

Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules

BP 909 - 74019 Annecy-Le-Vieux Cedex France



29 FEV. 1988

Thèse

présentée à

L'Université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur ès-Sciences

par

Benoît MOURS

CM-P00068729



CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA

Etude de la production de photons directs

Dans l'expérience UA1

Thesis-1988-Mours

Soutenue le 8 janvier 1988 devant la commission d'examen :

Messieurs
Examineurs

D. Décamp
B. Aubert
P. Aurenche
J. Haïssinski
L. Massonnet
D. Treille

Président
Directeur de thèse

Rapporteur
Rapporteur

PLEASE
MAKE A
PHOTOCOPY
or check out as
NORMAL
LOAN

INTRODUCTION

Pourquoi la physique des photons directs ?

Voici près d'une quinzaine d'années que le modèle des quarks s'est imposé pour décrire les hadrons. Dans ce cadre, le proton est formé de trois quarks appelés quarks de valence, de deux types différents (quark u et quark d). Ce modèle "spectroscopique" a été complété par une théorie de l'interaction des quarks, la Chromodynamique quantique (QCD), qui a introduit de nouvelles particules: les gluons, médiateurs de l'interaction. La composition des hadrons s'est alors enrichie de gluons et de quarks de la "mer".

Si QCD a pu s'imposer comme la théorie de l'interaction forte, c'est grâce au succès de nombreuses confrontations avec les résultats expérimentaux parmi lesquels nous pouvons citer: la diffusion profondément inélastique de leptons, la production de paires de leptons, la production de jets, la production de photons directs. Cependant, et bien que de nombreux progrès expérimentaux aient été faits, la précision de ces comparaisons, limitée à quelques dizaines de pour-cent, est très loin d'atteindre celle obtenue avec les deux autres types d'interactions connues que sont la gravitation et la force électro-faible.

Les progrès de notre compréhension de l'interaction forte nécessite donc bien évidemment l'utilisation des tests les plus précis, à la fois d'un point de vue théorique où le processus observé doit être calculable avec une bonne précision, et du point de vue expérimental où le processus doit être bien défini et facilement accessible.

La physique des photons directs de grande impulsion transverse répond à ces deux critères. En effet, l'importante impulsion permet d'utiliser pleinement le calcul perturbatif et d'obtenir des prédictions théoriques avec une incertitude de l'ordre de quelques pour-cent. D'autre part, du point de vue expérimental, le photon émis lors de l'interaction partonique est directement observable, et son énergie peut être déterminée avec une bonne précision inhérente aux particules électromagnétiques, contrairement aux processus tels que la production de jets. L'étude de la production de photons directs apparaît donc comme un test très intéressant. Elle est cependant rendue délicate par la présence d'un important bruit de fond induit par des photons provenant de sources secondaires telles que la désintégration de π^0 . L'extraction du signal au milieu de ce bruit de fond sera la principale difficulté de cette analyse. Nous étudierons aussi la production de paires de photons directs qui, jusqu'à présent, n'a été que très rarement observée en raison d'une section efficace très faible. Notons aussi, que toute anomalie dans les distributions des

événements en fonction de la masse invariante du photon et d'autres particules présentes dans l'événement peut trahir la présence de nouvelles particules. Grâce aux performances du collisionneur du CERN, et du détecteur UA1 [0.1] , nous atteindrons des domaines inexplorés. Nous nous intéresserons donc aussi à ces distributions.

Cette étude va commencer par un bref historique, ainsi qu'une description phénoménologique du cadre théorique (chapitre 1). Puis nous présenterons le détecteur (chapitre 2). Nous détaillerons alors l'analyse qui détermine la section efficace de production d'un photon direct ainsi que les caractéristiques des événements (chapitre 3). Nous ferons de même pour la production de paires de photons (chapitre 4). L'ensemble des résultats expérimentaux sera alors discuté avec les prédictions théoriques ainsi qu'avec les résultats des autres expériences étudiant les photons directs (chapitre 5) avant d'être résumé dans la conclusion.

CHAPITRE 1

Phénoménologie de la physique des photons directs

Le but de ce chapitre est de situer la production de photons directs dans le cadre de la théorie des interactions fortes: la chromodynamique quantique (QCD). Il commencera donc par un bref historique, puis nous décrirons de manière relativement phénoménologique la production d'un photon direct, et d'une paire de photons.

Signalons que la définition des variables utilisées au cours de ce chapitre ainsi que des suivants est rappelée dans l'annexe A. D'autre part, pour des raisons techniques, liées à l'utilisation d'ordinateurs pour la préparation des figures, la notation anglo-saxonne sera utilisée tout au long de notre exposé (les points remplacent les virgules dans les nombres, les accents ne figurent pas dans les commentaires des figures).

1.1. Bref historique

1.1.1 Généralités

Le point de départ obligé de tout historique d'un processus de production de particules est 1969 avec les résultats des premières expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons qui mirent en évidence l'existence de sous-constituants dans les protons, les partons[1.1]. C'est l'époque de l'émergence du modèle des quarks qui permet de réduire l'important nombre de particules observées à un faible nombre de sous-particules: les quarks, initialement au nombre de trois, mais actuellement au nombre de cinq observés avec l'existence extrêmement probable d'un sixième. Parallèlement, la chromodynamique quantique (QCD) est apparue comme une théorie viable pour décrire la dynamique des interactions entre les constituants des hadrons: les quarks et les gluons.

QCD, est une théorie des champs qui s'inspire de QED. Elle repose sur le groupe non-abélien $SU(3)$, et a pour propriété essentielle la liberté asymptotique. Cela signifie que la constante de couplage α_s n'est pas constante mais dépend de la distance de l'interaction, et donc de l'énergie de l'interaction. Ceci a de multiples conséquences, dont la plus importante est d'ordre pratique: la technique du calcul perturbatif ne peut s'appliquer que lorsque α_s est suffisamment petit, c'est-à-dire lorsque l'interaction a lieu à courte distance et donc à grande impulsion transverse. C'est pourquoi, tous les processus de production de particules à grande impulsion transverse sont tant recherchés: ils permettent de tester quantitativement QCD. Une autre conséquence de la variation de α_s et des limitations des techniques perturbatives est que les fonctions de structure, qui décrivent la cinétique des partons dans une particule, ne peuvent être déterminées théoriquement. Or elles sont nécessaires pour pouvoir effectuer un calcul complet de prédiction de section efficace. Ce sont donc toujours des fonctions de structure déterminées expérimentalement, qui sont utilisées.

L'exemple des fonctions de structure est intéressant, car il montre que les prédictions de QCD sont en fait, calculées à l'échelle des partons, et non pas à celle des particules classiques (proton, pion,...). Donc, pour bien tester QCD, il faut être le "plus près" possible des partons et de leur cinématique. C'est pourquoi, tous les processus qui présentent un vertex électromagnétique sont intéressants: annihilation e^+e^- , diffusion profondément inélastique d'électrons, production de paires de leptons et bien sûr photons directs à grande impulsion transverse.

1.1.2 Production d'un photon direct

C'est plus d'une dizaine d'expériences, récapitulées par la table 1.1 qui ont publié des résultats sur la production de photons directs. Leur évolution est marquée par la recherche d'une sensibilité accrue, par l'augmentation du domaine cinématique accessible, et par l'augmentation de l'information disponible pour chaque événement, afin d'entreprendre des études topologiques. Elle se regroupent en trois catégories, les expériences "R", réalisées aux anneaux à collisions du CERN (ISR) et donc avec une énergie disponible dans le centre de masse (\sqrt{s}) allant de 30 à 60 GeV, celles utilisant une cible fixe ($\sqrt{s} \approx 20\text{GeV}$), et celle réalisée au collisionneur du CERN ($\sqrt{s} \approx 600\text{GeV}$).

Tous les diagrammes intervenant dans la production de photons directs possèdent nécessairement un vertex électromagnétique. Ceci est illustré par la figure 1.1 pour les graphes d'ordre le plus bas, le graphe Compton (1.1.a) et le graphe d'annihilation (1.1.b).

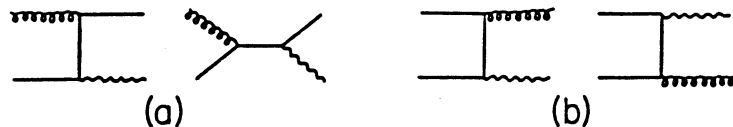


Figure 1.1 : Diagrammes de production de photons directs au premier ordre en α_s .

