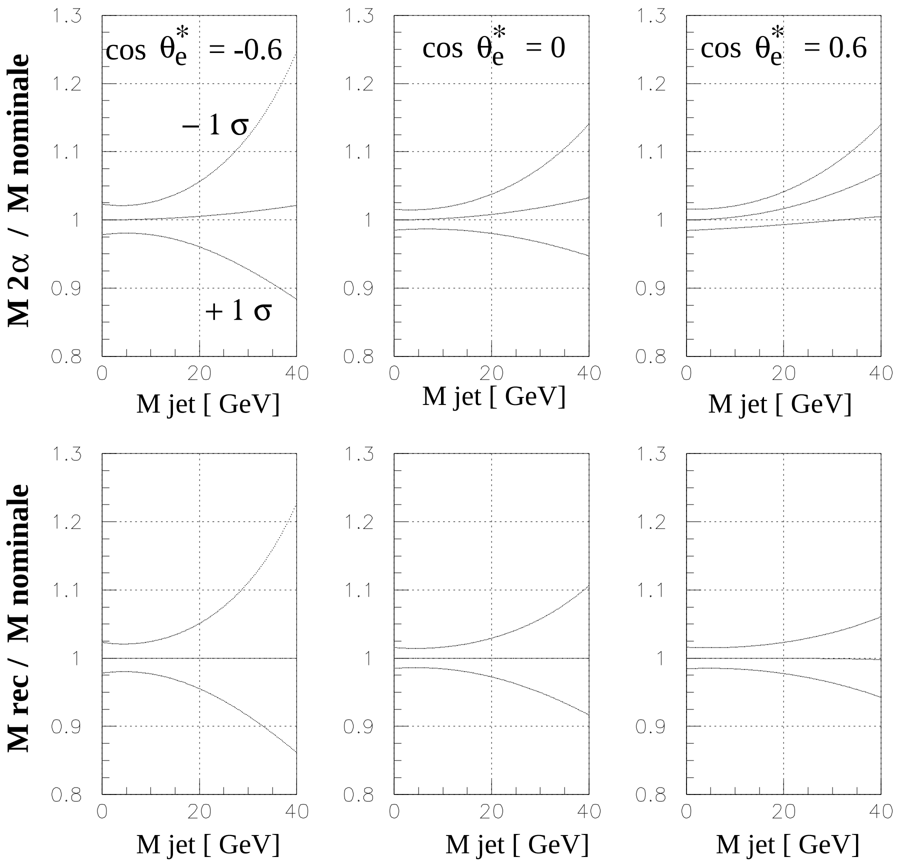


Figure 5.14: **Résolution de M_{rec} en fonction de la masse du jet.** Première ligne : courbes de $M2\alpha/M_{nominale}$ ($M_{nominale} = 210GeV$) en fonction de M_J pour trois valeurs de $\cos\theta_e^*$ et pour θ_j, $\theta_j + \sigma[\theta_j]$ et $\theta_j - \sigma[\theta_j]$. Deuxième ligne : *idem* pour M_{rec}.

Conclusion :

- Nous avons montré que nous pouvions reconstruire les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules (jets) avec une bonne résolution :
  - $5mrad$ pour l'angle polaire du positron,
  - entre 13 et $35mrad$ pour l'angle polaire des jets de $E_T^j > 60GeV$ suivant leur ouverture angulaire et donc suivant leur masse qui reflète

  les radiations QED et QCD par le parton diffusé.

- Nous avons vérifié que l'énergie transverse des jets est bien reproduite par la simulation et surtout qu'elle n'est pas sous-estimée.

- Les quadri-vecteurs ont été utilisés pour construire des estimateurs de masse adaptés aux processus de grand E_T. Les estimateurs basés sur les énergies sont beaucoup moins précis que ceux basés sur les angles, bien que ces derniers soient sensibles aux radiations de photons par le positron dans l'état initial. Avec un modèle simple de particule de masse égale à $210GeV$ et de largeur négligeable pour laquelle nous simulons une désintégration à deux corps, positron-jet ou jet-jet, nous obtenons une résolution d'environ $15GeV$ avec les estimateurs basés sur les énergies (M_{12} et M_{all}) et une résolution proche de $3.5GeV$ pour l'estimateur de la méthode double-angle ($M_{2\alpha}$). Nous avons d'autre part introduit un nouvel estimateur pour H1. C'est une version améliorée de la méthode double-angle qui utilise l'angle du jet mesuré directement par l'algorithme de cône et non pas l'angle inclusif de l'état final hadronique comme cela est fait habituellement à HERA. De plus, Cette méthode prend en compte les radiations QED et QCD dans l'état final en utilisant la masse des jets, ce qui élimine un biais significatif ($\sim 7\%$) quand il y a un jet de grande masse ($\sim 40GeV$).

Bibliographie

[1] Identificateur d'électron QESCAT.
http://dice2.desy.de:80/ marks/electron/phan_e_finder.html.

[2] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460

[3] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A344 (1994) 492

[4] K. Rosenbauer, thèse RWTH, Aix-La-Chapelle, report PITHA-95-16.

[5] C. Friberg et al, report LU-TH-97-04, hep-ph/97044214.

[6] S. Bentvelsen et al. Proceedings du Workshop Physics at HERA, vol. 1, eds. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) 23-40.
C. Hoeger, ibid., 43-55.

[7] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Z. Phys. C 74 (1997) 191.

Chapitre 6

Prédictions du modèle standard

Nous allons passer en revue les prédictions dont nous disposons pour les canaux avec des positrons, des neutrinos et des jets. Nous examinerons :

- les diagrammes qui contribuent à l'ordre dominant ;
- les corrections d'ordre supérieur ;
- les distributions de partons dans le proton et dans le photon.

6.1 Les processus durs

6.1.1 Canal $e - j$ et $\nu - j$

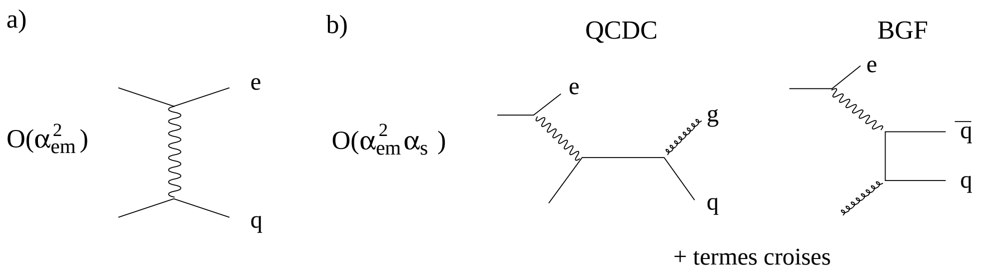


Figure 6.1: **Processus au LO qui donnent des positrons et des jets.** Graphes donnant des électrons et des jets a) à l'ordre zéro en α_s, b) à l'$O(\alpha_s)$. Dans le dernier cas, on distingue les processus inités par un quark (QCD Compton) et de ceux initiés par un gluon (Boson-Gluon Fusion).

Les prédictions sur les événements avec un positron (un neutrino) et un jet dans l'état final sont faites dans notre analyse avec le générateur DJANGO. DJANGO calcule l'élément de matrice du processus qui contribue à l'ordre dominant (noté dans la suite LO[1]). C'est le processus du modèle des partons à l'ordre α_{em}^2 $(O(\alpha_{em}^2))$ $eq \to eq$ montré sur la figure 6.1 a) dans le cas d'un courant neutre.

Les ordres supérieurs en α_s sont partiellement pris en compte par le modèle de fragmentation partonique.

6.1.2 Canal $j - j$

Pour faire les prédictions sur les événements $j - j$, nous utilisons le générateur PYTHIA qui calcule les éléments de matrice au LO.

Les processus qui donnent deux jets de grand E_T dans l'état final sont, à l'$O(\alpha_{em}^2 \alpha_s)$, l'effet Compton en QCD $(eq \to eqg)$ et la fusion boson-gluon $(eg \to eq\overline{q})$. Ils sont représentés sur la figure 6.1 b).

Comme DJANGO, PYTHIA rend compte partiellement des ordres supérieurs avec le modèle de fragmentation partonique.

[1] Leading Order

Les contributions à l'$O(\alpha_{em}^2 \alpha_s^2)$ (NLO[2]) ont été calculées pour notre analyse par M. Klasen et G. Kramer [1]. Elles sont de deux types :

- les corrections virtuelles avec une boucle dans les graphes $\gamma q \to qg$ et $\gamma q \to q\overline{q}$,
- les processus à trois corps : $\gamma q \to qgg$, $\gamma q \to qq\overline{q}$ et $\gamma q \to gq\overline{q}$.

Le traitement des singularités est expliqué dans [15]. Les divergences UV dans les contributions à une boucle sont absorbées dans la définition de α_s. Les divergences IR des boucles s'annulent avec les divergences équivalentes des processus à trois corps. Il en va de même avec les divergences colinéaires dans l'état final. Les divergences colinéaires dans l'état initial sont absorbées dans les distributions de partons.

La figure 6.2 a) montre le bon accord entre le spectre inclusif de E_T^j calculé avec PYTHIA et celui calculé à l'ordre dominant par Klasen et Kramer. Si nous faisons cette comparaison bien que l'un soit au niveau hadronique et l'autre au niveau partonique, c'est parce que nous avons montré que les variables cinématiques reconstruites reproduisent bien à grand E_T celles des partons (voir chapitre 5).

La figure 6.2 b) montre le rapport entre le spectre calculé analytiquement à l'ordre dominant et celui calculé à l'ordre suivant. Ce rapport est appelé habituellement "*facteur K*". Quelques remarques s'imposent :

- le facteur K varie peu dans la région qui nous intéresse,
- les corrections d'ordre supérieur ne dépassent pas 50%,
- elles diminuent quand E_T^j augmente dans la région pertinente pour l'analyse du canal $j - j$ ($E_T^j < 110GeV$),
- elles augmentent au delà de $110GeV$.

Le deuxième point indique que les ordres supérieurs ne modifient pas beaucoup la forme des spectres. Nous utiliserons donc un facteur K constant pour renormaliser les événements générés par PYTHIA.

La figure 6.2 c) compare le spectre de E_T^j donné par PYTHIA renormalisé de 50% avec celui calculé à l'$O(\alpha_s^2)$. L'accord est satisfaisant. Notre choix de renormalisation de PYTHIA augmente artificiellement la section efficace et les spectres d'énergie transverse des jets. Il peut y avoir d'autres calculs du facteur K, mais nous ne prenons pas de risque et nous utilisons une valeur conservative.

[2] Next-to-Leading Order

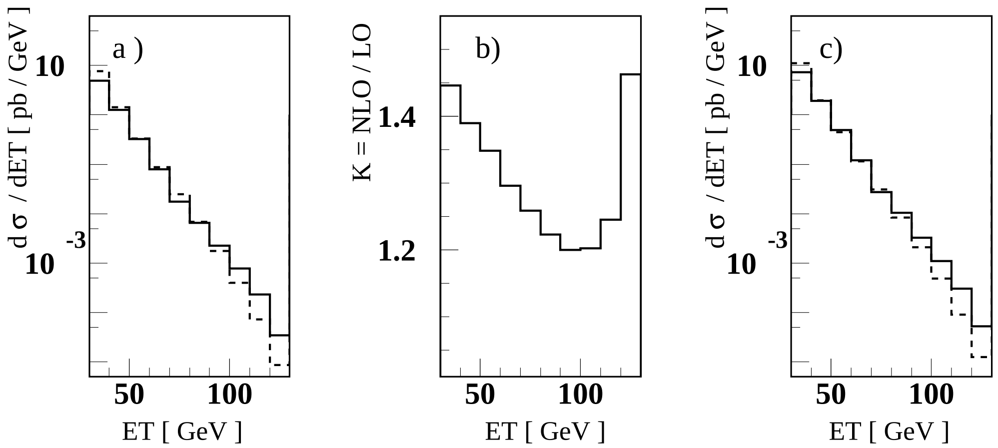


Figure 6.2: **Correction au NLO des processus qui donnent deux jets.** Comparaison de la section efficace inclusive de production de jet calculée par PYTHIA avec le calcul analytique de M. Klasen et G. Kramer. a) Section efficace calculée par PYTHIA (traits pleins) et calcul analytique à l'$O(\alpha_s)$ (LO : en pointillé). b) Rapport K de la section efficace analytique à l'$O(\alpha_s^2)$ (NLO) et de celle à l'ordre $O(\alpha_s)$ (LO). c) Section efficace calculée par PYTHIA renormalisée de 50% (traits pleins) et calcul analytique à l'$O(\alpha_s^2)$ (NLO : en pointillé).

La contribution DIP au canal $j - j$

Pour le canal $j - j$, nous avons rencontré un problème lié au générateur ARIADNE que nous discutons maintenant.

La production d'événements avec deux jets hadroniques de grand E_T dans le détecteur est largement dominée par les processus à bas Q^2 (photoproduction) où le positron est diffusé dans le tube à vide. Une contribution moins importante, mais non négligeable vient des processus à grand Q^2 (DIP) simulés par DJANGO.

La figure 6.3 montre la superposition des sections efficaces inclusives de production de di-jets avec $\Sigma_n > 0.8$ en photoproduction simulée par PYTHIA (en tiret) et en DIP simulé par DJANGO. DJANGO a été utilisé avec les deux modèles de fragmentation partonique ARIADNE (en traits pleins) et LEPTO (en pointillés). Pour avoir un espace des phases disponible pour les jets similaires dans les deux cas, on demande qu'il n'y ait pas d'électron visible avec une énergie supérieure à $5GeV$. On notera la grande différence entre LEPTO et ARIADNE : LEPTO contribue beaucoup moins que PYTHIA ($< 30\%$) et ARIADNE contribue deux fois plus.

L'excès des DIP avec ARIADNE relativement à la photoproduction ne s'explique pas par des raisons physiques. Les diagrammes qui donnent deux jets dans l'état final sont les mêmes en DIP et en photoproduction. Comparons les flux de photons dans les deux cas. Dans l'approximation de Weizsäcker-Williams, le flux de photons équivalents est donné par :

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} \; . \tag{6.1}$$

Cette approximation est valable dans la limite où le moment transverse de l'électron est très petit par rapport à celui de l'état final hadronique.

En photoproduction $Q^2_{min} \sim m_e^2$ et $Q^2_{max} = 4GeV^2$. En DIP, $Q^2_{min} = 4GeV^2$ et on choisit $Q^2_{max} = 100GeV^2$ comme limite en dessous de laquelle les électrons ne sont pas identifiés (ce qui est peu vraisemblable, mais nous laisse une grande marge de sécurité). Il vient alors, à y fixé :

$$\frac{f^{\gamma p}_{\gamma,e}}{f^{ep}_{\gamma,e}} \approx \frac{\ln\frac{4}{m_e^2}}{\ln\frac{100}{4}} \approx 5 \; . \tag{6.2}$$

Le flux de photon à bas Q^2 est donc nécessairement plus grand que le flux de photon à grand Q^2. Un rapport $f^{\gamma p}_{\gamma,e}/f^{ep}_{\gamma,e} \approx 5$ est une limite très inférieure. On en conclut que la prédiction de ARIADNE n'est pas réaliste pour des électrons de $p_T^e << p_T^j$, alors qu'elle l'est quand $p_T^e \sim p_T^j$. LEPTO donne un résultat qui correspond mieux à ce qu'on attend.

6.1.3 Canal $e-j-j$ et $\nu-j-j$

Les processus qui donnent un positron (neutrino) et deux jets dans l'état final sont les mêmes que ceux qui donnent deux jets, mais leur cinématique est différente : le lepton est diffusé dans l'acceptance du détecteur principal. Nous simulons les processus à l'ordre dominant (QCD Compton et boson gluon fusion) avec le générateur DJANGO. Comme dans les autres cas, les ordres supérieurs sont partiellement pris en compte avec le modèle de fragmentation partonique.

les corrections d'ordre supérieur

Les corrections NLO aux processus $e-j-j$ ont été étudiées dans [12] dans le cadre de la détermination de α_s par la mesure du taux d'événements de DIP à

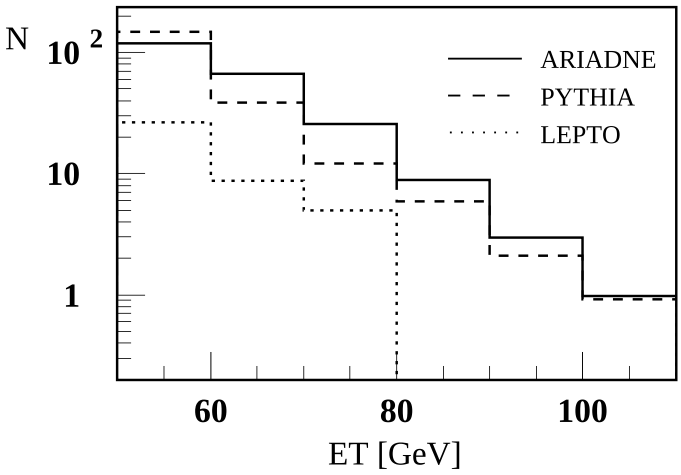


Figure 6.3: **Contribution des diffusions inélastiques profondes au canal $j-j$.**
Comparaison des sections efficaces inclusives de production de di-jets avec $\Sigma_n > 0.8$ en photoproduction et en diffusion inélastique profonde. Dans ce dernier cas, on demande qu'il n'y ait pas de candidat électron de plus de $5GeV$. La figure montre le nombre de jets par tranche de E_T pour une luminosité de $100pb^{-1}$ pour des événements générés ARIADNE (traits pleins), par PYTHIA (tirets) et par LEPTO (pointillés). On s'attend à obtenir une même distribution pour ARIADNE et LEPTO, plus petite que celle de PYTHIA, mais on voit que ARIADNE contribue 2 fois plus que PYTHIA et 5 fois plus que LEPTO.

deux jets.