Ce vertex électromagnétique implique une réduction d'un facteur α_s/α_{elm} par rapport au diagramme équivalent pour la production de hadrons, et en particulier de mésons neutres (π^0, η^0, \dots). Or ceux-ci se désintègrent très rapidement en deux photons qui vont constituer le bruit de fond dominant pour la recherche de photons directs. La méthode généralement utilisée pour rejeter ce bruit de fond est une méthode directe qui consiste à identifier les π^0 grâce à leur masse invariante calculée avec tous les autres candidats photons trouvés dans l'événement. Un programme de simulation de l'expérience est alors utilisé pour calculer la contribution de bruit de fond non détecté à cause de la non-identification du deuxième photon de désintégration. Voyons un peu plus en détail chacune de ces expériences.

| Expérience | première publication | type de collision | $\sqrt{s}(GeV)$ |
|-------------------|----------------------|-------------------|-----------------|
| R412 | [1.2](1976) | pp | 45, 53 |
| R107 | [1.3](1978) | pp | 31, 53 |
| R806 | [1.4](1979) | pp | 31, 45, 53, 63 |
| R108 (CCOR) | [1.5](1980) | pp | 45, 63 |
| E95 | [1.6](1980) | pBe | 19.4, 23.7 |
| E629 | [1.7](1983) | π^+C, pC | 19.4 |
| R807 (AFS) | [1.8](1983) | $\bar{p}, p/p$ | 63 |
| R808 (AFS) | [1.9](1983) | $\bar{p}, p/p$ | 63 |
| R110 (CMOR) | [1.10](1986) | $\bar{p}, p/p$ | 63 |
| NA3 | [1.11](1986) | $\pi^\pm, p/C$ | 19.4, 23.7 |
| WA70 (Ω) | [1.12](1985) | $\pi^\pm, p/p$ | 19.4, 23.7 |
| NA24 | [1.13](1986) | $\pi^\pm, p/p$ | 19.4, 23.7 |
| UA6 | [1.14](1986) | $\bar{p}, p/p$ | 19 |
| UA2 | [1.15](1986) | $p\bar{p}$ | 546, 630 |

Table 1.1 : Liste des expériences détectant des photons directs.

• L'expérience R412:

La première évidence expérimentale de la production de photons directs a été obtenue par la collaboration R412 aux ISR avec des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 45 et 53 GeV, et un calorimètre constitué d'une matrice de blocs de verre au plomb. Le résultat (figure 1.2), publié en 1976, a été présenté sous la forme du rapport γ/π^0 , afin d'éliminer les problèmes liés à la calibration du calorimètre, et de simplifier les comparaisons avec les prédictions théoriques, dans la mesure où les effets de l'impulsion transverse intrinsèque des partons, qui seront discutés plus loin, sont plus faibles dans ce rapport. Cependant, ce résultat était entaché d'erreurs systématiques importantes provenant de la non-linéarité du détecteur ($\pm 5\%$) et de la contamination par des anti-neutrons ($\pm 7\%$). Il n'a pas été confirmé numériquement par la suite et ne fut, d'ailleurs, présenté que comme une mise en évidence qualitative de la production de photons directs. Il eut cependant le mérite de stimuler les expériences suivantes.

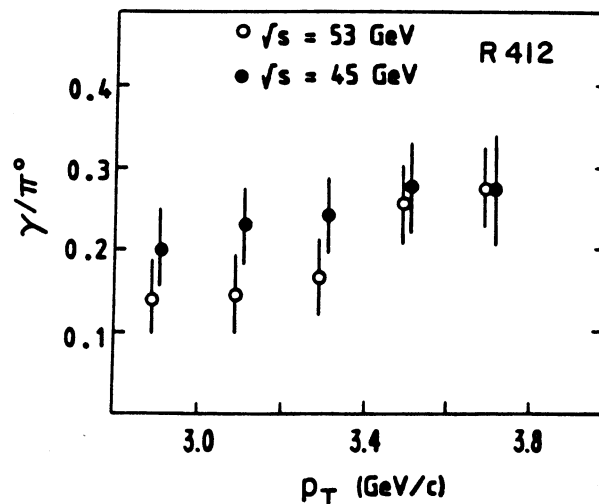


Figure 1.2 : Premier rapport γ/π^0 publié (R412).

• L'expérience R107:

La deuxième expérience dont les résultats ont été publiés est R107. Les données ont été obtenues aux ISR avec un calorimètre formé d'une matrice de blocs de verre au plomb, tout comme R412, mais ayant une meilleure segmentation, et pouvant opérer à deux distances du point d'interaction. Un soin particulier a été apporté aux différentes erreurs systématiques possibles. Le résultat, présenté sur la figure 1.3, est beaucoup moins net que dans le cas de R412, puisqu'aucune des valeurs du rapport γ/π^0 ne diffère de zéro de plus de deux écarts types. Cependant, le signal observé est en accord avec les premiers calculs de QCD [1.16] (courbe de la figure 1.3.). En particulier, il semble que le rapport γ/π^0 augmente avec l'impulsion transverse, ce qui est attendu dans le cas de deux processus différents.

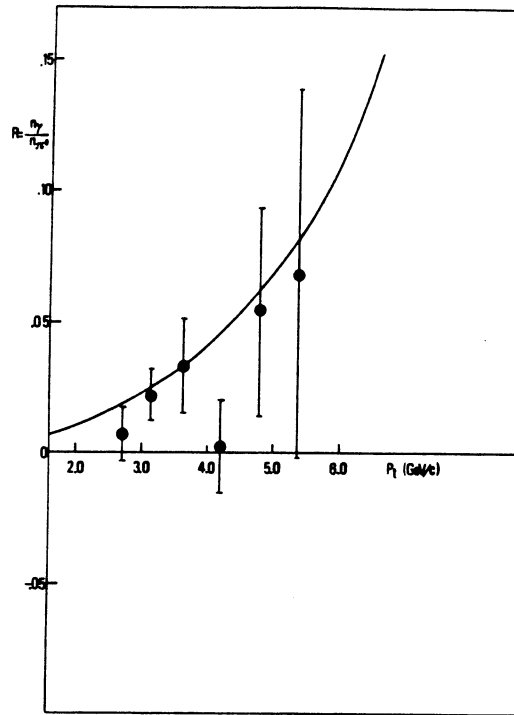


Figure 1.3 : Rapport γ/π^0 mesuré dans l'expérience R107.

• L'expérience R806:

C'est en fait l'expérience R806 qui a produit les premiers résultats mettant en évidence de manière indiscutable la production de photons directs. Pour cela, un certain nombre de conditions ont été réunies. Le calorimètre plomb-argon liquide avait une très bonne granularité qui permet de séparer deux gerbes distantes de cinq centimètres. L'homogénéité, la linéarité et la résolution en énergie ont été particulièrement soignées. Les deux modules du calorimètre couvrent une acceptation raisonnable et ont été utilisés dans trois configurations géométriques différentes, ce qui a permis d'étudier un certain nombre de biais.

La figure 1.4 récapitule les principaux résultats obtenus dans la configuration où le maximum de statistique a été accumulé. La figure 1.4.a présente le rapport γ/π^0 observé. La courbe continue correspond au signal attendu en l'absence de photons directs (désintégration de π^0, η, \dots non reconnues). La bande hachurée traduit l'incertitude du Monte Carlo. On observe un clair excès d'événements dû à la production de photons directs, excès qui augmente avec l'impulsion transverse, et qui montre ainsi que le signal n'est pas dû à un problème de normalisation du bruit de fond. La figure 1.4.b présente le rapport γ/π^0 , corrigé du bruit de fond. Des courbes similaires ont été obtenues pour d'autres énergies (31,45,53 GeV), mais elles couvrent un domaine d'impulsion transverse plus réduit. Enfin, la figure 1.4.c présente la section efficace de production de photons directs. Elle a, en fait, été obtenue en utilisant l'information de la chambre à dérive de la collaboration R807, et est en bon accord avec les prédictions théoriques [1.17].

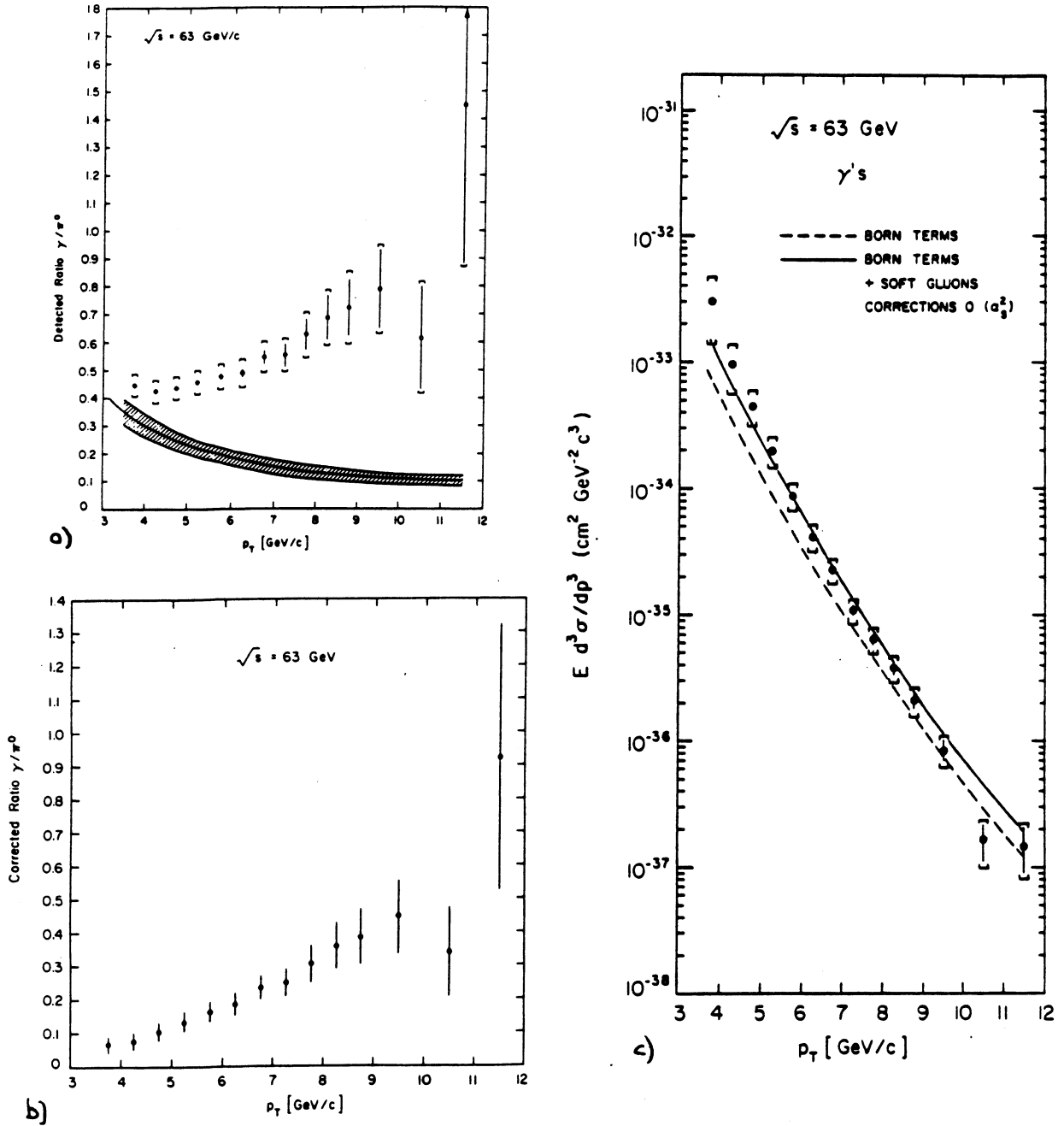


Figure 1.4 : Résultats pour les sections efficaces obtenues dans l'expérience R806.

La collaboration R806, en collaboration avec le groupe AFS, a aussi étudié la structure générale des événements. Le type de courbes obtenues est présenté sur la figure 1.5, qui montre la densité de traces chargées, en fonction de la différence d'azimut avec le photon (croix) et le π^0 (disque noir). Deux remarques s'imposent. Tout d'abord, il y a un pic à $\Delta\phi = \pi$, qui correspond au jet provenant du parton émis symétriquement par rapport au $\gamma(\pi^0)$. D'autre part, on constate que les photons sont isolés, c'est-à-dire qu'ils sont émis

seuls, contrairement aux π^0 .

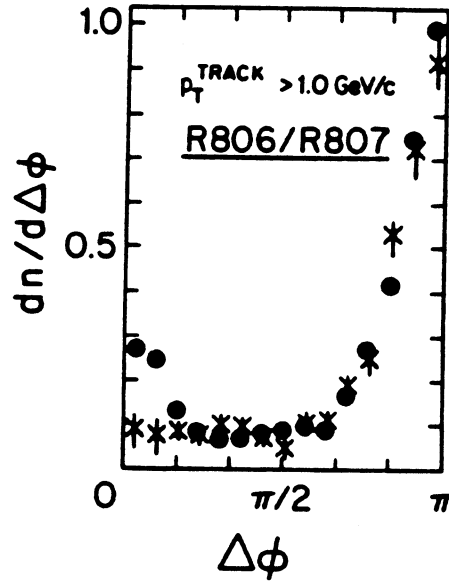


Figure 1.5 : Résultats sur la topologie des événements obtenus par R806.

• **L'expérience R108 (CCOR):**

La collaboration R108, qui travaillait elle-aussi aux ISR, a utilisé un appareillage plus complet que celui des trois précédentes expériences, puisqu'il comprend des chambres à dérive utilisées dans un champ magnétique, ce qui permet de détecter les particules chargées, des hodoscopes, et deux calorimètres constitués par une matrice de blocs de verre au plomb. Cependant, la segmentation du calorimètre n'étant pas suffisante pour assurer la réjection des π^0 par la détection des deux photons de désintégration, c'est une méthode statistique, basée sur la mesure du taux de conversion des photons candidats dans la matière située avant le calorimètre, qui a été utilisée pour calculer le rapport γ/π^0 . De plus, étant donné la faiblesse du taux de conversion ainsi que des erreurs systématiques de la méthode et du Monte-Carlo, les données ont été renormalisées en utilisant les résultats de la collaboration R107 entre 3.5 et 5 GeV d'impulsion transverse. Le résultat obtenu est cependant en accord avec celui de la collaboration R806.

La collaboration R108 a aussi montré que les photons directs étaient plus isolés que les π^0 , c'est-à-dire qu'ils étaient moins souvent accompagnés par d'autres particules. Elle a aussi montré que la charge des particules émises dans la direction opposée à celle du photon était qualitativement en accord avec une importante contribution de jets provenant de la fragmentation d'un quark.

• **L'expérience E95:**

La collaboration E95 a étudié à Fermilab les collisions proton-béryllium à une énergie dans le centre de masse de 19.4 GeV, avec un spectromètre à deux bras ayant chacun une matrice 5×5 de verres au plomb. Cette taille réduite fait que le bruit de fond est important. Cependant, un signal a été observé et étudié en fonction de l'impulsion transverse et de la variable de Feynman x_F ($x_F = 2p_T/\sqrt{s}$ où p_T est l'impulsion du photon mesurée selon l'axe des faisceaux) (figure 1.6). La bande hachurée correspond aux erreurs systématiques.

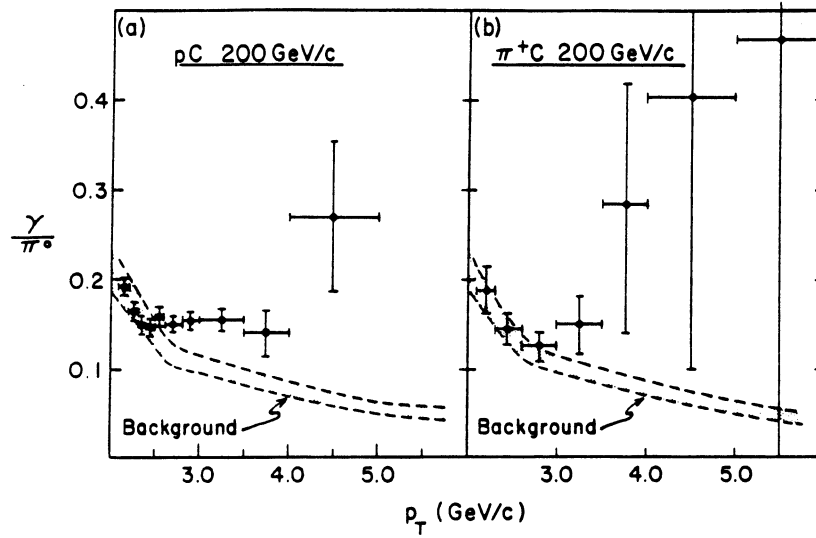


Figure 1.6 : Résultats de la collaboration E95.