Ce travail a été fait avec le programme MEPJET qui calcule les contributions à l'$O(\alpha_s^2)$au niveau partonique. Le résultat est illustré sur les distributions de la masse des deux jets m_{jj} et sur la variable d'échelle z définie à partir des impulsions des partons sortants du processus dur p_1 et p_2, du parton entrant p et du boson échangé q:

$$z = min[\frac{p \cdot p_1}{p \cdot q}, \frac{p \cdot p_2}{p \cdot q}] \quad 0 < z < 1 \ . \tag{6.3}$$

La distribution de z [12] montre que les corrections NLO sont de l'ordre de 30% pour $z \sim 0.1$ et moins de 5% pour $z \sim 0.3$. La distribution de m_{jj} [12] montre que les corrections sont de l'ordre de 50% pour $m_{jj} \sim 60GeV$ et $z > 0.1$ et de moins de 10% pour $m_{jj} \sim 70GeV$ et $z > 0.1$.

Nous allons examiner les distributions de z et m_{jj} des événements $e-j-j$ de grand E_T simulés par le générateur DJANGO avec les modèles de fragmentation partonique de ARIADNE et LEPTO. La masse m_{jj} est reconstruite à partir des quadrivecteur énergie-impulsion des jets. La variable z est reconstruite à partir du positron et des jets :

$$z_{had,n} = \frac{E_{j,n}(1-\cos\theta_{j,n})}{2E_0 - E_e(1-\cos\theta_e)} \ , \tag{6.4}$$

où n indice le jet ($n = 1$ ou 2).

$$z_{had} = min[z_{had,2}, z_{had,2}] \ . \tag{6.5}$$

La figure 6.4 montre les distributions de a) z_{had} et b) m_{jj} pour des événements simulés avec $E_T^e > 10GeV$ et $E_T^j > 25GeV$. La plupart des événements se trouvent au delà de $z_{had} = 0.2$ et $m_{jj} = 60GeV$, ce qui nous laisse une marge de sécurité. Les corrections NLO sont donc petites (moins de 10%) dans le domaine cinématique qui nous intéresse. Nous verrons que les erreurs statistiques pour nos données sont beaucoup plus importantes. Nous nous contenterons donc dans l'analyse des calculs à l'ordre dominant de ARIADNE et LEPTO.

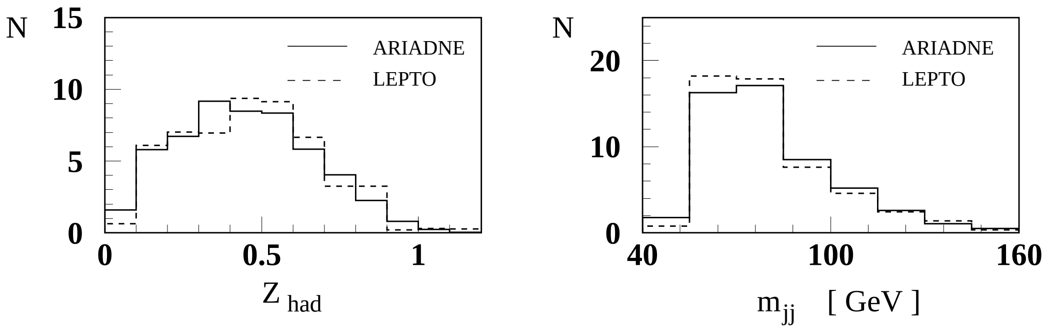


Figure 6.4: **Importance des corrections NLO aux processus $e - j - j$.** a) Distribution de la variable d'échelle z_{had} reconstruite pour des événements avec un positron de $E_T^e > 10GeV$ et deux jets hadroniques de $E_T^j > 25GeV$. Ces événements sont simulés par le générateur DJANGO utilisant les modèles de fragmentation partonique de ARIADNE (traits pleins) et de LEPTO (tirets). b) Distribution de la masse invariante des deux jets pour les mêmes événements. On montre que les corrections NLO sont négligeables pour $z_{had} > 0.1$ et $m_{jj} > 60GeV$.

6.1.4 Canal $j - j - j$

La section efficace inclusive de production de trois jets dans l'état final a été calculée pour nous par M. Klasen et G. Kramer [1] à l'ordre dominant : $O(\alpha_{em}^2 \alpha_s^2)$.

6.2 Distributions de partons

Le calcul des sections efficaces font intervenir les distributions de partons dans le proton et dans le photon. Nous allons définir quelles distributions sont pertinentes pour l'analyse et les sources d'erreurs systématiques qui en découlent.

6.2.1 Densités de quarks dans le proton

Tous les processus de diffusion ep que nous avons passés en revue dépendent des densités de quarks dans le proton. Celles-ci sont mesurées directement. Les équations d'évolution de la QCD perturbative (DGLAP) permettent de déduire les distributions à grand Q^2 à partir de celles mesurées à plus bas Q^2 pour un x donné (notons le x_0). Toute la partie des distributions correspondant aux $x \geq x_0$ intervient dans l'évolution par le bias d'une intégrale $\int_{x_0}^{1}$. Cela signifie qu'une contribution à grand x pour un Q^2 donné peut influencer les distributions à tous les x pour Q^2 plus grand, mais son poids diminue rapidement quand x augmente. Les limites supérieures sur les paramétrisations des densités de quarks disponibles dans [2] (paramétrisations standard dans la suite) ont été contraintes expérimentalement pour x allant de 10^{-4} à 0.75. Nous allons discuter l'incertitude due aux différences entre les paramétrisations standard et nous allons voir s'il est possible d'augmenter les distributions de quarks à très grand x, là où elles sont peu contraintes, de telle façon que la section efficace de diffusion ep augmente à très grand Q^2.

Distributions standard de quarks

Les incertitudes sur les distributions de quarks dans le domaine cinématique pertinent pour notre analyse (grands x et courtes distances) ont été discutées par les collaborations H1 [6] et ZEUS [7]. Les deux collaborations ont déterminé une erreur de 6.7% venant de sources que nous détaillons maintenant.

- L'utilisation des différentes paramétrisations des densités de partons proposées par les groupes MRS [3], CTEQ[3] [4] et GRV [5] conduit à un changement des distributions de quarks de 3% au plus. Ceci est compatible avec l'incertitude de 5% sur les distributions de partons extraites des ajustements contraints de QCD provenant essentiellement des erreurs systématiques des données à grand x de l'expérience BCDMS.

[3]y compris la contribution de la paramétrisation CTEQ4HJ qui contient plus de gluon à grand x pour décrire le taux de jets à grand P_T de CDF.

- La valeur de α_s peut être modifiée dans les paramétrisations. En variant Λ_{QCD} entre 140 et $282 MeV$, on obtient une variation de 4% des densités de quarks.
- L'incertitude sur les corrections radiatives a été estimée à 2% en comparant les corrections du premier ordre calculées par les programmes HERACLES et HECTOR [10].

Contribution supplémentaire à grand x

L'incertitude de 6.7% des densités de quarks donnée par H1 et ZEUS suppose que ceux-ci se comportent à grand x de façon "standard" au sens de MRS, CTEQ et GRV, c'est à dire comme $(1-x)\beta$, $\beta \sim 3$. Comparées aux données de SLAC dans la région cinématique[4] $0.8 \leq x \leq 0.97$ et $7 \leq Q^2 \leq 30 GeV^2$, les prédictions des paramétrisations standard sont un facteur 2 à 20 en dessous des données [9]. Dans notre analyse, nous pourons donc, apriori, prendre en compte la possibilité d'avoir une contribution supplémentaire de quark à grand x (ce qui conduit, par évolution QCD, à une augmentation de la densité de quarks à grand Q^2).

S. Kuhlmann, H.L. Lai, et W.K. Tung ont proposé [8] un modèle simple pour expliquer l'effet "grands Q^2" de HERA. Ce modèle augmente la densité de quark u par un facteur 100 par rapport à la densité standard à $x = 0.95$. Cette augmentation ne concerne qu'une toute petite partie de la distribution et globalement 0.5% de l'impulsion du proton. La prédiction de ce modèle dépasse d'un ordre de grandeur les données de SLAC dans le domaine cité précédemment[5] [9]. Ceci peut nous donner une limite maximale de la densité de quarks à grand x. L'extrapolation à grand Q^2 des distributions de quarks de la paramétrisation CTEQ4M modifiée par le modèle donne une contribution augmentée de 10%.

En conséquence, nous ajouterons donc une erreur de 10% aux distributions de quarks pour tenir compte d'un éventuel effet à très grand x. L'erreur globale sur les densités de quarks que nous utiliserons lorsque nous calculerons les erreurs systématiques dans le chapitre 7 sera de $\sqrt{(6.7\%)^2 + (10\%)^2} = 12\%$.

6.2.2 Densité de gluons dans le proton

La densité de gluon dans le proton intervient dans les processus de fusion boson-gluon qui contribuent aux canaux $j-j$, $j-j-j$, $e-j-j$ et $\nu-j-j$. Nous la

[4] Dans cette région, la masse invariante de l'état final hadronique W est de l'ordre de la masse du proton M_p : $W^2 = M_p^2 + Q^2(1-x)/x \approx M_p^2$. On y trouve des résonances N^* et du continuum.

[5] Il faudrait un effet non-perturbatif (*higher twist*) violent pour compenser cette différence.

discutons avec l'exemple du canal $j-j$. Tous les arguments que nous donnons sont valables pour les autres canaux.

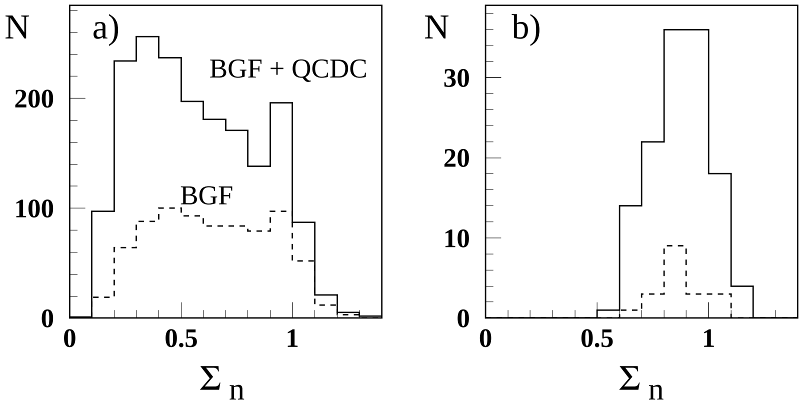


Figure 6.5: **Contribution des gluons dans le proton.**
Contributions relatives des processus directs QCD Compton (QCDC) et Boson-Gluon Fusion (BGF : pointillés) pour des événements jet-jet générés par PYTHIA. a) Σ_n pour $E_T^j > 30GeV$, b) $E_T^j > 80GeV$.

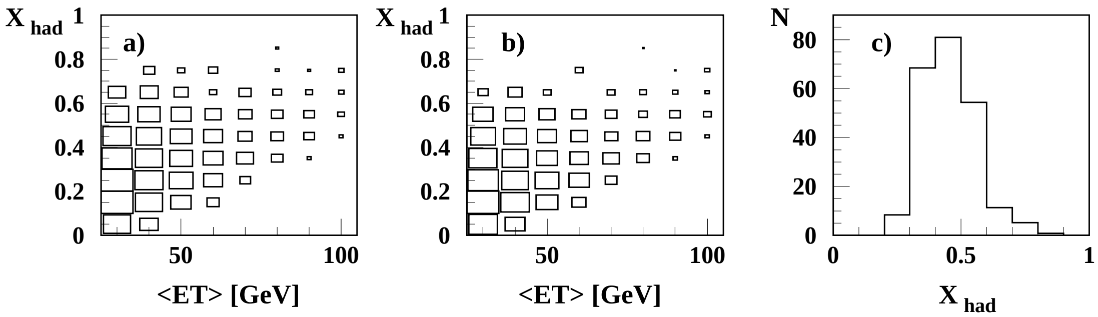


Figure 6.6: **Fraction d'impulsion du proton portée par le quark touché.**
a) Corrélation entre la fraction d'impulsion du parton touché X_{had} et $< E_T^j >$ pour des événements di-jets générés par PYTHIA. b) idem pour $\Sigma_n > 0.8$ (la taille des boîtes est propotionnelle au nomdre d'entrées en échelle log). c) Distribution de X_{had} pour $\Sigma_n > 0.8$ et $< E_T >> 70GeV$.

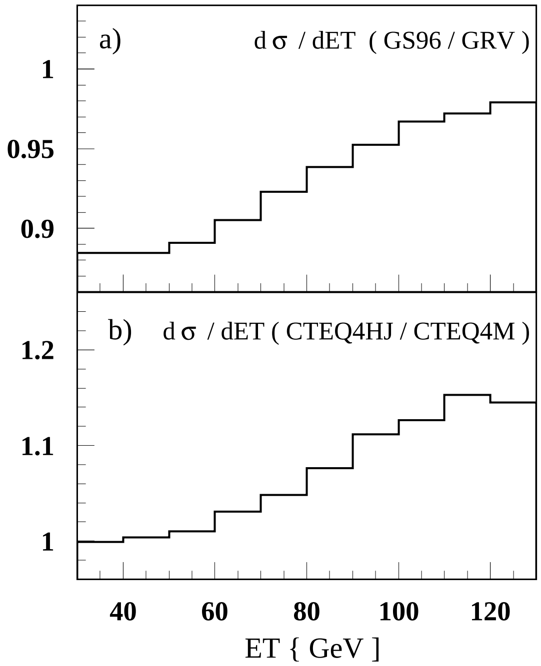


Figure 6.7: **Paramétrisations des densités de parton.**
Teste de la sensibilité de la section efficace inclusive de production de jet calculée analytiquement par M. Klasen et G. Kramer au choix de fonctions de structures du photon ou du proton. a) rapport des secions efficaces avec différentes paramétrisations pour le photon : GS96 sur GRV. b) Idem pour le proton : CTEQ4HJ (plus gluon à grand x) sur CTEQ4M (standard).

La distribution de gluon n'est pas mesurée directement comme celle des quarks, mais elle est extraite d'un ajustement contraint sur les équations DGLAP. Celles-ci sont de la forme

$$\frac{\partial F_j(x,Q^2)}{\partial LogQ^2} = \int_x^1 \frac{dy}{y}[\sum_i C_i^j(x/y)q_i(x,Q^2) + C_g^j(x/y)g(x,Q^2)] \ , \qquad (6.6)$$

où j indique l'une des fonctions de stucture F_1, F_2 où F_L, i indique la saveur des quarks ; les $C_{i,g}^j(x/y)$ sont des coefficients calculés par QCD. On tire $g(x,Q^2)$ de la mesure de la pente $\partial F_2(x,Q^2)/\partial LogQ^2$.

Au premier ordre, les gluons interviennent par fusion boson-gluon, alors que les quarks interviennent via l'effet Compton QCD. La figure 6.5 montre les contributions de BGF et QCDC à la distribution de Σ_n pour des événements $j-j$ générés par PYTHIA. La contribution de l'effet BGF est de a) 42% pour $E_T^j > 30GeV$ et b) 14% pour $E_T^j > 80GeV$. Les événements considérés dans notre analyse sont donc surtout tributaires des distributions de quarks.

On peut le voir d'une autre façon en étudiant la corrélation de x et de $< E_T >= (E_T^{j1} + E_T^{j2})/2$. Elle est donnée pour des événements $j - j$ générés par PYTHIA par les figures 6.6 a) sans coupure sur Σ_n et b) pour $\Sigma_n > 0.8$ (la coupure que nous appliquerons dans l'analyse). La variable x (noté ici x_{had}) est reconstruite à partir de l'état final hadronique :

$$x_{had} = \frac{\sum_i (E_i + p_{z,i})}{2E_p^0} \tag{6.7}$$

où la $\sum_i$ porte sur les dépôts d'énergie dans l'état final et E_p^0 est l'énergie nominale du faisceau de proton.

Il est important de noter la forte corrélation entre x_{had} et $< E_T >$. Seuls les événements avec de grandes valeurs de x_{had} contribuent à grande énergie transverse. Ce sont, par conséquent, les quarks de valence qui contrôlent nos processus.

La figure 6.6 c) montre la distribution de x_{had} dans la région que nous allons étudier particulièrment : $< E_T >> 70GeV$ et $\Sigma_n > 0.8$. Les événements se situent principalement dans la région $0.3 < x_{had} < 0.6$.

Voyons ce qui se passe si l'on force la densité de gluon à être plus grande que dans les paramétrisations standard. La figure 6.7 b) montre le rapport des sections efficaces avec deux paramétrisations pour la structure du proton. On compare la paramétrisation CTEQ4J proposée par le groupe CTEQ pour expliquer l'excès de jet à grand p_t rapporté par CDF et DØ en 1996 [13] et [14], avec la paramétrisation plus standard CTEQ4M. la différence est presque nulle aux alentours de $30GeV$. L'écart est de 12% à $100GeV$. A grand E_T, ce sont les quarks de valence qui dominent, ce qui explique la faible sensibilité au gluon. Les différentes paramétrisations pour la valence ne changent pas les résultats plus de 20%. C'est cet écart et l'incertitude sur le gluon que nous propagerons dans les erreurs systématiques dans notre analyse.

6.2.3 structure du photon

Dans le référentiel du proton, on peut relier simplement le temps de vie t_γ du photon échangé lors d'une collision ep à son énergie ν et Q^2 si $Q^2 << \nu$:

$$t_\gamma \sim \frac{2\nu}{Q^2} \ . \tag{6.8}$$

Plus Q^2 est petit, plus le temps de vie du photon est grand et plus il a de chance de fluctuer :

a) en paire $q\overline{q}$,
b) en système partonique $q\overline{q}g\cdots$ (contribution perturbative),
c) en méson vecteur ρ, ω, ϕ (contribution non perturbative).

On dit alors que le photon est "résolu". En pratique, cela pose un problème car les distributions de partons dans le photon sont ambigües, dans la mesure où on ne peut pas différencier la partie perturbative de la partie non perturbative.

On appelle cela un processus direct le cas où le photon ne fluctue pas mais se couple directement à un quark du proton.

La figure 6.8 montre, pour la distribution de Σ_n, les contributions relatives des processus directs et résolus en photoproduction pour des événements avec deux jets générés par PYTHIA. Les processus résolus diminuent quand E_T augmente : ils représentent a) 52% des événements pour $E_T > 25GeV$, b) 30% des événements pour $E_T > 50GeV$ et c) 17% des événements pour $E_T > 80GeV$.

A grande énergie transverse, les photons se couplent principalement de façon directe aux quarks du proton. Les incertitudes sur la structure du photon ne jouent pas un rôle important sur la qualité de nos prédictions. Ceci est illustré par la figure 6.7 a) qui montre le rapport des sections efficaces avec deux paramétrisations différentes pour la structure de photon : GS96 / GRV. La différence va de 12% pour $E_T^j \sim 30GeV$ à 3% pour $E_T^j \sim 100GeV$. Toutes ces remarques s'appliquent aussi au canal $j - j - j$.

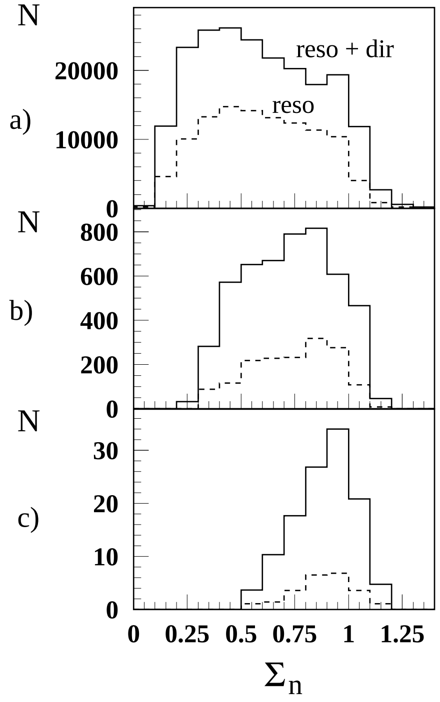


Figure 6.8: **Structure du photon.**
Contributions relatives des processus résolus (pontillés) et directs pour des événements jet-jet générés par PYTHIA. a) Σ_n pour $E_T^j > 25GeV$, b) $E_T^j > 50GeV$, c) $E_T^j > 80GeV$.

Conclusion :

- Les événements des canaux $e-j$, $\nu-jet$, $e-j-j$ et $\nu-j-j$ sont simulés par le générateur DJANGO à partir des éléments de matrice S à l'ordre dominant.

- Le canal $j-j$ est dominé par les événements de photoproduction simulés par le générateur PYTHIA. Là encore, les éléments de matrice S sont calculés à l'ordre dominant. Nous disposons d'autre part de calculs analytiques montrant l'importance des corrections d'ordre supérieur pour ce canal. Ces corrections sont prises en compte par la renormalisation du nombre d'événements générés par PYTHIA avec un facteur 1.5 qui majore les corrections d'ordre α_s^2. D'autre part, les diffusions inélastiques profondes contribuent de façon non négligeable au canal $j-j$. Les événements DIP sont simulés avec DJANGO, mais il y a une ambiguïté sur le choix du modèle de fragmentation partonique. Nous verrons dans le prochain chapitre comment diminuer cette ambiguïté.

- Il y a une incertitude sur la distribution des gluons du proton qui interviennent par fusion boson-gluon dans les canaux $j-j$, $j-j-j$ et $e(\nu)-j-j$. A grande énergie transverse, ce processus participe peu aux différents canaux, ce sont les distributions de quarks mieux contraintes qui sont importantes.

- Dans les événements de bas Q^2 (pour les canaux $j-j$ et $j-j-j$), le boson échangé est un photon quasi-réel qui peut se coupler aux quarks du proton de façon directe, ou bien par l'intermédiaire d'un parton après s'être fragmenté. Les distributions de partons dans le photon sont incertaines. A grande énergie transverse, les couplages directs sont dominants et les prédictions sont alors peu affectées par la structure du photon.

Bibliographie

[1] M. Klasen et G. Kramer, communication privée.

[2] PDFLIB

[3] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B387 (1996) 419.

[4] H.L. Lai et al., Phys. Rev. D55 (1997) 1280.

[5] M. Glück and E. Reya, Nucl. Phys. B130 (1977) 76; M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C67 (1995) 433.

[6] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Z. Phys. C 74 (1997) 191.

[7] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., Z. Phys. C 74 (1997) 207.

[8] S. Kuhlmann, H.L. Lai, et W.K. Tung, MSU-HEP-70316, CTEQ-705, hep-ph/9704338 v2.

[9] P. Bosted and S. Rock, hep-ph/9706436.

[10] HECTOR 1.00; A. Arbuzov et al., Comput. Phys. Comm. 94 (1996) 128.

[11] B.J. Bjorken, Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[12] F. Squinabol, Thèse de doctorat, LAL 97-20, p110 et p111.

[13] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 438.

[14] F. Nang (for the CDF and DØCollaborations) *Jet Production at the Tevatron*, FERMILAB-Conf-97/192-E, proceedings des sessions QCD et High Energy Hadronic Interactions, XXXII Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 22-29 Mars, 1997.

[15] M. Klasen et G. Kramer : DESY 96-246, hep-ph/9611450,
DESY 97-039,
Physics Letters B 366 (1996) 385-393,
Z. Phys. C72, 107-122 (1996).

Chapitre 7

Analyse des processus de grande énergie transverse

Tous les outils nécessaires pour faire l'analyse des événements de grande énergie transverse ont été décrits dans les chapitres précédents. Nous allons nous concentrer sur tous les canaux à deux ou trois corps avec des candidats positrons, particules sans interaction avec au moins un jet, et étudierons les spectres d'énergie transverse de ces jets qui sont le point commun de ces canaux. Nous disposons des générateurs DJANGO et PYTHIA pour prédire les spectres à partir des processus durs contribuant à l'ordre dominant, et de la simulation de l'état final. Les calculs analytiques de M. Klasen et G. Kramer nous permettront de tenir compte, quand cela sera utile des corrections QCD d'ordre supérieur. Nous testerons la qualité des prédictions sur des échantillons de contrôle. Nous rechercherons dans les données un excès éventuel d'événements de grande énergie transverse par rapport à ce qui est attendu d'après le modèle standard.

7.1 Analyse des événements à deux corps

7.1.1 échantillons de contrôle

Dans cette section, nous comparons les canaux à deux corps $j-j$, $e-j$ et $PSI-j$ aux prédictions de LEPTO+PYTHIA et ARIADNE+PYTHIA. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, nous avons un problème de description du canal $j-j$ avec ARIADNE. Nous discuterons en premier ce problème.

On trouve des événements satisfant les critères de sélection de cinq canaux à **deux corps** : ils s'agit des canaux $e-j$, $PSI-j$, $j-j$, $e-e$ et $e-\nu$. Les deux derniers canaux contiennent respectivement 79 événements et 1 événement[1]. Ils ne sont pas traités dans le cadre de cette thèse. Les canaux $j-j$, $e-j$ et $PSI-j$ contiennent 3276, 5845 et 420 événements respectivement.

Discussion du problème du canal $j-j$:

Pour le canal $j-j$, un critère supplémentaire va être demandé. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les DIP peuvent produire des événements de type deux jets hadroniques de $E_T \geq 25GeV$. Cette contribution est décrite de façon très différente par le générateur DJANGO suivant que celui-ci est interfacé avec ARIADNE ou avec LEPTO. Nous nous intéressons ici à comprendre cette différence de description et ce que nous avons fait pour y remédier. Pour diminuer l'incertitude due aux DIP, nous appliquons un veto anti-positron, à savoir, les événements avec un candidat positron d'énergie de plus de $5GeV$ sont rejetés. Après cette sélection, il reste encore une contribution résiduelle de DIP. Elle peut avoir plusieurs causes possibles :

- l'énergie du positron est plus petite que $5GeV$,
- le positron n'est pas reconnu par l'algorithme d'identification,
- le positron est dans le cône d'un jet hadronique,
- le positron est rétrodiffusé dans le tube à vide,
- le positron passe entre deux modules du calorimètre.

Les troisième et quatrième points sont extrêment rares et pour ainsi dire négligeables. Le deuxième est rare et à été étudié en 5.1.2. La seule contribution notable est celle du premier point que nous simulons avec DJANGO. Après la coupure anti-positron, il reste 2422 événements dans le canal $j-j$.

[1]Nous rappelons que nous ne faisons pas la différence entre les positrons, les électrons et les photons. La plupart des candidats du canal $e-e$ sont des événements de QED Compton avec un positron et un photon dans l'état final.

1) ambiguïté sur la modélisation des DIP :

Nous avons vu au chapitre 6 que la contribution des événements de DIP dans le canal $j - j$ prédite par ARIADNE est beaucoup plus importante que celle prédite par LEPTO. Mais la figure 7.1 a) nous montre sur le spectre inclusif de E_T^j que, malgré cette grande différence, le taux de DIP est petit devant le taux de photoproduction pour les deux modèles. On pourrait utiliser les deux modèles et propager la différence dans les erreurs théoriques. On note tout de même que la différence s'accentue quand E_T^j augmente. Les données semblent mieux décrites par la combinaison de PYTHIA et LEPTO. Il reste une ambiguïté, même après la coupure anti-positron et elle est plus forte à grande E_T^j. Pour éviter cette ambiguïté, nous allons étudier la nature des événements en excès dans ARIADNE.

2) topologie des événements en excès dans ARIADNE :

Quels événements donnent un excès dans ARIADNE? Quelle est leur topologie? Le programme ARIADNE rend partiellement compte de la contribution des photons résolus échangés en DIP dans la limite des bas Q^2 quand l'énergie transverse de l'état final hadronique n'est pas trop grande (i.e. : quand on a pas $Q^2 << E_T^2$). Cette contribution "résolue" pour les petites valeurs de l'énergie transverse (E_T^j ~quelques GeV) se propage vers les grandes valeurs. Cela est illustré par une étude de la collaboration H1 sur la production de jets à bas Q^2 et la structure du photon virtuel [1]. On y montre notamment que ARIADNE décrit correctement $\sigma_{\gamma^* p}(Q^2)$ dans le domaine $0 < Q^2 < 49GeV^2$ pour $E_T^j < 10GeV$ et que la prédiction dépasse la mesure pour $E_T^j > 10GeV$. LEPTO, qui ne donne aucune structure au photon, ne décrit pas du tout les données à bas Q^2 et bas E_T^j. L'accord entre les données, LEPTO et ARIADNE devient satisfaisant pour $E_T^j > 10GeV$ [1].

Un photon résolu produit un "reste" dans l'état final dans la direction du positron incident (du côté de SpaCal). Une grande partie de ce reste est perdue dans le tube à vide, mais on en observe une fraction dans le détecteur. Mettons-le en évidence.

La figure 7.2 a) montre la distribution de énergie totale déposée dans le SpaCal pour des événements $j - j$ avec $E_{T,max}^j > 50GeV$. Les données (points) sont comparées aux prédictions de PYTHIA+LEPTO (tirets) et de PYTHIA+ARIADNE (traits pleins). La figure b) montre la distribution de $\eta_{j,min} - \eta_{trace,min}$ correspondante où $\eta_{j,min}$ et $\eta_{trace,min}$ sont respectivement les rapidités du jet le plus en arrière et de la trace mesurée dans les chambres CJC1 et CJC2 la plus en arrière. Nous recherchons ici la trace la plus éloignée du jet dans la direction du photon.

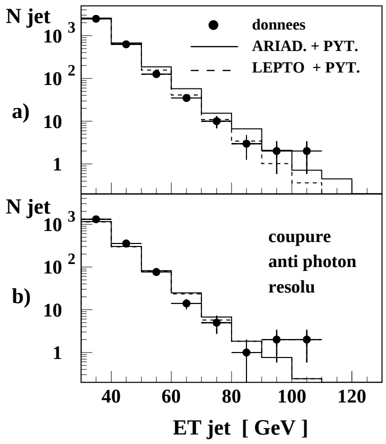


Figure 7.1: **Étude de la coupure contre les photons résolus de ARIADNE.**
a) Spectre inclusif de E_T^j des données (les points) dans le canal $j - j$ avec les spectres simulés par PYTHIA et DJANGO interfacé avec ARIADNE (traits pleins) ou avec LEPTO (tirets). b) Idem après une coupure éliminant le reste du photon résolu.

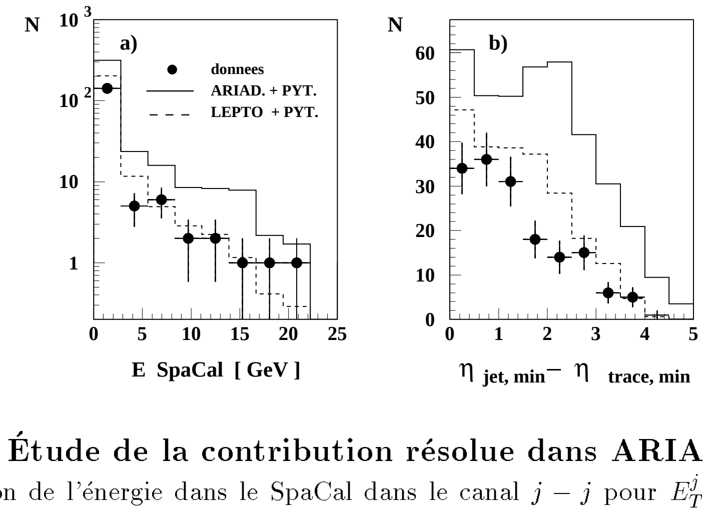


Figure 7.2: **Étude de la contribution résolue dans ARIADNE.**
a) distribution de l'énergie dans le SpaCal dans le canal $j - j$ pour $E_{T,max}^j > 50GeV$. On compare le spectre des données à ceux simulés par PYTHIA+ARIADNE (traits pleins) et PYTHIA+LEPTO (tirets). b) spectres de $\eta_{j,min} - \eta_{trace,min}$ correspondant au a).

Notre première remarque est que la meilleure description des données est faite avec PYTHIA+LEPTO (sans contribution résolue en DIP) aussi bien pour le spectre d'énergie déposée dans le SpaCal que pour le spectre de rapidité de la trace la plus en arrière, avec toutefois une légère surestimation des spectres. Notre deuxième remarque est que ARIADNE surestime beaucoup plus les deux spectres : il y a trop d'activité dans l'hémisphère du photon.

Nous avons mené une étude plus systématique : tous les événements du canal $j-j$ avec $E^j_{T,max} > 60 GeV$ des données, de ARIADNE, de LEPTO et de PYTHIA[2] ont été visualisés. Nous avons constaté que les événements des données, ceux de LEPTO et ceux des processus directs de PYTHIA ont la même topologie : il n'y a aucune activité visible dans la direction du photon. Ce n'est pas le cas des événements simulés par ARIADNE (voir figure 7.3) qui ont une topologie que nous n'observons pas dans les données, avec une activité notable dans la région arrière.

Puisque LEPTO donne une meilleure description des données que ARIADNE, nous pouvons décider de ne pas utiliser ce dernier programme.

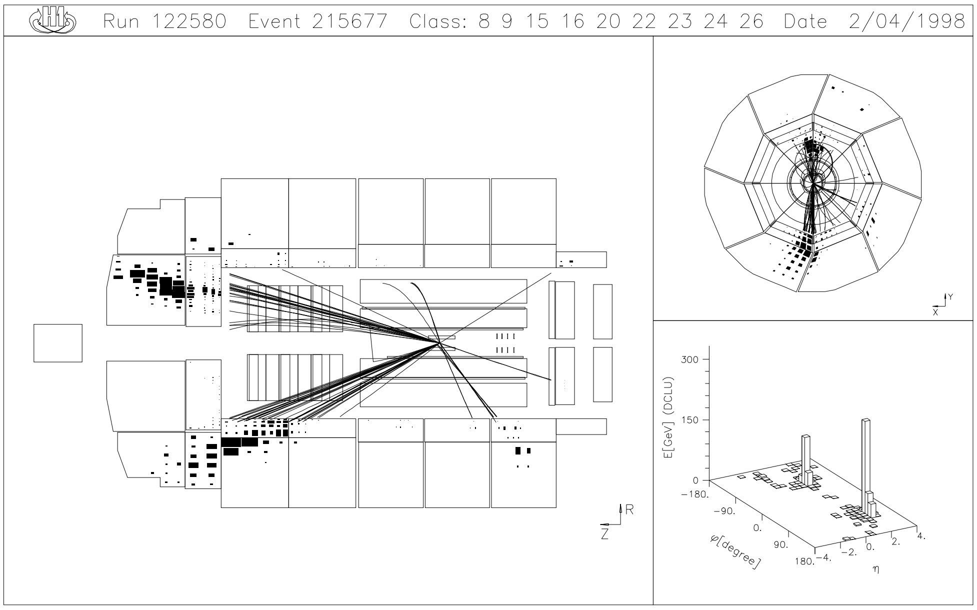


Figure 7.3: **Événement de canal $j-j$ simulé par ARIADNE.**
La sélection a été faite sur les critères de l'échantillon réduit du canal $j-j$.

[2] Les contributions résolue et directe sont données séparément

3) comment lever l'ambiguïté :

Comme nous avons localisé la source du problème de ARIADNE, nous pouvons nous diminuer l'ambiguïté sur le choix du modèle de simulation des DIP. Il suffit d'éliminer toute contribution de photon résolu visible dans le détecteur par des coupures contre le reste du photon. Voici le jeu de coupures que nous utilisons :

- $E_{spacal} < 5GeV$,
- $\eta_{j,min} - \eta_{trace,min} < 1.3$.

La première coupure assure qu'il y a peu d'énergie déposée dans le SpaCal. La deuxième assure qu'il n'y a pas de trace dans l'hémisphère arrière qui soit isolée des jets. La figure 7.1 b) montre l'effet de ces coupures sur les spectres inclusifs de E_T^j des données (points noirs), simulés avec PYTHIA+ARIADNE (traits pleins) et avec PYTHIA+LEPTO (tirets). Le nombre d'événements a globalement diminué dans tous les histogrammes. En éliminant toute activité vers l'arrière, nous rejettons, en plus du reste du photon, beaucoup d'électrons de faible énergie qui n'ont pas été identifiés. La différence entre les spectres de LEPTO et ARIADNE est toujours importante, mais leur contribution relative par rapport au spectre de PYTHIA est petite. Il y a maintenant un bon accord entre les trois distributions. Les coupures ne changent pas grand chose à la queue du spectre des données ($E_T^j > 80GeV$) car à très grand E_T^j, il n'y a pas beaucoup de contribution de photons résolus comme on peut le voir sur la figure 7.1 b).