• L'expérience E629:

L'expérience E629 est l'autre expérience réalisée à Fermilab qui a mis en évidence des photons directs. Cette collaboration a étudié les collisions entre des faisceaux de protons et de pions de 200 GeV/c d'impulsion et une cible de carbone, en utilisant un calorimètre plomb-argon liquide. Les résultats (figure 1.7) montrent un net signal pour le faisceau de protons, et une indication dans le cas du faisceau de pions.

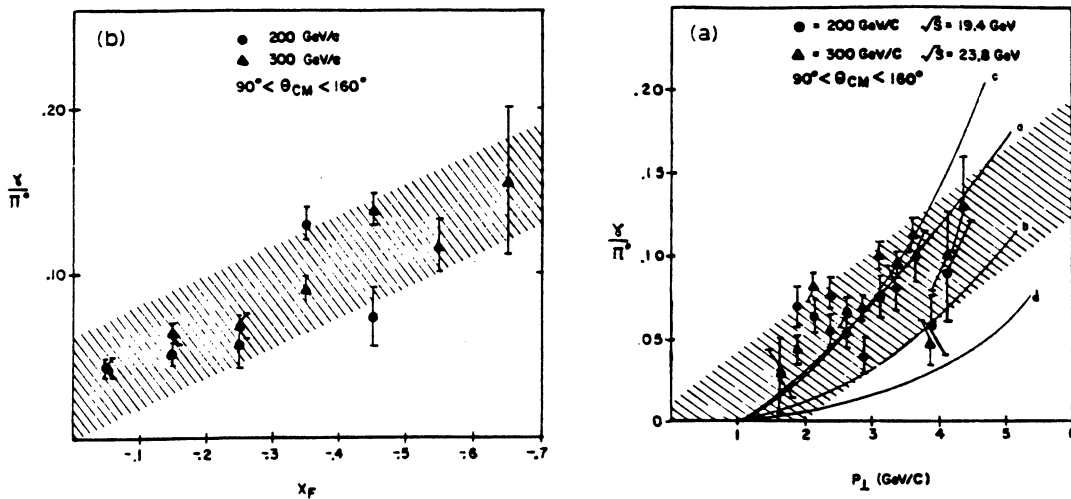


Figure 1.7 : Résultats de la collaboration E629.

• L'expérience R807:

La collaboration R807 a étudié la production de photons directs à petit angle (rapidité comprise entre 2 et 2.75) dans le but d'observer d'éventuelles variations de la section efficace

provenant de bremsstrahlung ou d'effets "higher-twist". Elle a travaillé aux ISR avec des collisions proton-proton et a utilisé un calorimètre uranium-scintillateur. Le rapport γ/π^0 obtenu (disques noirs de la figure 1.8) est cependant compatible avec celui mesuré par R806 à une rapidité nulle (disques blancs).

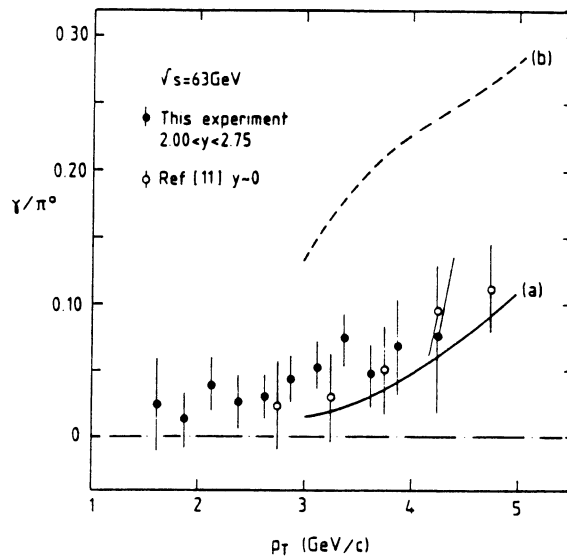


Figure 1.8 : Résultats de l'expérience R807.

• L'expérience R808:

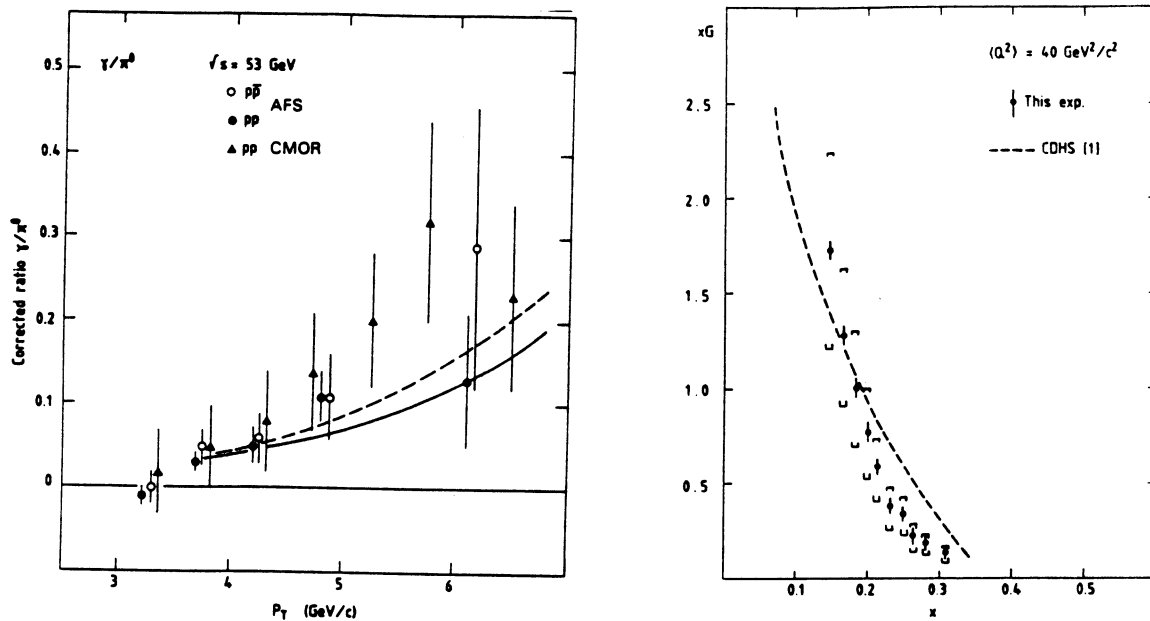


Figure 1.9 : Résultats de la collaboration R808.

L'expérience R808 est la suite de l'expérience R806. Elle en reprend le calorimètre à uranium en le complétant par un calorimètre à haute granularité, constitué de cristaux d'iode de sodium, destiné à améliorer la séparation γ/π^0 à basse impulsion transverse ($p_T < 6\text{GeV}$). Un spectromètre permettant de détecter les particules chargées a aussi été rajouté. Ce spectromètre, connu sous le nom d'AFS, fut aussi utilisé par les collaborations

R806 et R807. La collaboration R808 a étudié la production de photons directs dans les interactions pp et $p\bar{p}$. La comparaison des deux résultats (figure 1.9.a) ne montre pas de différences significatives. Or parmi les deux graphes du terme de Born (voir figure 1.1), seul le graphe Compton est indépendant lorsqu'un des projectiles est remplacé par son antiparticule. Il est donc dominant dans le mécanisme de production, ce qui permet d'obtenir très facilement la fonction de structure du gluon à partir de la section efficace photon+jet (figure 1.9.b).

• L'expérience R110:

La collaboration R110 est aussi une prolongation d'expérience, puisqu'elle reprend le détecteur de R108 en lui ajoutant une nouvelle matrice de blocs de verre au plomb et des chambres à fils permettant une identification des π^0 . Les résultats préliminaires obtenus pour le rapport γ/π^0 sont en accord avec ceux de R806.

• **L'expérience NA3:** La collaboration NA3 a étudié au CERN les interactions π^+p, π^-p et pp . Le calorimètre utilisé pouvait séparer deux gerbes distantes de 3 cm (soit ≈ 2 mrd). Tout comme la plupart des autres expériences, c'est une méthode directe (reconnaissance de deux photons de désintégration) qui a été utilisée pour séparer les photons des π^0 , et un programme de simulation pour calculer la contribution résiduelle du bruit de fond. NA3 avait pour but, bien sûr, de mesurer les sections efficaces (figure 1.10), et les rapports γ/π^0 , mais aussi de comparer ces rapports entre faisceau de π^+ et faisceau de π^- , comparaison qui devait mettre en évidence la contribution du graphe d'annihilation, mais qui malheureusement a manqué de sensibilité. Dans tous les cas, les résultats obtenus sont en accord avec les prédictions de QCD. Les deux courbes de la figure 1.10 correspondent à un calcul théorique (qui sera décrit plus loin) fait avec deux types de fonctions de structure.