Conclusion :

ARIADNE et LEPTO conduisent à la même description avec les coupures anti-positron et anti-photon résolu. De façon à rester conservatif, nous n'appliquons pas cette dernière dans toute la suite, mais nous en tiendrons compte dans les erreurs totales. Nous simulerons le spectre de E_T^j du canal $j-j$ avec PYHTIA et LEPTO.

Résultats pour les trois canaux :

Pour les autres canaux $e-j$ et $PSI-j$, nous n'avons pas rencontré de problème spécifique. La coupure anti-positron ne leur sera, bien entendu, pas appliquée.

Pour l'échantillon de contrôle d'événements $j-j$, la figure 7.4 a) montre le spectre inclusif de E_T^j. Les figures 7.4 b) et c) présentent les spectres correspondants de E_T^j pour les échantillons de contrôle $e-j$ et $PSI-jet$. Dans ces deux derniers cas, les événements Monte-Carlo ont été simulés avec le générateur DJANGO. Pour les trois canaux, la simulation décrit bien le spectre de E_T^j des données jusqu'à $80GeV$. Au-delà, les données dépassent légèrement la simulation.

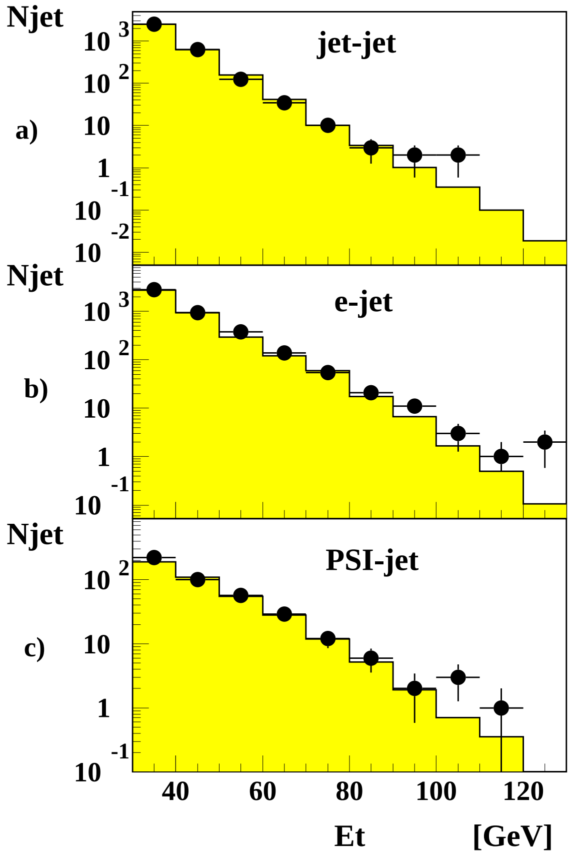


Figure 7.4: **Spectre inclusif de E_T^j pour les canaux à deux corps.** Distribution de E_T^j a) pour le canal $j-j$, b) pour le canal $e-j$, c) pour le canal $NP-j$.

7.1.2 échantillons réduits

Nous allons réduire nos données par des coupures angulaires simples et les comparer aux prédictions du modèle standard pour lequel il n'éxiste pas encore de véritable confrontation avec l'expérience dans le domaine cénématique étudié. Nous allons effectuer ces coupures de façon à sélectionner dans les différents canaux des configurations semblables pour minimiser les effets systématiques relatifs.

Pour les canaux $e-j$ et $PSI-j$, la pseudo-rapidité du jet hadronique doit être plus petite que celle du lepton diffusé. Cette condition est équivalente à

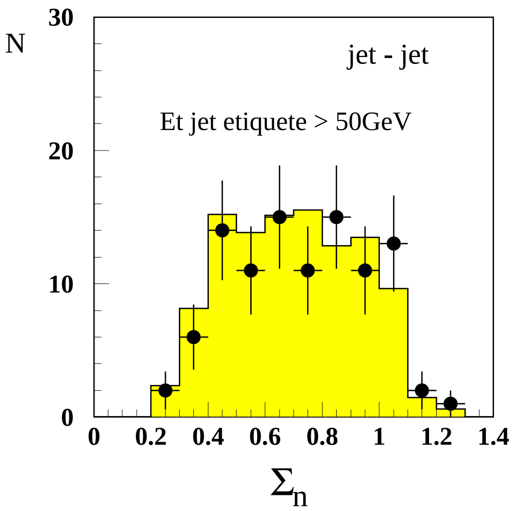


Figure 7.5: **Spectre de Σ_n dans le canal $j - j$.**
La distribution de Σ_n pour les événements $j - j$ (points noirs) avec $E_T^{j,\text{étiqueté}} > 50GeV$ est comparée avec la distribution simulée par PYTHIA pour la contribution de photoproduction et LEPTO pour les DIP.

demander que, dans le référentiel du centre de masse lepton-jet, le jet soit émis dans l'hémisphère arrière (dans la direction du positron incident) ou bien que le lepton soit rétrodiffusé ($cos\theta_l^* \geq 0$). Cette coupure minimise la contribution standard de l'échange d'un boson γ, Z ou W dans la voie t.

Pour le canal $j - j$, nous sélectionnons les événements pour lesquels le jet avec la plus grande pseudo-rapidité (appelé dans la suite **jet étiqueteur**) est émis dans la région angulaire $0 \leq cos\theta_j^* \leq 0.6$. le jet étiqueteur occupe le même domaine angulaire que le lepton dans les canaux $e-j$ et $PSI-j$. Par conséquent, le partenaire du jet étiqueteur (appelé dans la suite le **jet étiqueté**) est émis dans la même région angulaire que le jet des deux canaux $e(PSI) - j$. La figure 7.5 montre la distribution de Σ_n pour les événements $j - j$ avec un jet étiqueté de $E_T^j \geq 50GeV$. Les points correspondent aux données et l'histogramme correspond à la simulation Monte-Carlo. Pour les événements de bas Q^2 qui dominent largement ce canal, Σ_n peut s'interpréter comme la fraction d'énergie du positron incident emportée par le photon intermédiaire. La simulation et les données sont en accord sur tout le spectre. Pour $\Sigma_n \leq 0.5$, la contribution des DIP avec émission d'un photon dur colinéaire au positron dans l'état initial est négligeable. L'accord données-prédiction justifie le facteur K utilisé pour la renormalisation

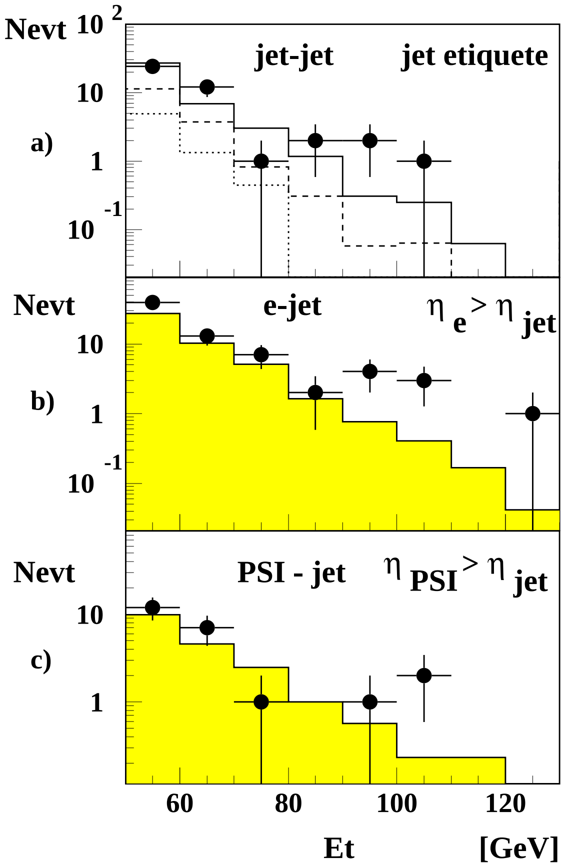


Figure 7.6: **Spectre de E_T^j pour les échantillons réduits de la classe "deux corps".**

Distribution de E_T^j pour les échantillons réduits correspondants a) au canal $j-j$, b) au canal $e-j$, c) au canal $PSI-j$ comparée à la simulation. Les données sont bien décrites, sauf peut-être le canal $e-j$.

de PYTHIA pour tenir compte des corrections d'$O(\alpha_s^2)$.

Pour les canaux $e-j$ et $j-j$, on demande que Σ_n soit plus grande que 0.8. Cette coupure limite à 20% l'énergie incidente qui peut être perdue dans la direction du faisceau de positron. Cela permet d'avoir une correspondance simple et indépendante du canal entre les variables reconstruites M_{12} et x : $M_{12} = \sqrt{xs}$. Une selection sur Σ_n n'a pas de sens pour le canal $PSI-j$, à cause de la quantité importante d'énergie manquante.

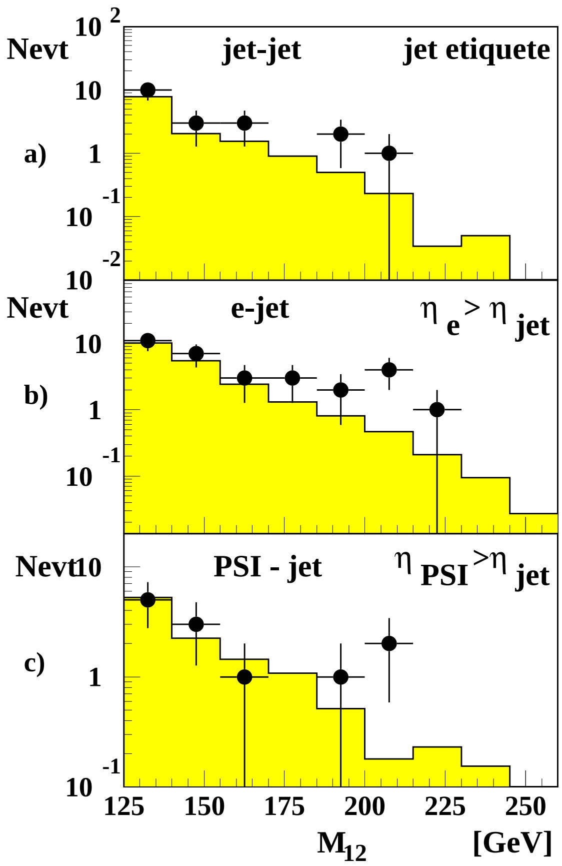


Figure 7.7: **Spectre de M_{12} pour les échantillons réduits de la classe "deux corps".**

Distribution de M_{12} pour les échantillons réduits correspondants a) au canal $j-j$, b) au canal $e-j$, c) au canal $PSI-j$.

Résultats :

La figure 7.6 montre les distributions de E_T^j pour les échantillons réduits a) $j-j$, b) $e-j$, c) $PSI-j$. Pour le canal $j-j$, on choisit uniquement le E_T^j du jet étiqueté. Ainsi, dans les trois canaux, les jets avec un même E_T^j sont détectés dans la même région du détecteur. Cela permet de faire une comparaison non biaisée par des erreurs systématiques différentes.

La figure 7.6 a) présente les contributions des trois types de processus simulés par PYTHIA et DJANGO :

- la photoproduction directe où le photon se couple directement à un quark du proton (différence entre la courbe en traits pleins et celle en tirets),
- la photoproduction résolue où la structure interne du photon est modélisée (différence entre la courbe en tirets et celle en pointillés),
- les diffusions profondément inélastiques (courbe en pointillés).

Comme cela a été discuté au chapitre 6, la contribution largement dominante vient des processus directs et plus particulièrement du QCD Compton ($\gamma q \to qg$). Les trois spectres simulés de la figure 7.6 sont donc contrôlés par les distributions de quarks dans le proton.

La figure 7.7 montre les spectres de M_{12} pour les trois canaux.

7.2 Analyse des événements à trois corps

Parmi tous les canaux à trois corps étudiés, quatre ont des candidats qui répondent à nos critères : ce sont les canaux $e-j-j$, $PSI-j-j$, $j-j-j$ et $PSI-\mu-j$. Seuls les trois premiers font l'objet de l'analyse présentée dans cette thèse. Le quatrième est étudié dans [2].

7.2.1 Le canal $e-j-j$

Onze événements sont trouvés dans le canal $e-j-j$. La prédiction pour le nombre d'événements attendus est calculée à l'aide du générateur DGANGO en utilisant les deux modèles de fragmentation partonique de LEPTO et d'ARIADNE. Pour tester le pouvoir de prédiction de DJANGO pour les processus avec deux jets de grande E_T^j et un électron de $E_T^e \sim E_T^j$, nous constituons un lot d'événements de contrôle en baissant la coupure sur E_T^e à $10GeV$ pour avoir suffisamment de statistique dans les données.

La figure 7.8 compare les spectres des données (points noirs) avec ceux de ARIADNE (traits pleins) et LEPTO (tirets) pour a) l'énergie transverse du positron E_T^e, b) l'énergie transverse du premier jet[3] $E_T^{j,1}$, c) l'énergie transverse du deuxième jet[4] $E_T^{j,2}$, d) la différence de rapidité de l'électron et du jet le plus en arrière

[3] jet de plus grande énergie transverse.

[4] jet de plus petite énergie transverse.

$\eta_e - \eta_{j,min}$, e) la différence entre la rapidité de l'électron et la rapidité moyenne des deux jets $\eta_e - <\eta_j>$ et f) la masse invariante du système des deux jets m_{jj}. L'accord entre la prédiction et l'observation est bon pour les deux modèles.

Nous réduisons maintenant notre lot comme nous l'avons fait pour les canaux $e-j$ et $PSI-j$ en sélectionnant les événements où le positron est rétrodiffusé. Dans ce canal, cela revient à demander $\eta_e > \eta_{j,min}$. Nous demandons aussi qu'il n'y ait pas plus de 20% de l'énergie perdue dans la direction du positron incident : $\Sigma_n > 0.8$. Notre échantillon réduit contient trois candidats.

Résultat :

La figure 7.9 a) montre la distribution de la somme des énergies transverses du positron et des deux jets pour nos candidats comparée à la prédiction de ARIADNE. L'intégrale de la distribution Monte-Carlo de $100GeV(120GeV)$ jusqu'à la limite cinématique vaut 1.67 (0.77), à comparer à 3 (2) événements observés. L'accord n'est pas mauvais compte tenu de la statistique. Les distributions correspondantes de M_{all} sont montrées sur la figure 7.9 b). Deux événements sont trouvés à $\sim 200GeV$ pour une prédiction considérée en accord.

7.2.2 Le canal $PSI-j-j$

Dix candidats ont été trouvés dans le canal $PSI-j-j$.

Les prédictions sont faites par simulation des événements de DIP à courant chargé et à courant neutre à l'aide de générateur DJANGO et des événements de photoproduction à l'aide de PYTHIA.

La figure 7.10 montre la distribution de E_T^{m-p} pour l'échantillon d'événements comportant au moins deux corps identifiés par l'algorithme de cône défini au chapitre 3. Le spectre des données (points noirs) est comparé à la simulation (traits pleins). L'histogramme en grisé montre la contribution des courants chargés.

Dans notre échantillon, E_T^{m-p} peut provenir de la production de muons, de perte d'énergie dans le tube à vide ou bien dans les matériaux morts et de la production de neutrinos. La figure 7.10 montre que cette dernière contribution domine pour $E_T^{m-p} \geq 25GeV$ (voir l'histogramme des courants chargés). L'ensemble du spectre est bien décrit par la simulation.

Le lot de $PSI-j-j$ est réduit de la même façon que celui de $e-j-j$ en demandant que la PSI soit rétrodiffusée : $\eta_{PSI} > \eta_{j,min}$. Comme dans le cas du

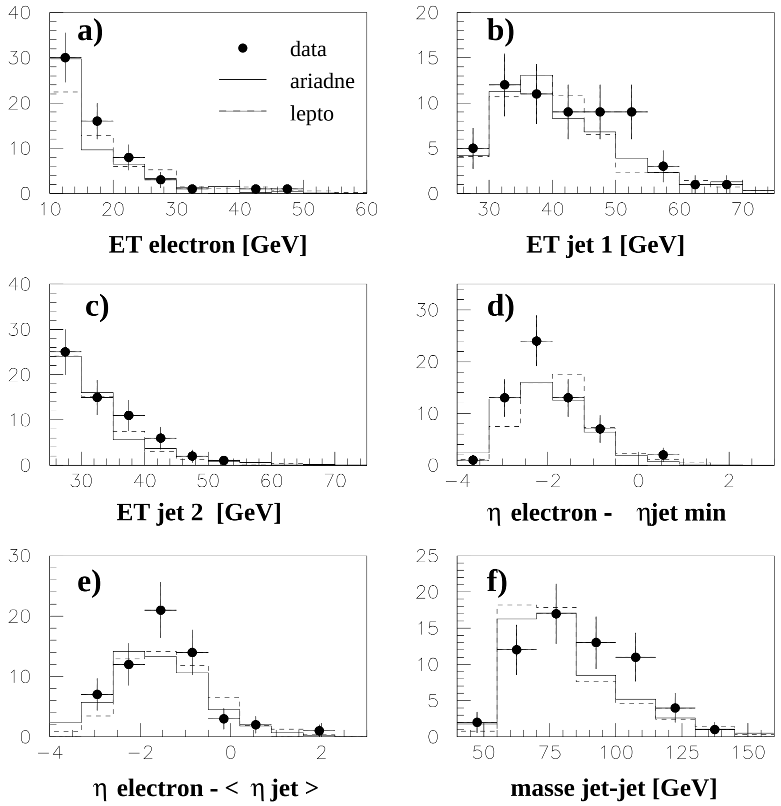


Figure 7.8: **Prédiction de DJANGO pour les processus $e - j - j$.** Comparaison des modèles ARIADNE et LEPTO avec le lot de contrôle du canal $e - j - j$. On montre les distributions de a) l'énergie transverse du positron , b) l'énergie transverse du premier jet, c) l'énergie transverse du deuxième jet, d) la différence de rapidité de l'électron et du jet le plus en arrière, e) la différence entre la rapidité de l'électron et la rapidité moyenne des deux jets et f) la masse invariante du système des deux jets.

canal $PSI - j$, la condition $\Sigma_n > 0.8$ n'a pas de sens : elle n'est pas appliquée.