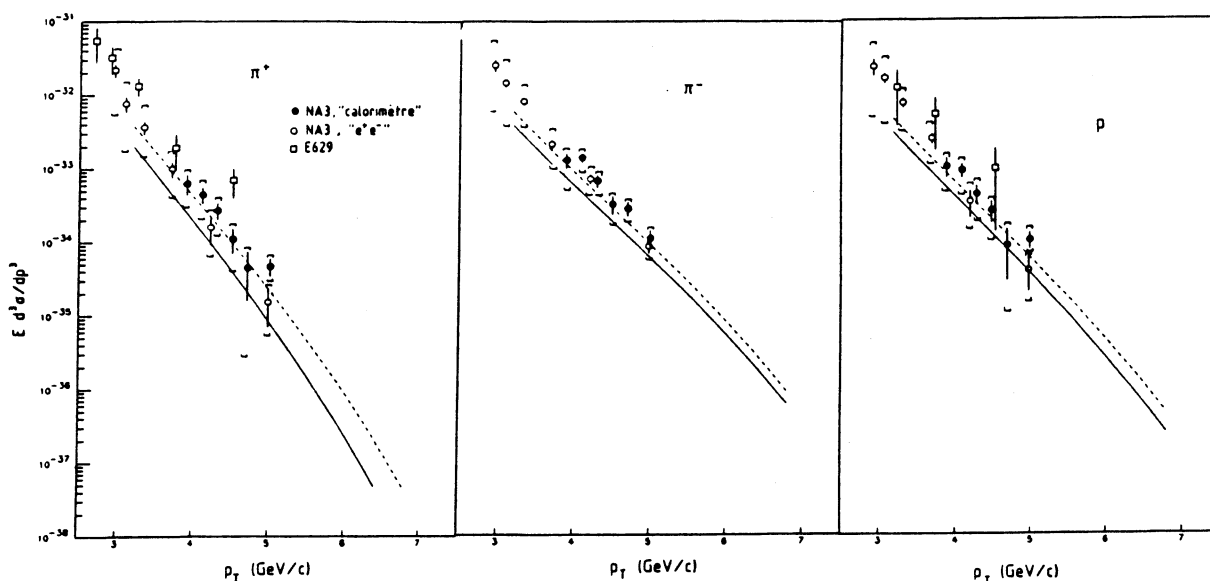


Figure 1.10 : Résultats de l'expérience NA3.

• L'expérience NA24:

La collaboration NA24 a utilisé au CERN des faisceaux de π^+, π^- et protons de 300 GeV qui interagissaient avec une cible d'hydrogène. Cette énergie plus élevée permet d'atteindre des valeurs d'impulsion transverse plus importantes que pour NA3, et donc d'atteindre un domaine cinématique où la différence attendue entre π^+, π^- est plus importante. La figure 1.11 présente leurs résultats.

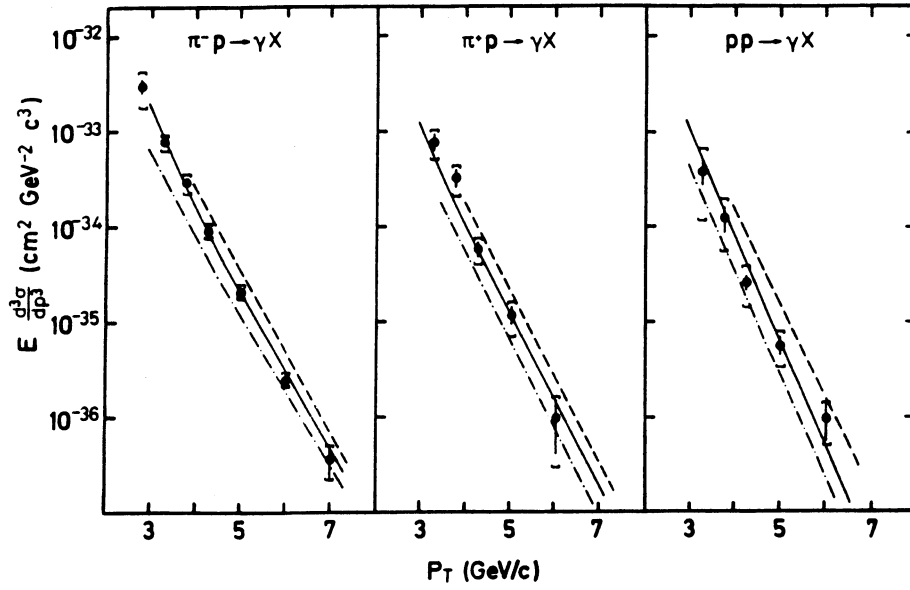


Figure 1.11 : Résultats de l'expérience NA24.

• L'expérience WA70:

L'expérience WA70 utilise au CERN, des faisceaux de π^+ , π^- et de protons qui interagissent avec une cible d'hydrogène. Les particules chargées produites sont étudiées avec le spectromètre Omega, et les photons avec un calorimètre plomb-scintillateur liquide. A nouveau, les sections efficaces obtenues sont en bon accord avec les prédictions théoriques, tout comme leur rapport (figure 1.12). Les études topologiques sur l'activité des événements confirment les résultats de R806.

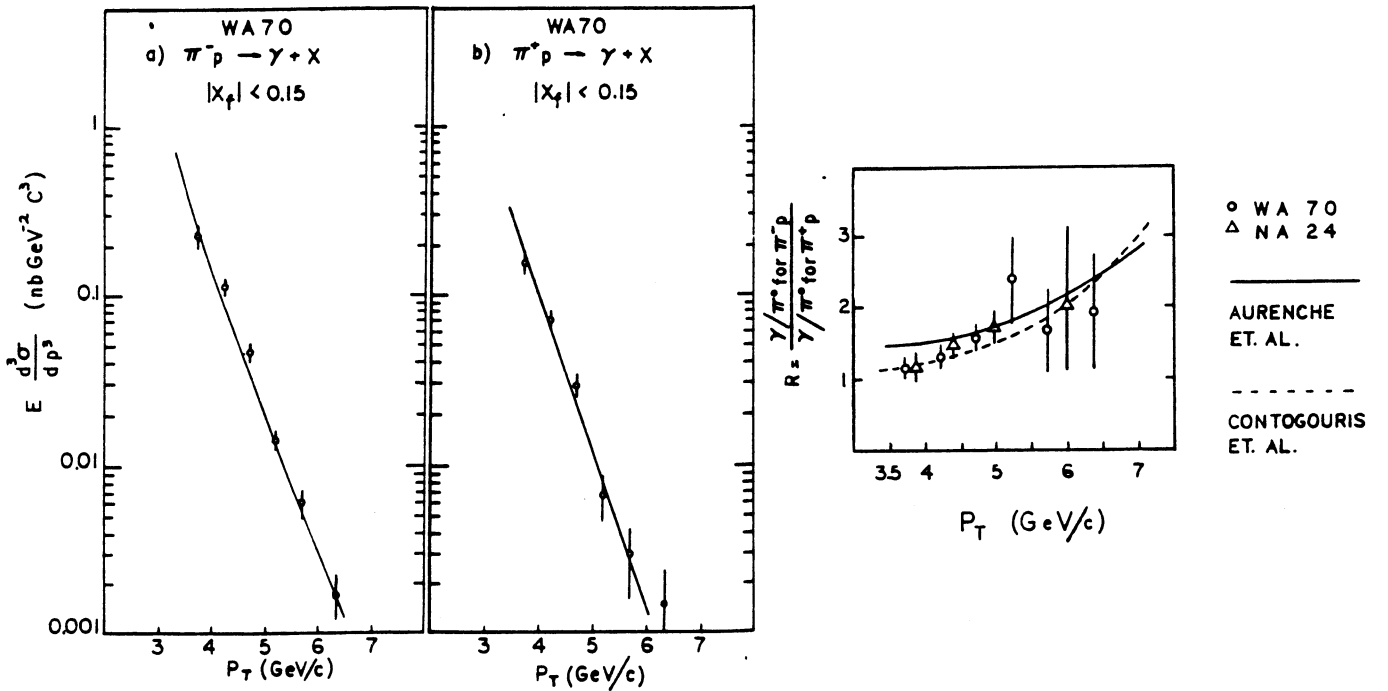


Figure 1.12 : Résultats de la collaboration WA70.