Résultat :

Quatre candidats satisfont le nouveau critère. Les valeurs de E_T^{m-p} correspondantes sont montrées sur la figure 7.11 avec la distribution équivalente pour la simulation. Celle-ci ne contient que des événements à courant chargé car ils sont les seuls à passer toutes les sélections. Cela démontre que la variable E_T^{m-p} permet

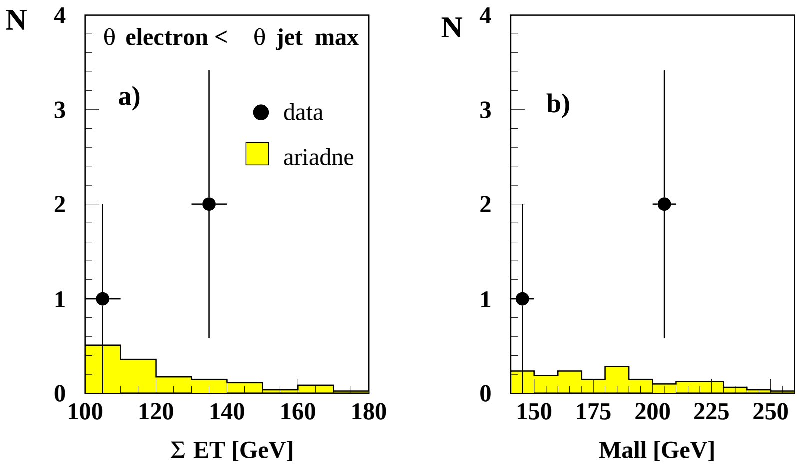


Figure 7.9: **Échantillon réduit du canal $e-j-j$.**
Distributions de a) la somme des énergies transverses des jets et du positron, b) la masse invariante de toutes les particules détectées dans les calorimètres pour l'échantillon réduit du canal $e-j-j$. Deux événements sont trouvés à $\sim 200GeV$ pour une prédiction considérée en accord.

de faire une prédiction sans ambiguïté pour le canal $PSI-j-j$ indépendante de la qualité de la simulation de faux candidats PSI. L'intégrale de la distribution de E_T^{m-p} simulée pour $E_T^{m-p} \geq 10GeV$ vaut 1.3.

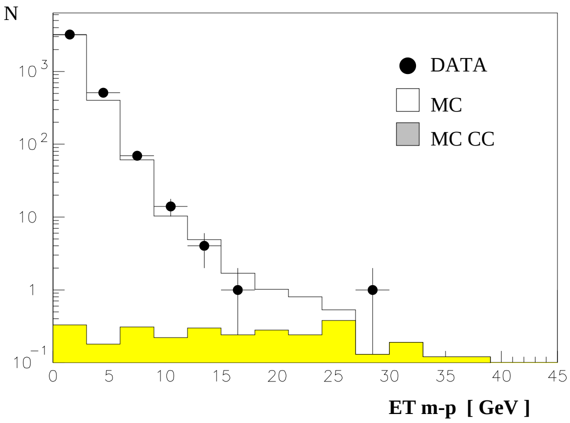


Figure 7.10: **L'énergie transverse manquante projetée.**
Distribution de l'énergie transverse manquante projetée E_T^{m-p} pour un lot de contrôle $j-j$, la simulation (histogramme blanc), la simulation des courants chargés uniquement (histogramme grisé).

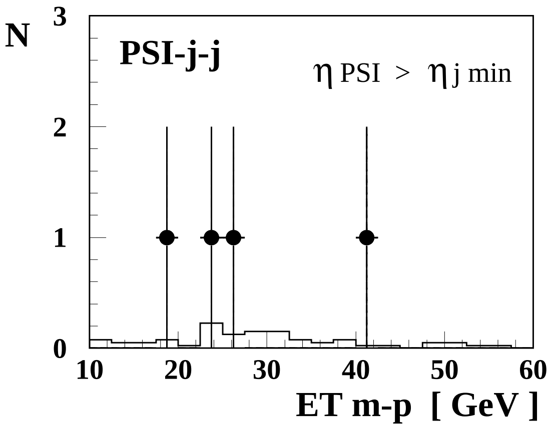


Figure 7.11: **Échantillon réduit** $PSI - j - j$.
Distribution E_T^{m-p} pour l'échantillon réduit $PSI - j - j$.

7.2.3 Le canal $j - j - j$

Nous trouvons 7 événements dans le canal $j - j - j$. Comme dans le cas du canal $j - j$, nous nous intéressons aux événements avec une perte d'énergie dans la direction du positron incident qui n'excède pas 20% ($\Sigma_n > 0.8$). DJANGO et PYTHIA ne génèrent pas les processus à l'$O(\alpha_s^2)$. La section efficace différentielle en y de production de trois jets à l'ordre dominant a été calculée pour notre analyse par M. Klasen et G. Kramer [3]. Le résultat est consigné dans la table 7.1.

Tableau 7.1: Section efficace au LO de production de 3 jets en *pb*.

y	$d\sigma/dy$
0.05 ± 0.05	0.000 ± 0.000
0.15 ± 0.05	0.000 ± 0.000
0.25 ± 0.05	0.487 ± 0.034
0.35 ± 0.05	1.403 ± 0.044
0.45 ± 0.05	2.263 ± 0.053
0.55 ± 0.05	3.128 ± 0.054
0.65 ± 0.05	3.465 ± 0.101
0.75 ± 0.05	4.311 ± 0.068
0.85 ± 0.05	4.451 ± 0.078
0.95 ± 0.05	4.487 ± 0.066

Pour les événements de photoproduction, $\Sigma_n = y$. La section efficace totale correspondant à $\Sigma_n > 0.8$ est :

$$\sigma = (\frac{d\sigma}{dy}(y = 0.85) + \frac{d\sigma}{dy}(y = 0.95)) \cdot \Delta y = (4.451 + 4.487) \cdot 0.1 = 0.894pb \ . \quad (7.1)$$

Le nombre d'événements correspondant est :

$$N = \mathcal{L} \cdot \frac{\sigma}{3!} = 35.8 \cdot \frac{0.894}{3!} = 5.3 \ , \quad (7.2)$$

où le facteur 3! évite le double comptage des jets.

Conclusion :

La prédiction de 5.3 événements attendus est compatible avec les 7 événements que nous observons.

7.3 Discussion des erreurs systématiques

Nous passons en revue toutes les sources d'effets systématiques qui peuvent conduire à une surestimation du taux de jets de grand E_T. Nous classons ces sources en trois catégories :

- les incertitudes expérimentales,
- les incertitudes sur les distributions de partons utilisées dans la simulation,
- les incertitudes théoriques des modèles utilisés par les programmes de Monte-Carlo pour décrire les différents processus.

Les deux premiers points sont communs à tous les canaux, alors que le troisième dépend du processus.

7.3.1 Incertitudes expérimentales

Les plus grands effets sur les spectres de E_T^j que nous avons étudiés viennent de la reconstruction de l'énergie des jets. Plusieurs contributions à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique ont été prises en compte :

- une erreur possible $\delta^{(1)}$ de 2% sur l'échelle d'énergie absolue.

$$\delta^{(1)} E_T^j = 0.02 \cdot E_T^j$$

- une erreur possible $\delta^{(2)}$ de $0.02\%/GeV$ due à la non-linéarité des coefficients de calibrations par rapport à leurs valeurs centrales à $50GeV$. La valeur centrale a été testée par la balance en p_T des événements $e-j$ de $E_T^e \geq 50GeV$ (voir figure **??** a)). Pour la plupart de ces événements, $45GeV < E_T^j < 60GeV$. Avec cette erreur, à $100GeV$, E_T^j peut dévier de 1%.

$$\delta^{(2)}E_T^j = 0.02 \cdot (E_T^j - 50)$$

- une erreur possible $\delta^{(3)}$ dans la simulation de la queue non-gaussienne de la résolution de E_T^j due aux matériaux morts qui se trouvent devant et à l'intérieur du calorimètre à argon liquide. Nous pouvons quantifier l'effet systématique de plusieurs manières : par exemple par l'écart des valeurs moyennes des corrections des données et de la simulation, ou bien de façon proportionnelle à la taille de la correction $E_T^j(1)-E_T^j(0)$ ($E_T^j(0)$ est l'énergie transverse à l'échelle électromagnétique et $E_T^j(1)$ est l'énergie transverse à l'échelle électromagnétique corrigée des effets des matériaux morts). C'est cette deuxième solution que nous adoptons car elle est particulièrement adaptée aux queues de distributions. Si la correction de la simulation est augmentée de 15%, cela assure qu'il n'y a pas de sous-estimation par rapport aux données (voir figure 5.9 a).

$$\delta^{(3)}E_T^j = 0.15 \cdot (E_T^j(1) - E_T^j(0))$$

- une erreur possible $\delta^{(4)}$ dans la simulation des queues non-gaussiennes de la résolution de E_T^j due à la procédure de pondération de l'énergie hadronique. Nous estimons cette erreur à 3% quand la correction de pondération $E_T^j - E_T^j(1)$ dépasse 25% de $E_T^j(1)$ (voir figure5.9 b).

$$\delta^{(4)}E_T^j = 0.03 \cdot E_T^j$$

Une erreur supplémentaire sur les taux de jets de grande E_T^j vient de l'incertitude sur la mesure de la luminosité, estimée à 2.3%.

Ces erreurs sont calculées pour les taux de jets prédits par les Monte-Carlos dans tous les canaux que nous avons étudiés. Leur somme quadratique sera appelée dans la suite erreur expérimentale.

7.3.2 Incertitudes sur les distributions de partons

Les incertitudes sur les densités de partons ont été discutées au chapitre 6. Nous y avons défini une incertitude de 12% sur les densités de quarks. Cette valeur se propage directement sur le taux de jets prédit par la simulation Monte-Carlo.

Pour le canal $j-j$, dont une partie des événements viennent de processus de boson-gluon fusion, on ajoute une autre incertitude sur la forme de la distribution de gluon. Cette incertitude est calculée en faisant la différence entre le taux de jets prédit avec la paramétrisation standard CETEQ4M et celui prédit avec la paramétrisation CETEQHJ qui rend compte de l'excès de jets à grand P_T de TEVATRON par une contribution des gluons renforcée.

7.3.3 Incertitudes théoriques

Nous discutons ici les incertitudes théoriques des processus pour lesquels nous disposons de simulations Monte-Carlo. Ces incertitudes ne sont pas négligeables devant les erreurs expérimentales et les erreurs sur les densités de partons pour les canaux $j-j$, $e-j-j$ et $PSI-j-j$. Les deux derniers canaux ont les mêmes sources d'incertitudes théoriques, aussi nous ne les considérons pas séparément.

Le canal $j-j$

L'incertitude principale dans ce canal vient du fait que le programme de simulation PYTHIA génère les processus QCD uniquement à l'ordre dominant en α_s. Le facteur K pour les processus de photoproduction qui donnent deux jets dans l'état final, calculé par M. Klasen et G. Kramer, a été discuté au chapitre 6. Rappelons simplement ses caractéristiques principales : il décroît de 1.5 à $E_T^j = 25GeV$ à 1.2 à $E_T^j = 100GeV$ et remonte à 1.5 à $E_T^j = 130GeV$. La procédure de renormalisation de PYTHIA que nous appliquons conduit à une surestimation de taux de jets de grande énergie transverse. Cette surestimation est quantifiée en comparant le taux de jets calculé par PYTHIA et renormalisé par un facteur 1.5 (notre prescription) avec le même taux de jets renormalisé par le facteur K différentiel. La différence entre les deux spectres est propagée dans l'incertitude théorique.

Une autre incertitude, plus petite mais non négligeable, porte sur la contribution des diffusions profondément inélatiques . elle est calculée en utilisant les deux modèles de fragmentation partonique de LEPTO et ARIADNE. La différence entre les spectres obtenus est prise en compte comme une incertitude supplémentaire.

Les canaux $e-j-j$ et $PSI-j-j$

L'incertitude principale pour ces canaux vient de l'erreur sur la valeur de α_s. Nous l'avons déja prise en compte dans les 20% d'incertitude sur les distributions de quarks.

La contribution des ordres supérieurs est négligeable devant l'erreur précédente dans la région de l'espace de phase que nous étudions. Nous nous sommes placés loin du domaine où les divergences colinéaires et infrarouges sont importantes.

L'incertitude résiduelle provient de la modélisation de l'état final. Pour l'estimer, nous faisons la différence entre les prédictions de ARIADNE et LEPTO. La valeur moyenne est la prédiction que nous adoptons.

7.4 Prédictions finales et discussion des résultats

Nous allons montrer en détail sur l'exemple de canal $j-j$ comment sont calculées les incertitudes et donnerons directement les résultats pour les autres canaux. Un estimateur pour quantifier les écarts entre nos prédictions et nos mesures sera ensuite introduit.

7.4.1 Calcul des erreurs

Nous présentons dans la table 7.2 les incertitudes expérimentales sur la mesure du taux de jets dans le canal $j-j$, décrites dans le paragraphe 7.3.1 :

- σ_1 : échelle d'énergie absolue,
- σ_2 : non-linéarité du calorimètre,
- σ_3 : matériaux morts,
- σ_4 : pondération de l'énergie hadronique,
- σ_5 : luminosité.

L'incertitude résultante est $\sigma_{exp} = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$.

Tableau 7.2: Incertitudes expérimentales en nombre d'événements du canal $j-j$.

coupure	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_5	$\boldsymbol{\sigma_{exp}}$
$E_T > 70$	0.23	0.00	0.13	0.13	0.11	**0.31**
$E_T > 80$	0.18	0.05	0.17	0.16	0.04	**0.30**
$E_T > 90$	0.05	0.03	0.18	0.15	0.01	**0.25**

Dans la table 7.3 sont notées :

- σ_6 l'incertitude sur les densités de quarks et
- σ_7 l'incertitude provenant d'une éventuelle contribution supplémentaire de gluon.

Comme nous l'avons discuté dans le paragraphe précédent, σ_6 vaut 12% du nombre attendu.

Pour déterminer σ_7, nous utilisons les calculs de M. Klasen et G. Kramer pour la section efficace à l'$O(\alpha_s^2)$ avec différentes paramétrisations partoniques. La structure du photon est décrite par la paramétrisation GS96. La structure du proton est décrite par la paramétrisation standard CTEQ4M pour caculer σ_{NLO} et par la paramétrisation CETQ4HJ qui contient la contribution supplémentaire de gluon pour calculer σ^*_{NLO}. Les nombres d'événements attendus correspondant sont noté N et N^* dans la table ($N = \mathcal{L} \cdot \sigma/2!$). La demi-différence des deux est l'incertitude que nous choisissons : $\sigma_7 = (N^* - N)/2$. L'erreur totale σ_p sur les distributions de partons est la somme quadratique de σ_6 et σ_7.

Tableau 7.3: Incertitudes sur les densités de partons du canal $j - j$.

coupure	σ_{NLO}	σ^*_{NLO}	N	N^*	σ_6	σ_7	$\boldsymbol{\sigma_p}$
$E_T > 70$	0.3027	0.3213	5.42	5.75	0.58	0.33/2	**0.60**
$E_T > 80$	0.1036	0.1125	1.85	2.01	0.22	0.16/2	**0.23**
$E_T > 90$	0.0258	0.0288	0.46	0.51	0.07	0.05/2	**0.07**

Dans la table 7.4 sont consignées les calculs des erreurs théoriques :

- σ_8 : incertitude sur les corrections NLO.
- σ_9 : choix entre ARIADNE et LEPTO pour la contribution des DIP.

La première est obtenue par la comparaison des nombres d'événements attendus $N_{1.5}$ avec PYTHIA renormalisé par un facteur 1.5 et N_{NLO} PYTHIA renormalisé par un facteur différentiel σ_{NLO}/σ_{LO} où σ_{LO} et σ_{NLO} sont les sections efficaces analytique à l'$O(\alpha_s)$ et à l'$O(\alpha_s^2)$: $\sigma_8 = (N_{1.5} - N_{NLO})/2$.

La deuxième est obtenue par la comparaison des nombres d'événements attendus N_{NLO} et N' quand on utilise LEPTO ou ARIADNE pour modéliser les DIP : $\sigma_8 = (N_{NLO} - N')/2$.

L'incertitude théorique globale σ_{th} est la somme quadratique de σ_8 et σ_9.

Tableau 7.4: Calcul des incertitudes théoriques du canal $j - j$.

$j - j$	σ_{LO}	σ_{NLO}	$N_{1.5}$	N_{NLO}	N'	σ_8	σ_9	$\boldsymbol{\sigma_{th}}$
$E_T > 70$	0.2616	0.3259	4.88	4.05	3.22	0.83/2	1.66/2	**0.93**
$E_T > 80$	0.0902	0.1098	1.84	1.49	1.17	0.35/2	0.67/2	**0.38**
$E_T > 90$	0.0224	0.0269	0.62	0.49	0.49	0.10/2	0.13/2	**0.08**

7.4.2 Probabilité des écarts entre prédiction et observation

Pour quantifier l'écart entre le nombre d'événements observé N_{obs} et le nombre d'événements attendu $N_a \pm \sigma$, nous utilisons la prescription proposée dans [4]. Nous calculons la probabilité $P(N \geq N_{obs})$ que dans un ensemble aléatoire d'expériences identiques, le nombre d'événements N provenant de processus standard prenne une valeur supérieure ou égale à N_{obs}.

L'ensemble d'expériences identiques est représenté par une densité de probabilité gaussienne de valeur moyenne N_a et de largeur σ : $G(x; N_a, \sigma)$.

La probabilité donnée par la distribution de Poisson d'observer n événements quand on en attend x est $p(n; x) = e^{-x} x^n / n!$.

La probabilité de fluctuation des processus standard est simplement la convolution des deux distributions :

$$P(N \geq N_{obs}) = \sum_{n=N_{obs}}^{\infty} \int_0^{+\infty} dx\ G(x; N_a, \sigma) \times p(n; x)\ . \tag{7.3}$$

7.4.3 Résultats et discussion

La table 7.5 donne les nombres d'événements observés dans les échantillons réduits des différents canaux que nous avons étudiés. Les nombres prédits correspondants sont indiqués ainsi que leurs erreurs systématiques, avec, dans l'ordre : l'incertitude expérimentale, l'incertitude sur les distributions de partons et l'incertitude théorique (canaux $j - j$ et $e - j - j$).

Les valeurs des principales variables cinématiques événements sont reportées dans l'annexe A.

Nous observons dans tous les canaux un nombre d'événements un peu supérieur

Tableau 7.5: Nombres d'événements observés et prédits pour les échantillons réduits avec les probabilités associées.

canal	*coupure*	N_{obs}	N_a	$P(N_{evt} \geq N_{obs})$
$j-j$	$E_T > 70$	6	$4.88 \pm 0.31 \pm 0.60 \pm 0.93$	36.5%
	$E_T > 80$	5	$1.84 \pm 0.30 \pm 0.23 \pm 0.38$	5.0%
	$E_T > 90$	3	$0.62 \pm 0.25 \pm 0.07 \pm 0.08$	3.4%
$e-j$	$E_T > 70$	17	$8.64 \pm 0.93 \pm 1.03$	1.5%
	$E_T > 80$	10	$3.37 \pm 0.52 \pm 0.40$	0.5%
	$E_T > 90$	8	$1.58 \pm 0.49 \pm 0.19$	0.1%
$PSI-j$	$E_T > 70$	3	$4.43 \pm 1.17 \pm 0.53$	
	$E_T > 80$	3	$1.94 \pm 0.91 \pm 0.23$	32.5%
	$E_T > 90$	3	$0.91 \pm 0.39 \pm 0.12$	7.9%
$e-j-j$	$\sum E_T > 75$	3	$2.39 \pm 0.36 \pm 0.29 \pm 0.41$	42.0%
	$\sum E_T > 100$	3	$1.58 \pm 0.23 \pm 0.19 \pm 0.47$	22.0%
	$\sum E_T > 120$	2	$0.73 \pm 0.13 \pm 0.09 \pm 0.28$	17.8%
$PSI-j-j$	$\sum E_T > 75$	4	$1.32 \pm 0.25 \pm 0.16 \pm 0.23$	5.4%
	$\sum E_T > 100$	3	$1.01 \pm 0.22 \pm 0.12 \pm 0.30$	9.2%
	$\sum E_T > 120$	2	$0.77 \pm 0.20 \pm 0.09 \pm 0.29$	19.3%

au nombre attendu. Avec notre petite statistique, on peut considérer l'accord satisfaisant, sauf peut-être pour le canal $e-j$ qui contient plus de candidats que les autres. A titre indicatif, sur les 10 candidats avec $E_T^e > 80GeV$, 4 ont été enregistrés en 1997 pour une luminosité de $21.6pb^{-1}$. L'excès est moins significatif en 1997 qu'en 1996.

7.5 Discussion du canal $e-j$

Dans [4], où les événements de DIP de $Q^2 > 15000GeV^2$ des données prises entre 1994 et 1996 correspondant à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 14.2pb^{-1}$ ont été analysés, une attention particulière a été portée sur les événements à courant neutre qui se trouvent dans la région $M = 200 \pm 12.5GeV$, où $M = Q^2/y$ est la masse mesurée à partir de l'énergie E et l'angle polaire θ_e du positron diffusé. 7 événements sont trouvés pour 0.95 ± 0.18 attendus. Selon la méthode de reconstruction de la masse utilisée, ces événements ont des masses compatibles, compte tenu de la résolution en énergie du détecteur. Les causes possibles de l'excès obtenus ont été abondamment discutées [5], parmi elles, la formation d'une résonance étroite positron-quark dans la voie s, que nous appelerons dans la suite *leptoquark* (LQ), a été souvent évoquée.

Nous allons tester cette hypothése par l'étude de l'état final hadronique et avec un nouvel estimateur de masse qui est peu sensible à la résolution en énergie du détecteur.

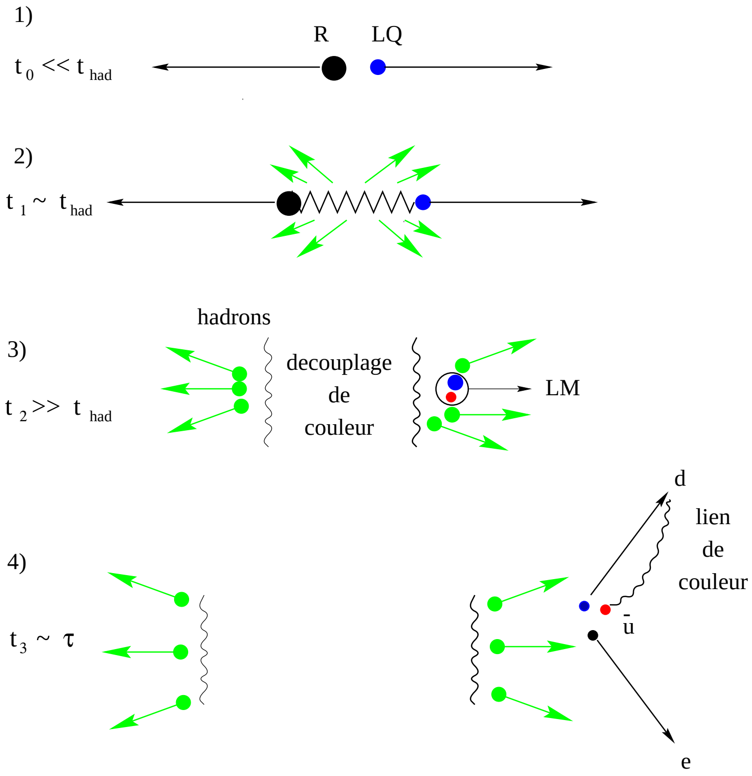


Figure 7.12: **Processus d'hadronisation en présence d'un leptoquark.** 1) Formation de la résonance. 2) Première hadronisation. 3) Séparation du reste du proton et du lepto-méson. 4) Désintégration du lepto-méson. Le reste du lepto-méson peut produire une particule de faible impulsion et le jet est découplé du reste du proton.

Quel serait le développement spatio-temporelle de l'hadronisation en cas de formation et de désintégration d'une résonance électron-quark à durée de vie longue[5]? Le groupe H1 de Paris a proposé un scénario dans lequel la présence d'un leptoquark laisserait des signes visibles dans l'état final. Un scénario similaire a été donné plus tard dans [12].

Le scénario se décompose en quatre étapes.

[5] Par durée de vie longue, on entend une durée de vie très supérieure au temps d'hadronisation $t_{had} \simeq 1 fm/c$.

1) Formation de la résonance :

le positron et un quark portant une fraction $x = M_{LQ}^2/s$ de l'impulsion du proton se couplent pour former le leptoquark en un temps $t_0 << t_{had}$: $e + q \to LQ$.

2) Première hadronisation :

au bout d'un temps $t_1 \sim t_{had}$, viennent la fragmentation partonique et l'hadronisation qui projette des particules symétriquement suivant l'angle azimutal. Le leptoquark se lie avec un anti-quark pour former un système singulet de couleur que nous appelerons *lepto-méson*: (LM). L'énergie de liaison de l'anti-quark ($\sim 1GeV$) est négligeable face à la masse du leptoquark.

3) Séparation du reste du proton et du lepto-méson :

Après un temps $t_2 >> t_{had}$, les hadrons associés au reste du proton se sont éloignés de ceux associés à la fragmentation du côté du lepto-méson et il n'y a plus de lien de couleur entre les deux paquets de particules.

4) Désintégration du lepto-méson :

Lorsque la durée de vie du leptoquark est atteinte ($t_3 \sim \tau$), celui-ci se désintègre en un positron et un quark. Dans le référentiel propre du leptoquark, le positron et le quark sont éjectés, chacun l'énergie $E = M_{LQ}/2$. L'anti-quark attaché au leptoquark se comporte comme un quark spectateur portant très peu d'énergie. Une corde de couleur est tendue entre le quark et l'anti-quark. Les particules créées quand cette corde se casse forment un jet observé dans l'état final.

7.5.1 Recherche d'une trace de reste de "lepto-méson"

Après la désintégration du lepto-méson, l'anti-quark spectateur doit se recombiner avec un autre quark pour former un hadron (reste du lepto-méson) de faible impulsion (quelques centaines de MeV) dans le référentiel propre du leptoquark.

Dans le cas d'un processus standard avec échange d'un boson intermédiaire dans la voie t entre le positron et le quark, un champ de couleur se crée entre le quark diffusé et le reste du proton qui bouge avec une très grande vitesse dans le centre de masse du système positron-jet (noté CMS[6] dans la suite), contrairement au

[6]Center of Mass System

reste du lepto-méson. Il y a donc peu de chance d'observer des particules de faible impulsion dans ce référentiel (CMS) dans le cas d'un hadronisation standard en une étape.

Un excès de particules de petite impulsion dans le référentiel du CMS pourrait signaler la formation d'un lepto-méson.

La figure 7.13 montre la distribution de l'impulsion dans CMS P_{min} de la trace chargée de plus petit moment associée au jet ($R_{tr-j} = \sqrt{(\eta_{tr} - \eta_j)^2 + (\phi_{tr} - \phi_j)^2} \leq 1$). Nous utilisons les traces chargées reconstruites par le détecteur central avec une impulsion transverse $P_T \geq 150MeV$. L'efficacité de reconstruction de ces traces est de 90% et la résolution obtenue pour l'impulsion transverse est $\sigma(P_T)/P_T = 0.0086P_T + 0.015$ [6]. L'analyse est restreinte aux jets qui se trouvent dans le domaine $0.5 \leq \eta_j \leq 1.5$. Cela permet de comparer le spectre de P_{min} des jets des candidats $e - j$ de l'échantillon réduit, qui sont dans ce domaine, avec ceux des jets de plus bas E_T^j. Cela minimise d'autre part l'incertitude sur la description de la dépendance en η de l'efficacité de reconstruction des traces de bas P_{min}.

Résultat :

Sur les figures 7.13 a), b) et c), on vérifie que la simulation décrit correctement le spectre de P_{min} des données dans une grande région de E_T^j pour notre échantillon de contrôle. Notons que la forme de la distribution de P_{min} dépend faiblement de E_T^j, ce qui permet de faire l'extrapolation vers les plus grandes valeurs de cette variable. Nous étudions en d) l'échantillon réduit au delà de $70GeV$ d'énergie transverse : presque tous les candidats de grande masse ($M = 200 \pm 12.5GeV$) sont dans ce lot. La différence globale du nombre d'événement est conforme à celle observée pour le spectre de E_T^j. Le point important est que la forme de la distribution simulée est compatible avec celle observée dans les données.

7.5.2 Étude des liens de couleur entre les jets et le reste du proton

Nous pouvons également rechercher le signe d'une résonance à longue durée de vie dans la distribution des particules dans la partie avant du détecteur. Comme nous l'avons indiqué, l'hadronisation du reste du proton est terminée bien avant la désintégration de la résonance. Les radiations QCD par le quark à l'origine du jet produit par la résonance sont découplées et n'interfèrent pas avec celles du reste du proton : il doit y avoir un gap de rapidité entre les deux. La distribution azimutale des particules entre le tube à vide et le jet doit donc être symétrique.

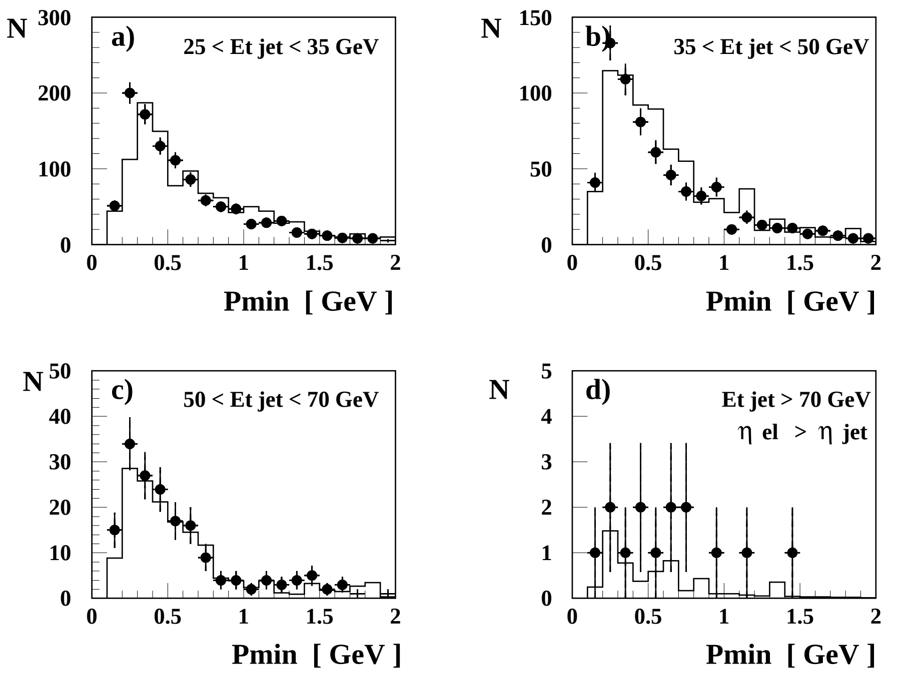


Figure 7.13: **Recherche du reste d'un lepto-méson.**
Distribution de l'impulsion minimum P_{min} des traces associées au jet de rapidité comprise entre 0.5 et 1.5 des événements du canal $e-j$ pour a-b-c) trois intervalles de E_T^j et d) pour les événements de l'échantillon réduit avec $E_T^j > 70GeV$.

Ce n'est pas le cas d'un processus de diffusion inélatique profonde standard avec une seule étape de fragmentation pour lequel il y a un champ de couleur entre le quark diffusé et le reste du proton. Le claquage produit des particules entre le jet et le reste de sorte que la distribution en ϕ n'est pas symétrique.

Nous allons étudier la distribution de l'énergie déposée autour du tube à vide dans la direction du proton avec la variable Vt définie comme la somme vectorielle des énergies transverses des particules (dépôts dans le calorimètre) de rapidité $\eta \geq max[\eta_j + 1.2, \eta_e]$. Cette variable rend compte de la symétrie en ϕ de la distribution d'énergie entre le jet et le tube à vide en excluant la gerbe électromagnétique du positron. Pour les distributions symétriques, Vt doit être proche de 0.

Résultat :

Les figures 7.14 a), b) et c) montrent la distribution de Vt dans différents intervalles de E_T^j pour des événements $e-j$ tels que $\eta_j + 1.2 \leq 2.7$; cette dernière condition assure qu'il y a un espace suffisant entre le jet et le tube à vide où sommer les énergies. L'accord entre les données et la simulation est correct sur les trois spectres de sorte que l'analyse peut être étendue à l'échantillon $e-j$ réduit (voir figure 7.14 d). La différence globale du nombre d'événements observé avec le nombre attendu est, là encore, conforme à celle obtenue pour le spectre de E_T^j. Notons surtout que le spectre de V_t a la même forme dans les données et la simulation.

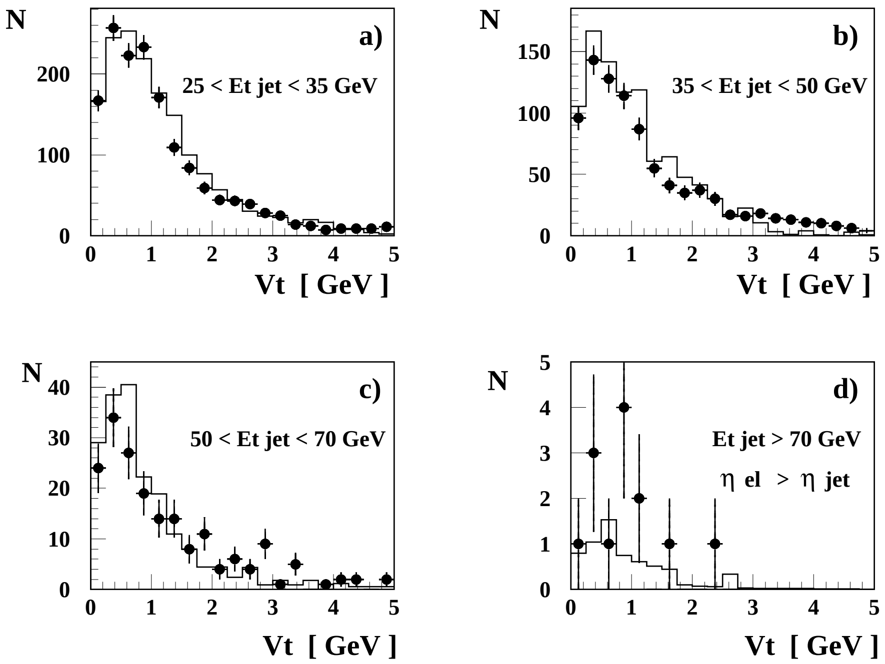


Figure 7.14: **Étude du lien de couleur entre le jet et le reste du proton.** Distribution de la variable Vt, somme vectorielle des impulsions des particules entre le jet et le tube à vide pour les événements du canal $e-j$ dans a-b-c) trois intervalles de E_T^j et d) pour les événements de l'échantillon réduit avec $E_T^j > 70 GeV$. Pour avoir une zone où sommer suffisamment grande, on se limite aux événements pour lesquels $\eta_j + 1.2 \leq 2.7$.

7.5.3 Analyse du spectre de masse des canaux $e-j$ et $j-j$

Les distributions de M_{12} pour les événements de la classe **deux corps** présentées sur la figure 7.7 montre qu'une partie des événements se situent dans la région $185 GeV \leq M_{12} \leq 230 GeV$. Le regroupement de ces événements dans cette région peut être dû à une fluctuation statistique. Ici, nous essayons de voir si le spectre de masse des événements est compatible avec celui d'une résonance de largeur de l'ordre d'une centaine de MeV au plus.

L'hypothèse de la formation d'une résonance étroite, en particulier pour les candidats de $M = 200 \pm 12.5 GeV$, ne peut pas être discutée sur la base des spectres de M_{12}. La distribution de masse de cette résonance serait considérablement élargie par la résolution en énergie du calorimètre à argon liquide, comme nous l'avons montré dans le chapitre 5 par notre étude des différents estimateurs de masse

Dans ce paragraphe, nous allons employer la méthode de reconstruction de la masse des résonances introduite à la fin du chapitre 5. Cette méthode utilise au mieux la résolution expérimentale de l'état final, comme nous l'avons déjà dit.