• L'expérience UA6:

L'expérience UA6 a la particularité d'utiliser une cible formée d'un jet gazeux qui est injecté dans l'anneau du SPS lorsqu'il fonctionne en collisionneur. Ceci permet d'obtenir une bonne luminosité avec des antiprotons. L'énergie disponible dans le centre de masse est de 24 GeV. L'appareillage est constitué d'un spectromètre à deux bras terminé par des calorimètres capables de séparer les photons des π^0 . Les résultats préliminaires, présentés sur la figure 1.13, reposent sur une importante statistique et sont en bon accord avec les prédictions théoriques.

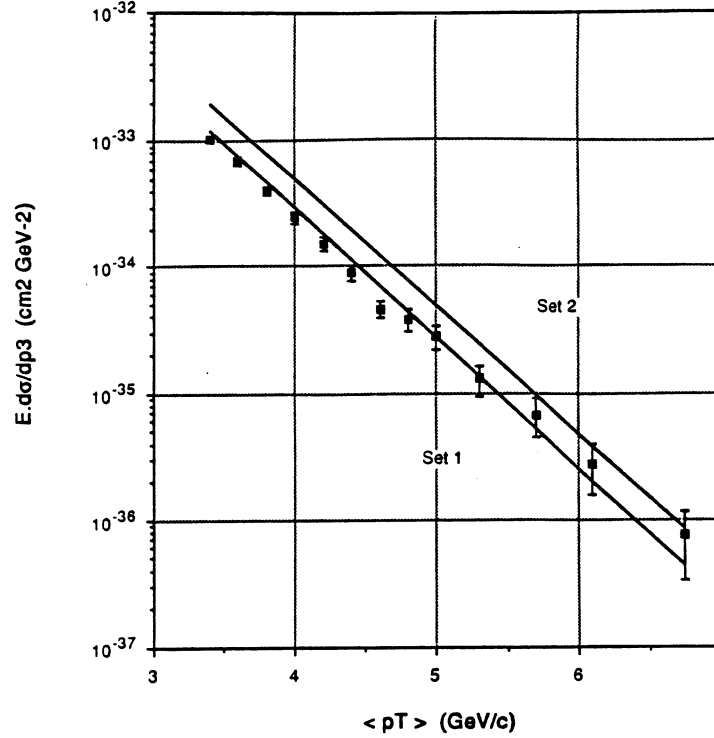


Figure 1.13 : Section efficace de production de photons directs mesurée dans l'expérience UA6.

• L'expérience UA2:

Enfin, la collaboration UA2 a utilisé son calorimètre pour étudier la production de photons directs dans les collisions proton-antiproton à des énergies de 546 et 630 GeV. Etant donné le domaine en énergie couvert, et la segmentation du calorimètre électromagnétique, l'identification des π^0 par la détection des deux photons de désintégration est impossible. Ce sont les propriétés d'isolement des photons directs qui sont utilisées pour réduire fortement le bruit de fond, puis c'est avec une méthode statistique, basée sur la mesure du taux de conversion des photons (de manière similaire à R108) que le bruit de fond résiduel est soustrait. Les résultats publiés d'UA2 sont la section efficace mesurée à 630 GeV (figure 1.14) et le rapport entre les sections efficaces intégrées pour une impulsion transverse supérieure à 15 GeV, mesurée à 546 et 630 GeV:

$$\sigma_\gamma(630)/\sigma_\gamma(546) = 1.14 \pm 0.07$$

• En résumé:

De nombreuses expériences ont étudié la production de photons directs. Elles ont tout d'abord publié des résultats sur le rapport γ/π^0 , puis sur la valeur absolue de la section efficace de production de photons et enfin sur la topologie des événements. Elles

sont toutes globalement en accord entre elles, dans la limite des erreurs expérimentales qui étaient particulièrement importantes au début. L'accord entre les données et les prédictions théoriques est resté bon, au fur et à mesure que les barres d'incertitudes se réduisaient de part et d'autre. Ceci est encourageant pour la suite des tests de QCD, et nous incite à aller plus loin en étudiant le domaine à très grande impulsion transverse, domaine où peu de données existent, et où les calculs théoriques sont les plus précis.

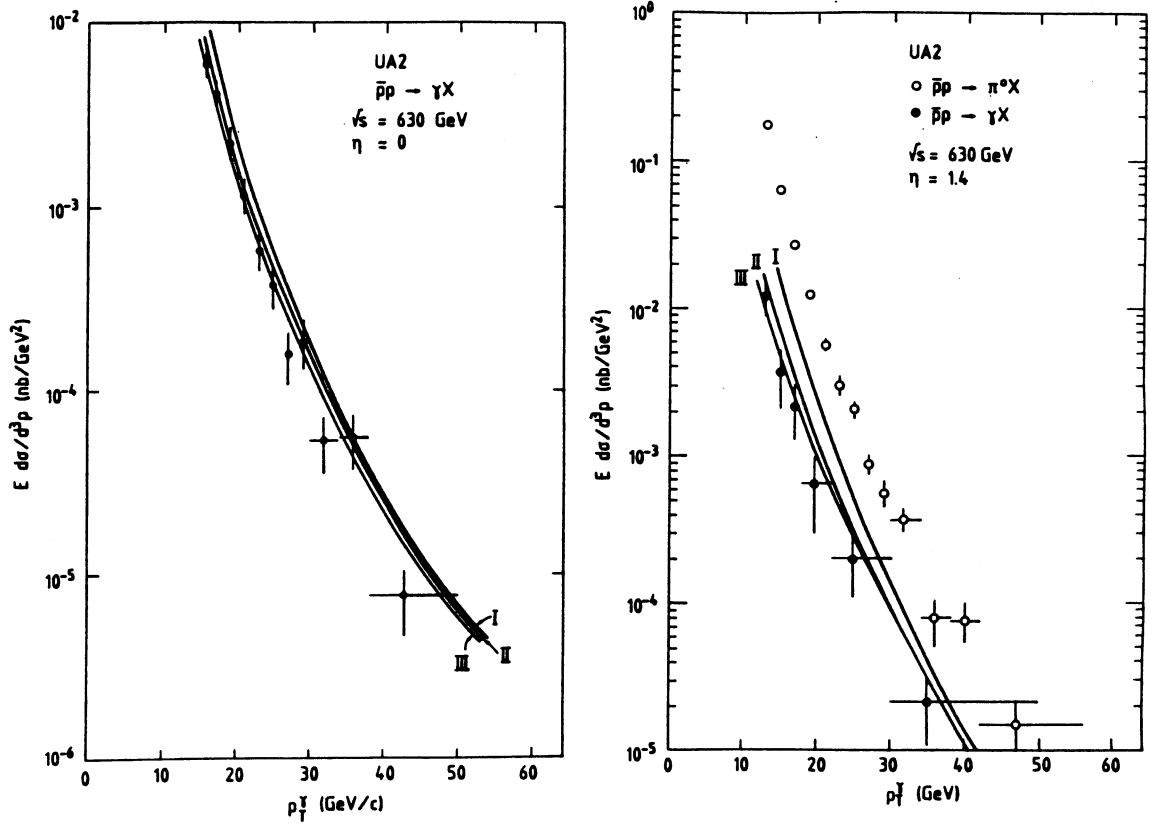


Figure 1.14 : Résultats de l'expérience UA2.

1.1.3 Production d'une paire de photons directs

Le début de l'intérêt pour la production de paires de photons directs dans les interactions hadroniques date de 1971, époque à laquelle Berman, Bjorken et Kogut [1.18] discutèrent le processus d'annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ (figure 1.15.a). La comparaison de ce diagramme avec ceux de production d'un seul photon direct, et, en particulier, avec le processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, montre le remplacement du vertex hadronique par un vertex électromagnétique et fournit immédiatement l'ordre de grandeur du rapport des sections efficaces des deux processus: α/α_s , soit près de 2 ordres de grandeur.