Pour une résonance étroite et donc de durée de vie longue avec deux étapes de fragmentation partonique et d'hadronisation, il n'y a pas d'interférence entre les radiations QCD dans l'état initial et dans l'état final: elles peuvent être traitées séparément. En clair, cela veut dire qu'il y a découplage complet entre les jets et le reste du proton. Nous allons utiliser cette propriété pour corriger l'effet des radiations dans l'état final événement par événement.

Nous avons donné la formule de la masse reconstruite M_{rec} dans le cas du canal $e-j$:

$$M_{rec}^2 = \frac{4E_0^2}{tg(\theta_e/2)tg(\theta_j/2)} \cdot K \ , \tag{7.4}$$

où K est une fonction de M_j, θ_j et E_T^j. Cette formule se généralise simplement au cas $j-j$. La masse du jet M_J est reconstruite à partir de la somme vectorielle de tous les amas d'énergie associés au jet. La résolution moyenne de M_j obtenue pour des jets simulés avec le générateur PYTHIA est de 14%.

Dans la table 7.6 la valeur de M_{rec} est donnée pour tous les événements de l'échantillon réduit du canal $e-j$ avec $E_T^j > 70 GeV$. L'erreur sur M_{rec} a été calculée événement par événement en propageant l'incertitude de 14% sur M_J, l'incertitude sur θ_j dépendant du rayon R_{jet}[7] et l'incertitude sur θ_e. Notons que la forte réduction de l'incertitude expérimentale par rapport à la méthode M_{12} est obtenue en supprimant les effets de résolution sur l'énergie des positrons et des jets. La résolution sur E_T^j intervient uniquement dans la petite correction apportée par le facteur K de la formule 7.4.

Les valeurs de M_{rec} pour les événemments de l'échantillon réduit $j-j$ avec

[7] à savoir: $\sigma[\theta_j] = 13 mrad$ pour $0.1 < R_{jet} \leq 0.2$, $\sigma[\theta_j] = 19 mrad$ pour $0.2 < R_{jet} \leq 0.3$ et $\sigma[\theta_j] = 22 mrad$ pour $0.3 < R_{jet} \leq 0.4$.

Tableau 7.6: Calcul de M_{rec} pour les candidats du canal $e - j$.

run	evt	M_{jet}	R_{jet}	M_{rec}
87050	8062	18.5	0.15	210.6 ± 2.9
88999	106218	29.1	0.32	186.9 ± 4.0
119314	18272	6.4	0.10	202.5 ± 2.4
120636	4789	18.0	0.22	131.2 ± 1.8
122145	69506	13.6	0.11	233.5 ± 3.7
158577	100110	15.5	0.17	213.9 ± 2.7
163853	46298	25.6	0.31	169.5 ± 3.0
163853	27973	9.7	0.10	187.1 ± 2.2
183080	21878	12.9	0.14	182.8 ± 2.2
186580	52518	6.5	0.10	184.2 ± 2.3
190410	13838	13.2	0.16	157.6 ± 1.6
190890	2515	19.5	0.25	181.0 ± 3.1
192001	7712	19.3	0.17	206.8 ± 2.6
195356	23769	18.3	0.25	180.5 ± 2.6
196441	103187	11.6	0.14	138.4 ± 1.3
199289	29238	24.9	0.14	195.9 ± 2.6
200778	16787	15.6	0.22	143.4 ± 2.1

$E_T^{j,\text{étiqueté}} > 70 GeV$ sont données dans la table 7.7.

Tableau 7.7: Calcul de M_{rec} pour les candidats du canal $j - j$.

run	evt	$M_{jet,1}$	$R_{jet,1}$	$M_{jet,2}$	$R_{jet,2}$	M_{rec}
88800	43059	14.4	0.14	10.8	0.10	182.6 ± 3.1
155541	64105	35.6	0.43	14.0	0.13	218.6 ± 8.6
158261	5413	10.4	0.11	22.8	0.25	181.5 ± 4.4
163862	120707	33.0	0.49	10.2	0.10	232.1 ± 9.5
185041	11508	17.0	0.17	22.0	0.19	174.8 ± 3.0
198951	1150	23.6	0.23	37.9	0.67	197.3 ± 11.1

Notre méthode de reconstruction de la masse ne prend pas en compte les effets de radiation QED et QCD dans l'état initial. Ces effets peuvent conduire à une surestimation de la valeur de M_{rec}.

L'effet cinématique des radiations QCD dans l'état initial peut être pris en compte en renormalisant l'énergie du positron incident par un facteur $(1 - Q_q^2/M_{rec}^2)$ dans la formule 7.4. La virtualité moyenne du quark incident Q_q^2 a été estimée à $(14GeV)^2$ [7], ce qui donne un facteur de correction moyen à l'énergie du positron de 0.5% que nous négligeons.

La radiation colinéaire d'un photon par le positron dans l'état initial conduit à une réduction de l'énergie de ce dernier disponible pour la collision par un facteur $(1 - E_\gamma/E_0)$, où E_γ est l'énergie du photon. Les effets des corrections QED ont été estimés avec le programme de simulation Monte-Carlo LESKO-YFS qui inclue les radiations de photons par le positron initial à l'$O(\alpha_{em})$ [9, 8]. Le programme a été adapté pour cette analyse [10] en ajoutant aux processus de DIP du modèle standard la contribution d'une résonance étroite scalaire de masse égale à $210GeV$. La section efficace totale a été ajustée au nombre d'événements observé avec $M_{12} > 185GeV$. Les calculs effectués prédisent que 12% (respectivement 10%) des événements ont un écart entre la masse reconstruite et la masse réelle de la résonance de plus de $3GeV$ (respectivement $4GeV$). La dispersion de la distribution de M_{rec} que nous observons (voir figure 7.15) est beaucoup plus grande que celle due aux queues radiatives.

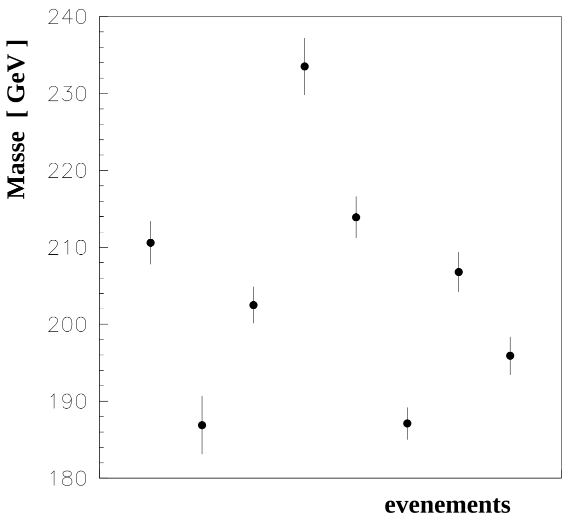


Figure 7.15: **Test de l'hypothèse de la formation d'une résonance étroite dans le canal $e - j$.**
Distribution de la masse reconstruite par la méthode M_{rec} pour les candidats du canal $e - j$ avec $M_{rec} > 185GeV$.

Les deux événements avec la plus grande masse reconstruite ont un dépot d'énergie dans le détecteur de photon du système de luminosité. L'énergie mesurée est de $2.9GeV$ pour l'événement $e-j$ (122145 69506) et $6.4GeV$ pour l'événement $j-j$ (163862 1200707). Si l'on fait l'hypothèse que ces événements sont radiatifs, la correction de l'énergie du positron fait passer M_{rec} de $232 \pm 9GeV$ à $178 \pm 9GeV$ pour le candidat $j-j$ et $233 \pm 4GeV$ à $208 \pm 4GeV$ pour le candidat $j-j$. Nous pouvons comparer ces valeurs avec celles de M_{12} et M_{all} : $213GeV$ et $227GeV$ dans le cas $j-j$, $211GeV$ et $216GeV$ dans le cas $e-j$. La comparaison semble indiquer que la nature radiative de l'événement $e-j$ est possible et celle de l'événement $j-j$ est peu probable.

conclusion

- Nous avons analysés les canaux $j - j$, $e - j$, $PSI - j$, $j - j - j$, $e - j - j$ et $PSI - j - j$ pour lesquels nous avons trouvé des candidats. Les prédictions pour les queues de distributions d'énergie transverse des jets des échantillons réduits sont en bon accord avec ce que nous observons dans les données pour tous les canaux sauf dans le cas $e - j$. Nous trouvons 10 événements $e - j$ avec $\theta_e < \theta_j$ (i.e.: le positron est rétrodiffusé) et $E_T^j > 80 GeV$ alors que nous en attendons 3.37 ± 0.66. Pour $E_T^j > 90$, nous en observons 8 et nous en attendons 1.58 ± 0.52.

- Le spectre de masse du canal $e - j$ a été étudié par une nouvelle méthode spécialement conçue pour tester l'hypothèse d'une résonance étroite. Les résultats que nous obtenons ne soutiennent pas une telle hypothèse.

Bibliographie

[1] Preprint DESY 97-179. Proposé à Physics Letters B.

[2] Collaboration H1, Draft "Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA".

[3] M. Klasen et G. Kramer, communication privée.

[4] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Z. Phys. C 74 (1997) 191.

[5] Preprints accès via http://xxx.lanl.gov,
archives eprint : hep-ph/9706298, hep-ph/9706288,
hep-ph/9706272, hep-ph/9706252, hep-ph/9705449,
hep-ph/9705435, hep-ph/9705416, hep-ph/9705414,
hep-ph/9705399, hep-ph/9705303, hep-ph/9705287,
hep-ph/9705229, hep-ph/9705236, hep-ph/9704409,
hep-ph/9704428, hep-ph/9704380, hep-ph/9704363,
hep-ph/9704343, hep-ph/9704336, hep-ph/9704339,
hep-ph/9704317, hep-ph/9704280, hep-ph/9704275,
hep-ph/9704221, hep-ph/9703460, hep-ph/9703427,
hep-ph/9703379, hep-ph/9703372, hep-ph/9703375,
hep-ph/9703338, hep-ph/9703346, hep-ph/9703332,
hep-ph/9703337, hep-ph/9703311, hep-ph/9703299,
hep-ph/9703287, hep-ph/9703276.

[6] Groupe de travail sur les détecteurs de traces, communication privée.

[7] C. Friberg, E. Norrbin, T. Sjostrand, hep-ph/9704214

[8] W. Placzek, Acta Phys. Pol. B24 (1993) 1229.

[9] LESKO-F, S. Jadach et W. Placzek, Proc. du Workshop Physics at HERA, ed W. Buchmüller and G. Ingelman, Oct. 1991, Vol. 3, 1330.

[10] Travail effectué par W. Placzek.

[11] Séminaire de DESY de G. Bernardi pour la Collaboration H1 le 13/03/98, Nouveaux résultats de l'analyse des événements à très grands Q^2 pour l'ensembe des données 1997,
http://www-h1/h1/www/publications/hiq2.html

[12] T. K. Kuo et T. Lee, hep-ph/9703255.

Conclusion

La **première partie** de cette thèse, étudie le fonctionnent de l'électronique de mesure du temps et de déclenchement du calorimètre arrière **SpaCal**.

Nous avons montré que l'analyse des données de SpaCal permet de séparer les collisions $e-p$ du bruit de fond dû au faisceau de proton et d'éliminer ce dernier avec un taux de réjection supérieur à 10^6. L'utilisation de la section é lectromagnétique et de la section hadronique permet d'intentifier les événements engendrés par les paquets de protons secondaires (satellites). Une méthode de calibration du système utilisant conjointement la mesure du temps directe (par TDC) et la mesure du temps indirecte (par le déplacement des fenêtres temps de vol) a été testée. Elle donne de très bons résultats : la dispersion des constantes de calibration finales est de $0.23ns$. Cela permet d'obtenir une largeur après c orrection de la distribution en temps de tous les événements acceptés par le système de déclenchement de SpaCal de $0.34ns$ pour la partie électromagnétique et de $0.72ns$ pour la partie hadronique.

Le système de déclenchement fonctionne suivant les meilleures attentes. Les problèmes résolus pour obtenir ce résultat ont été passés en revue : les principaux sont la diaphonie, le redéclenchement, des éléments de déclenchement inadaptés.

La **deuxième partie** est une exploration des limites à haute énergie de l'espace de phase accessible à HERA par l'**analyse** de tous les événements enregistrés entre 1994 et 1997 contenant des positrons, des jets et des pa rticules sans interaction de grande énergie transverse. Nous avons vérifié que la production de ces événements est bien décrite par les processus du modèle standard dans un large domaine de l'espace de phase et recherché un possible excè s dans les configurations cinématiques défavorables à ce dernier.

L'étude de différents canaux à deux ou trois corps a permis de rechercher une anomalie en x ou en Q^2 séparément. Notre travail a porté sur l'étude du spectre d'énergie transverse des jets dans les canaux $e-j$, $PSI-j$, $j-j$, $e-j-j$, $PSI-j-j$ et $j-j-j$. Nous obtenons une bonne description de ces spectres à l'aide des prédictions basées sur la simulation des processus du modèle standard où l'on utilise les paramétrisations conventionnelles pour les distributions parto niques du proton, sauf, peut-être, pour le canal $e - j$. Celui-ci présente sensiblement un excès du nombre d'événements observés par rapport au nombre d'événements attendus pour des topologies où le positron est rétrodiffusé et le jet a plus de $80GeV$ d'énergie transverse : on observe 10 événements pour 3.37 ± 0.66 attendus. Soit on peut considérer que ce nombre correspond à une fluctuation statistique, soit on peut considérer qu'il est significatif. Dans cette hypoth 'ese, nous avons étudié le spectre de masse des événements avec une méthode de reconstruction différente de celles utilisées habituellement dans H1. 8 événements ont une masse reconstruite supérieure à $185GeV$, sans présenter né anmoins une accumulation particulière. La dispersion des masses rend très improbable l'interprétation de l'excès en terme de production d'une simple résonance étroite.

Cette analyse pourrait être complétée en ajoutant les canaux contenant des muons et en séparant les positrons (électrons) des photons. Ce dernier point demanderait des études sur l'identification des photons isolés. D'autre part, les progr ammes de simulation dont on dispose actuellement sont insuffisants pour faire des prédictions pour ces nouveaux canaux. Tous les processus et toutes les corrections perturbatives nécessaires ne sont pas calculés. Il faudra les compléter et obtenir de nouveaux calculs analytiques.

La compréhension des événements de très grande énergie transverse est intéressante en soi et sera de plus très utile lors de la phase de haute luminosité de HERA 2000, pendant laquelle la statistique sera augmentée par un facteur 10, p our rechercher des phénomènes nouveaux.

Annexe A

Cinématique des candidats

Tableau A.1: Topologie des candidats $j-j$.

run *event*	M_{12} M_{all}	P_T^{j1} θ ϕ	P_T^{j2} θ ϕ
88800 43059	198.4 206.3	93.8 34.2 259.0	93.4 32.6 79.1
155541 64105	165.5 187.5	85.9 36.1 301.6	72.4 19.8 122.0
158261 5413	186.4 210.4	77.9 19.1 112.3	73.0 55.1 290.5
163862 120707	212.6 227.1	100.5 30.8 30.9	97.2 21.9 209.7
185041 11508	168.7 187.0	88.3 34.6 164.4	80.6 34.1 343.2
198951 1150	159.4 208.5	95.3 41.1 297.8	59.2 21.1 122.0

Tableau A.2: Topologie des candidats $PSI - j$.

run $event$	P_T^{PSI}	P_T^{j1} θ ϕ
85987 99058	108.7	109.7 29.3 132.6
153720 199055	96.0	95.4 37.1 51.9
169851 206239	101.9	104.1 34.6 1.4

Tableau A.3: Topologie des candidats $e - j$. A gauche sont rangés les candidats enregistrés pendant la période 1994-1996 ($\mathcal{L} = 14.2pb^{-1}$) et à droite, les candidats de 1997 ($\mathcal{L} = 21.6pb^{-1}$).

run *event*	M_{12} M_{all}	P_T^e θ ϕ	P_T^j θ ϕ	*run* *event*	M_{12} M_{all}	P_T^e θ ϕ	P_T^j θ ϕ
87050 8062	211.1 217.0	102.7 25.7 327.2	106.6 33.1 147.3	183080 21878	183.2 189.4	87.7 28.5 276.2	93.0 39.2 98.0
88999 106218	189.9 198.6	97.9 29.3 88.2	91.2 35.3 269.3	190410 13838	160.2 165.0	70.1 27.1 233.6	79.4 54.7 52.3
119314 18272	197.5 200.6	83.6 16.5 173.0	80.5 54.1 351.8	186580 52518	183.6 192.0	90.5 31.5 167.3	92.8 35.2 347.2
120636 4789	131.5 147.0	59.1 39.5 297.4	71.7 51.5 118.0	190890 2515	148.7 158.0	73.2 29.3 344.3	74.1 38.1 164.4
122145 69506	210.9 215.8	105.4 26.0 26.4	105.5 27.0 205.1	192001 7712	206.2 209.5	96.2 23.0 155.8	103.3 37.9 336.9
158577 100110	209.2 210.3	84.1 16.6 49.3	95.9 48.6 228.6	195356 23769	183.0 216.8	66.6 15.9 41.2	73.6 65.8 221.6
163853 46298	169.4 188.2	79.4 28.3 161.0	85.5 44.0 338.6	196441 103187	140.5 148.9	62.4 32.7 339.0	72.3 56.4 156.3
165553 27973	144.7 169.1	64.0 25.2 305.4	75.9 42.3 128.3	199289 29238	227.6 235.0	104.8 28.5 318.0	122.4 34.2 138.1
				200778 16787	135.3 196.9	65.9 40.2 26.5	70.4 43.4 219.8

Tableau A.4: Topologie des candidats $e - j - j$.

run $event$	M_{123} M_{all}	P_T^e θ ϕ	P_T^{j1} θ ϕ	P_T^{j2} θ ϕ
166269 41893	151.9 215.9	49.7 25.4 189.6	52.9 46.7 76.5	44.0 41.9 319.2
167819 43486	196.4 215.5	48.4 39.1 265.9	57.9 64.3 54.5	31.3 7.7 165.4
194165 1601	116.7 147.6	40.6 27.2 45.8	33.8 63.7 267.4	32.8 52.3 163.7

Tableau A.5: Topologie des candidats $PSI - j - j$.

run $event$	P_T^{PSI} θ ϕ	P_T^{j1} θ ϕ	P_T^{j2} θ ϕ
127754 38427	35.5	30.1 35.2 348.4	27.5 95.3 245.6
184479 34057	36.2	40.8 94.0 321.1	26.0 20.1 75.8
195932 163713	47.2	65.1 47.4 284.3	27.3 43.8 60.2
200915 37582	65.2	37.9 28.7 158.5	37.4 74.3 94.9

Tableau A.6: Topologie des candidats $j-j-j$.

run *event*	P_T^{j1} θ ϕ	P_T^{j2} θ ϕ	P_T^{j3} θ ϕ
159171 87054	34.8 80.1 9.3	28.4 9.7 231.6	27.7 61.4 145.8
185727 40070	54.2 27.4 237.8	35.4 19.4 24.2	30.6 69.4 112.3
190148 9610	29.6 29.8 282.1	28.7 23.1 72.2	26.6 74.6 195.3
190895 124937	41.8 11.7 143.3	36.6 108.8 333.0	26.6 41.5 295.8
195354 42320	45.5 17.9 29.3	40.2 70.5 150.2	36.2 14.8 249.3
199191 7340	48.3 25.2 352.1	31.7 100.3 147.6	28.7 15.1 180.9
200769 17904	52.1 27.9 65.3	30.7 90.8 224.6	26.8 23.0 261.7

Annexe B

Méthode de reconstruction de masse de Rostovtsev

Démonstration de la formule de M_{rec} pour le canal $e - j$.

Faisons l'hypothèse que $P_T^e = P_T^j$. Il vient

$$M^2 = E^2 - P^2 = E^2 - P_z^2 = (E - P_z)(E + P_z) = (E - P_z)^2(\frac{E + P_z}{E - P_z}) \ . \quad \text{(B.1)}$$

On suppose maintenant que toute l'énergie du positron incident est utilisée dans la collision (pas de radiation de photon dans l'état initial), on a alors $E - P_z = 2E_0$ et

$$M^2 = 4E_0^2(\frac{E + P_z}{E - P_z}) \ . \quad \text{(B.2)}$$

Nous calculons maintenant $E + P_z$. La contribution du jet est

$$E_j \pm P_z^j = \sqrt{P_j + M_j^2} \pm P_j \cos\theta_j \simeq P_j(1 + \frac{M_j^2}{2P_j^2}) \pm P_j \cos\theta_j \ . \quad \text{(B.3)}$$

On pose

$$C_j = \frac{M_j^2}{2P_j} = \frac{M_j^2 \sin\theta_j}{2P_T^j} \ . \quad \text{(B.4)}$$

B.3 devient

$$E_j \pm P_z^j = P_T^j(\frac{1 \pm \cos\theta_j}{\sin\theta_j}) + C_j \ . \quad \text{(B.5)}$$

On fait la même chose avec le positron en négligeant sa masse :

$$E_e \pm P_z^e = P_T^e(\frac{1 \pm \cos\theta_e}{\sin\theta_e}) \ . \quad \text{(B.6)}$$

Un peu de trigonométrie :

$$\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1+2\cos^2\frac{\theta}{2}-1}{2\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}} = \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\theta}{2}} = cotg\frac{\theta}{2} \ , \tag{B.7}$$

$$\frac{1-\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1+2\sin^2\frac{\theta}{2}-1}{2\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}} = tg\frac{\theta}{2} \ . \tag{B.8}$$

On en déduit que

$$E+P_z = P_T^e cotg\frac{\theta_e}{2} + P_T^j cotg\frac{\theta_j}{2} + C_j \ , \tag{B.9}$$

$$E+P_z = (cotg\frac{\theta_e}{2} + cotg\frac{\theta_j}{2}) \times [1 + (C_j/P_T^j)/(cotg\frac{\theta_e}{2} + cotg\frac{\theta_j}{2})] \ . \tag{B.10}$$

On calcule $E-P_z$ en remplaçant $cotg$ par tg.
Il vient

$$\frac{E+P_z}{E-P_z} = \frac{cotg\frac{\theta_e}{2} + cotg\frac{\theta_j}{2}}{tg\frac{\theta_e}{2} + tg\frac{\theta_j}{2}} \times \frac{1 + (C_j/P_T^j)/(cotg\frac{\theta_e}{2} + cotg\frac{\theta_j}{2})}{1 + (C_j/P_T^j)/(tg\frac{\theta_e}{2} + tg\frac{\theta_j}{2})} \ . \tag{B.11}$$

$$\frac{E+P_z}{E-P_z} = A \times K \ , \tag{B.12}$$

où l'on a noté

$$A = \frac{1}{tg\frac{\theta_e}{2} + tg\frac{\theta_j}{2}} \times \frac{tg\frac{\theta_e}{2} + tg\frac{\theta_j}{2}}{tg\frac{\theta_e}{2} tg\frac{\theta_j}{2}} = \frac{1}{tg\frac{\theta_e}{2} tg\frac{\theta_j}{2}} \ , \tag{B.13}$$

$$\Delta = \frac{C_j}{P_T^j} = \frac{M_j^2 \sin\theta_j}{2(P_T^j)^2} \ , \tag{B.14}$$

$$K = \frac{1 + \Delta/(cotg\frac{\theta_e}{2} + cotg\frac{\theta_j}{2})}{1 + \Delta/(tg\frac{\theta_e}{2} + tg\frac{\theta_j}{2})} \ . \tag{B.15}$$

Finalement,

$$M_{rec}^2 = \frac{4E_0^2}{tg\frac{\theta_e}{2} tg\frac{\theta_j}{2}} \cdot K \ . \tag{B.16}$$

Le cas $j-j$:

$$P_T^{j1} = P_T^{j2} = \overline{P}_T^j \ . \tag{B.17}$$

$$\Delta = \frac{C_{j1} + C_{j2}}{\overline{P_T^j}} = \frac{M_{j1}^2 \sin\theta_1 + M_{j2}^2 \sin\theta_2}{2(\overline{P}_T^j)^2} \ , \tag{B.18}$$

$$M_{rec}^2 = \frac{4E_0^2}{tg\frac{\theta_1}{2} tg\frac{\theta_2}{2}} \cdot K \ . \tag{B.19}$$

Annexe C

Vues des candidats dans le détecteur

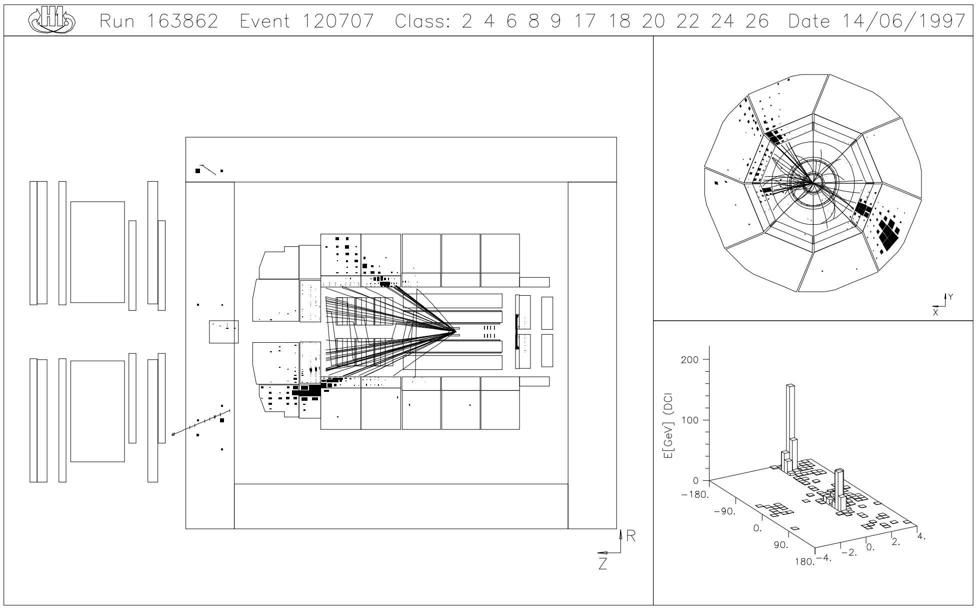


Figure C.1: **Candidat** $j-j$.

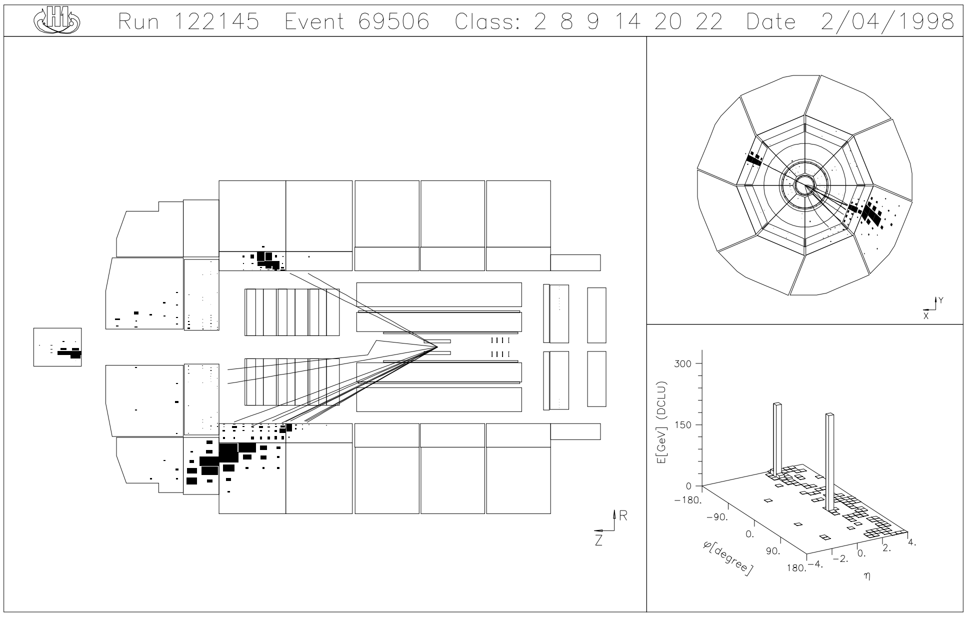


Figure C.2: **Candidat** $e - j$.

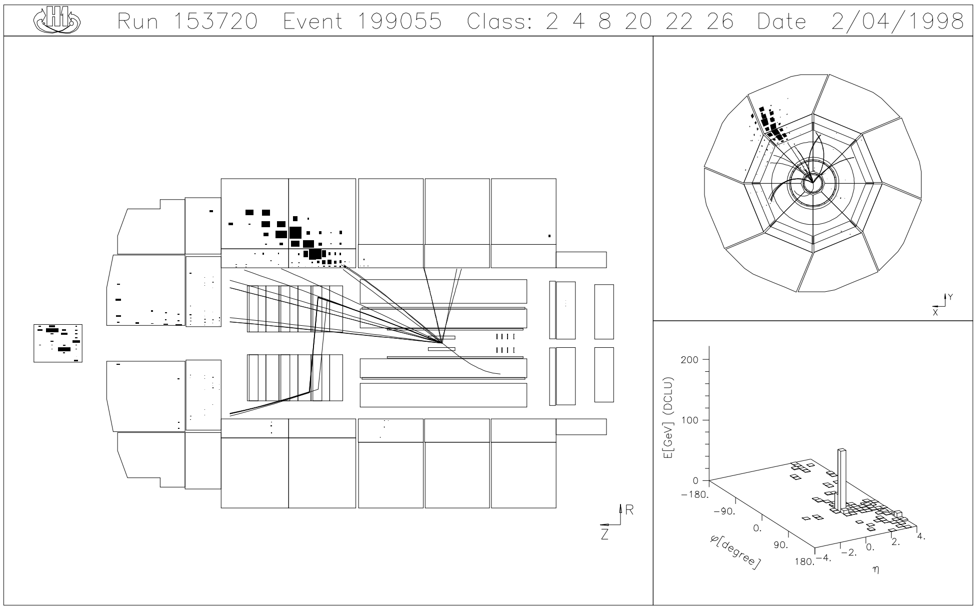


Figure C.3: **Candidat** $PSI - j$.

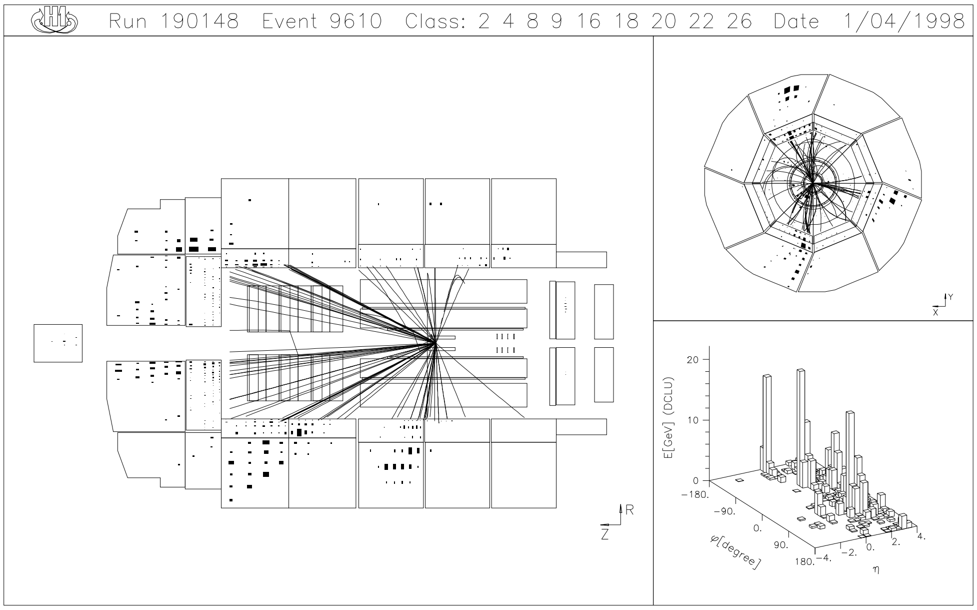


Figure C.4: **Candidat** $j - j - j$.

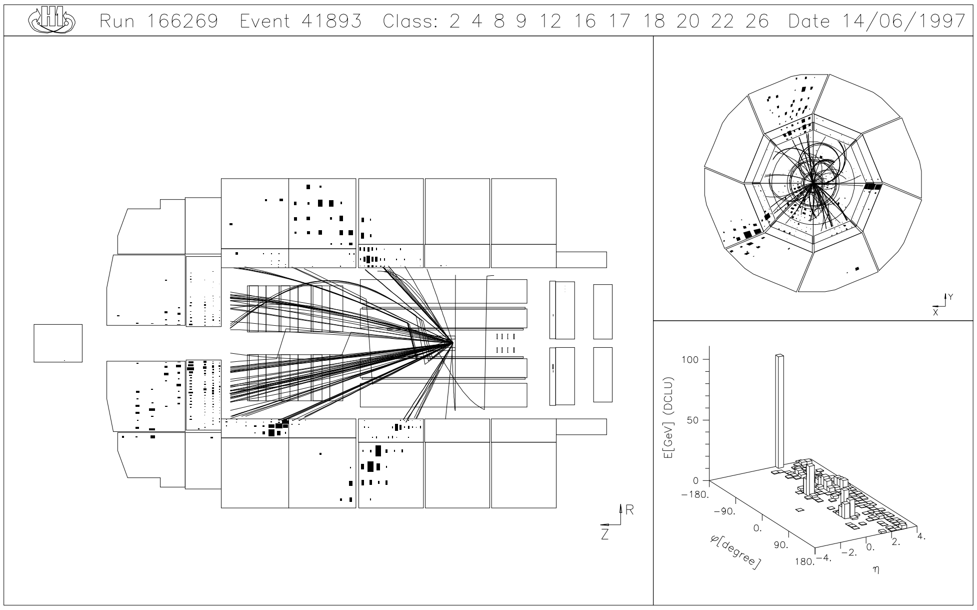


Figure C.5: **Candidat** $e - j - j$.

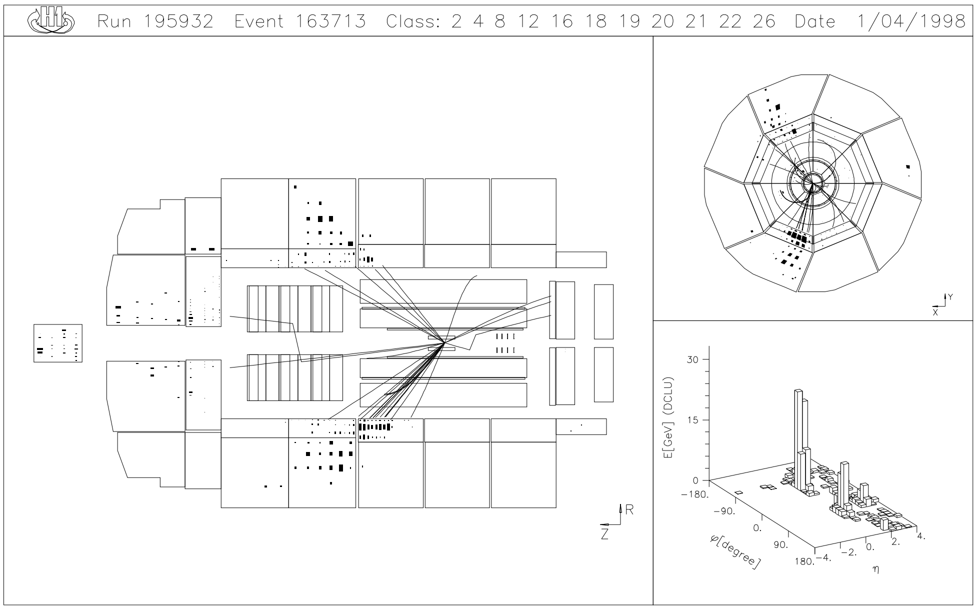


Figure C.6: **Candidat** $PSI - j - j$**.**