Cette comparaison laissa espérer une mesure directe de α_s par une mesure du rapport des deux sections efficaces, ainsi qu'une détermination de la charge des quarks, puisque le processus de production de paires de photons est sensible à la puissance quatrième de leur charge. Ces espoirs furent tempérés par la mise en évidence des corrections d'ordre supérieur, à la fois pour la production d'un photon direct (voir section précédente) et de paires de photons, puisqu'en particulier [1.19], le processus $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (figure 1.15.b)

devient très important à petite impulsion transverse, à cause de la forme de la fonction de structure du gluon, qui est piquée à petit x . En 1985, les calculs complets à l'ordre α_s , ont été réalisés [1.20] . Ce sont eux qui seront comparés à nos données.

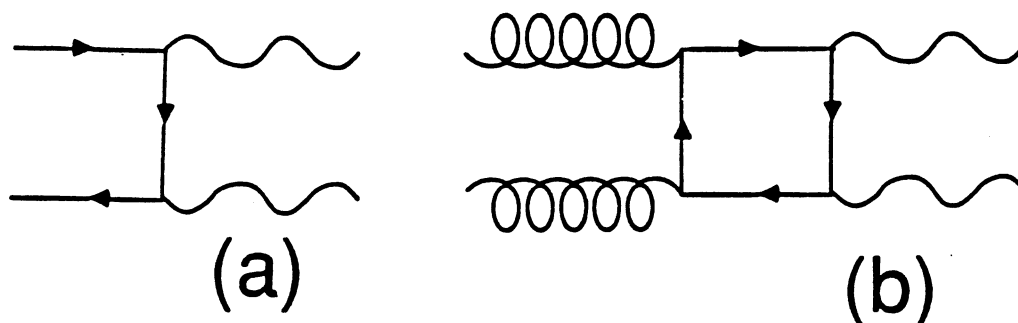


Figure 1.15 : Graphes dominants pour la production de paires de photons directs.

Les données expérimentales sont peu nombreuses, puisque seules quatre collaborations ont publié ou présenté des résultats. Les premiers datent de 1982 et ont été obtenus par la collaboration R806 [1.21] dans des collisions proton-proton. Ils sont présentés sur la figure 1.16 avec de nouvelles données obtenues par la collaboration AFS [1.22] . Etant donné que ces résultats sont obtenus en utilisant des critères d'isolement pour les photons, il est difficile de les comparer à un calcul complet, incluant les contributions des bremsstrahlungs. Les courbes théoriques correspondent donc aux deux diagrammes de la figure 1.15.

Le troisième résultat provient de la collaboration NA3 [1.23] , qui a étudié les paires de photons directs produits par des faisceaux de protons, π^+ et π^- de 200 GeV/c. Les photons observés ont des faibles impulsions transverses (< 3 GeV/c) ce qui correspond à une région où les calculs perturbatifs de QCD commencent à ne plus être très sûrs et où les effets de l'impulsion transverse intrinsèque des partons ne peuvent pas être négligés. C'est pourquoi, l'important excès d'événements par rapport aux prédictions théoriques (un facteur 6 pour les π et 30 pour les protons), n'est pas très significatif, d'autant plus qu'il souffre d'importantes incertitudes expérimentales.

Enfin, NA24 a présenté des résultats préliminaires [1.24] qui, bien que le bruit de fond ne soit pas supprimé, sont compatibles avec la section efficace prédite par le terme de Born (figure 1.16).

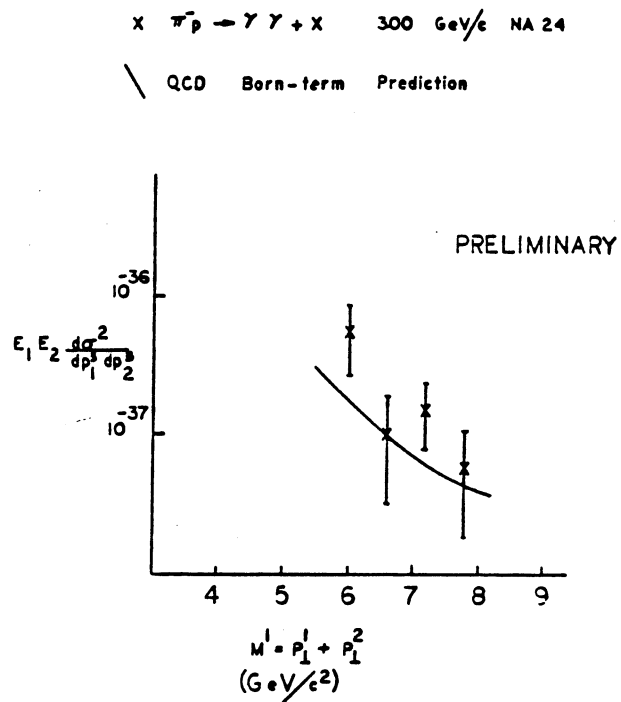
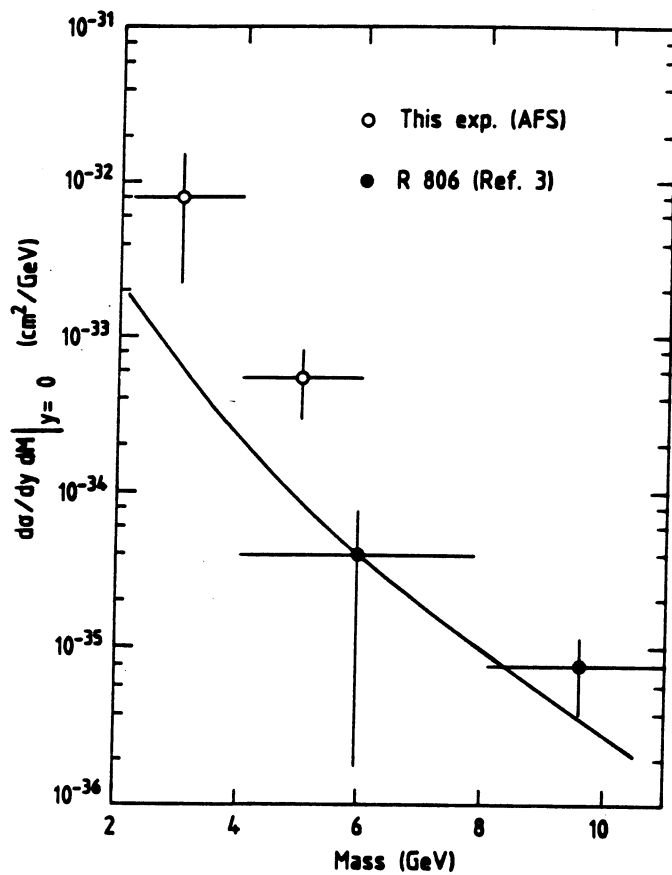


Figure 1.16 : Sections efficaces expérimentales de production de paires de photons.

1.2. Formalisme pour la production d'un photon

1.2.1 Généralités

Le mécanisme de production de photons directs peut être schématisé par la figure 1.17. Il se décompose en deux parties importantes:

- Le passage des particules projectiles aux partons qui vont participer à l'interaction. La cinématique en est décrite par les fonctions de structure des particules initiales (proton et antiproton).
- L'interaction partonique, décrite par des éléments de matrice fournis par QCD.

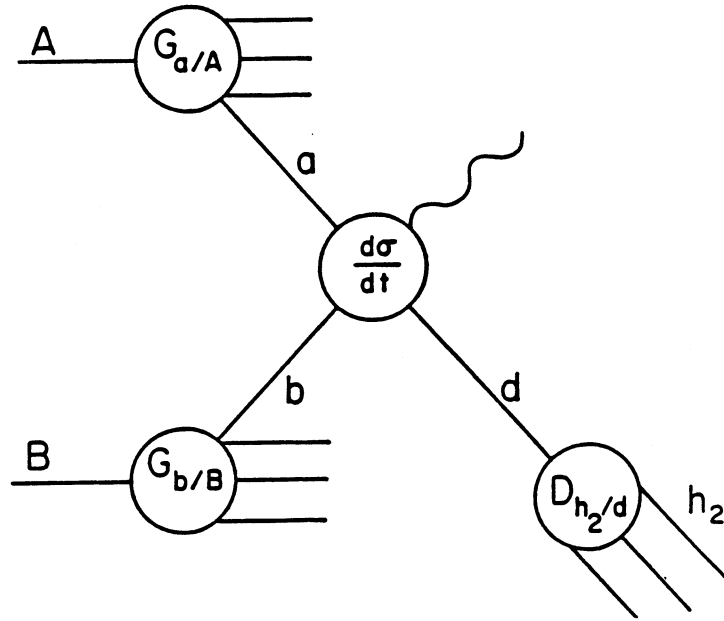


Figure 1.17 : Schématisation de la production de photons directs.

La section efficace de la réaction $A+B \rightarrow \gamma + X$ s'obtient donc en sommant toutes les sections efficaces ($\hat{\sigma}$) des sous-processus possibles $a+b \rightarrow \gamma + X$, pondérés par les distributions des partons a et b dans les hadrons A et B : $G_{A \rightarrow a}(x_a, M)$ et $G_{B \rightarrow b}(x_b, M)$ (x est la fraction d'impulsion du hadron emportée par le parton, et M le paramètre d'échelle d'énergie). La section efficace s'écrit donc:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b G_{A \rightarrow a}(x_a, M) G_{B \rightarrow b}(x_b, M) \frac{\hat{s}}{\pi} \frac{d\sigma}{dt}(a + b \rightarrow \gamma + X)$$

Cette section efficace est aussi sensible à tout mouvement transverse des partons dans les projectiles. Cependant, cette impulsion transverse intrinsèque des partons est faible (quelques centaines de MeV), et peut être complètement négligée aux énergies où nous travaillons.

En plus des fonctions de structure et des éléments de matrices, un troisième élément est tout aussi important. C'est le choix des paramètres d'échelle d'énergie (M et μ) utilisés

dans les fonctions de structure et pour le calcul de la constante de couplage de l'interaction forte, qui s'écrit (au premier ordre):

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{25 \log(\mu^2/\Lambda^2)}$$

Ce sont ces trois points que nous allons détailler.

1.2.2 Fonctions de structure

Comme nous l'avons déjà souligné, les fonctions de structure ne peuvent être calculées théoriquement. C'est donc de manière expérimentale qu'elles sont déterminées. Généralement, l'auteur d'une paramétrisation utilise un ensemble de résultats expérimentaux qui peuvent être obtenus à différentes valeurs de Q^2 . Or les fonctions de structure dépendent de Q^2 , puisqu'elles prennent en compte une partie des radiations de gluons dans l'état initial (approximation des logarithmes dominants). Heureusement, la théorie prédit cette dépendance, et ce sont les équations d'Altarelli et Parisi [1.25]) qui sont utilisées pour ramener les fonctions de structure au Q^2 désiré. Précisons que pour être complète, la paramétrisation doit préciser la valeur de Λ utilisée.

Les paramétrisations que nous utiliserons sont:

- Duke-Owens I. [1.26] qui utilisent les données de diffusion profondément inélastique ainsi que les productions de J/Ψ , Υ et de paires de leptons. $\Lambda=200\text{MeV}$.
- Duke-Owens II. qui utilisent une fonction de structure plus dure pour le gluon et une valeur de $\Lambda=400\text{MeV}$.
- Eichten et al.[1.27] qui utilisent des données de diffusion profondément inélastique.

La figure 1.18 compare les distributions des partons obtenues avec ces différentes paramétrisations à $Q^2=4\text{ GeV}$ et $Q^2=400\text{ GeV}$. C'est essentiellement au niveau du gluon et à petit Q^2 que se situent les différences. Notre jeu de fonctions de structure de référence sera Duke-Owens I pour notre étude. Cependant, nous comparerons au chapitre 5 notre résultat expérimental avec les prédictions théoriques calculées avec ces différents jeux de fonctions de structure.

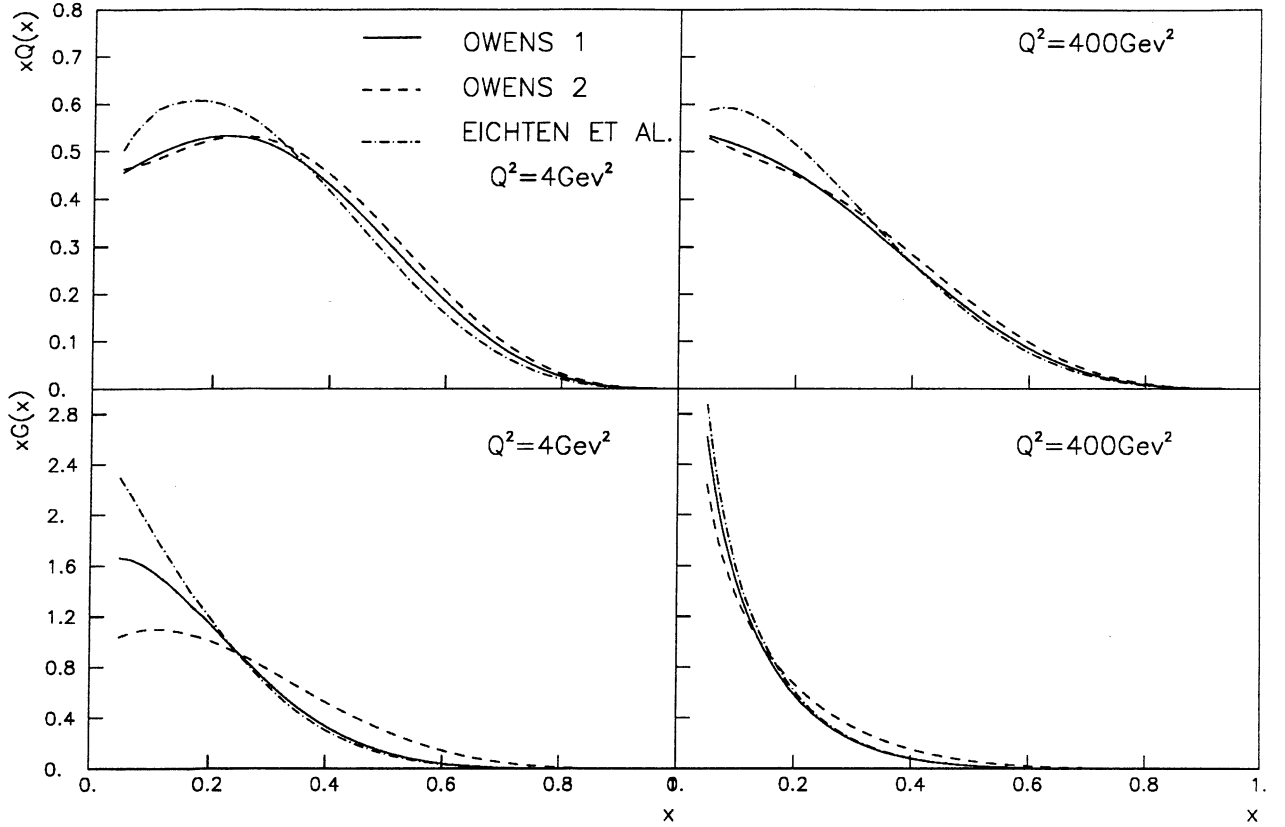


Figure 1.18 : Distributions des partons pour différentes paramétrisations.

1.2.3 Eléments de matrice

Les graphes du premier ordre pour la production de photons directs sont les diagrammes Compton et d'annihilation de la figure 1.1. Dans les deux cas, le photon est produit avec un parton dont le vecteur impulsion est opposé à celui du photon en l'absence d'impulsion transverse intrinsèque des partons initiaux. Les sections efficaces de ces deux processus s'écrivent:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \pi\alpha_{e.m.}\alpha_s e_q^2 \frac{4}{9} \frac{2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \text{ (annihilation)}$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \pi\alpha_{e.m.}\alpha_s e_q^2 \frac{1}{6} \frac{-2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right) \text{ (Compton)}$$

Bien sûr, il existe beaucoup d'autres graphes qui contiennent un photon dans l'état final. L'ensemble de ces autres graphes forme ce que l'on appelle les corrections d'ordres supérieurs. Ces corrections ne peuvent pas être négligées a priori, puisque pour un certain nombre de processus, tels que le Drell-Yan, elles doublent la section efficace. La figure 1.19 montre quelques-uns de ces diagrammes, parmi les plus importants. Ces graphes peuvent être classés suivant la puissance avec laquelle apparaît la constante de couplage α_s et aussi en fonction du type d'état final. En effet, dans un certain nombre de cas, le

photon est produit par bremsstrahlung, c'est-à-dire qu'il est accompagné par un parton qui va se matérialiser par un jet. Ce type d'événement va en fait être rejeté par nos critères d'isolement. Donc, lorsque nous confronterons la théorie à l'expérience, nous devons prendre en compte ce phénomène.

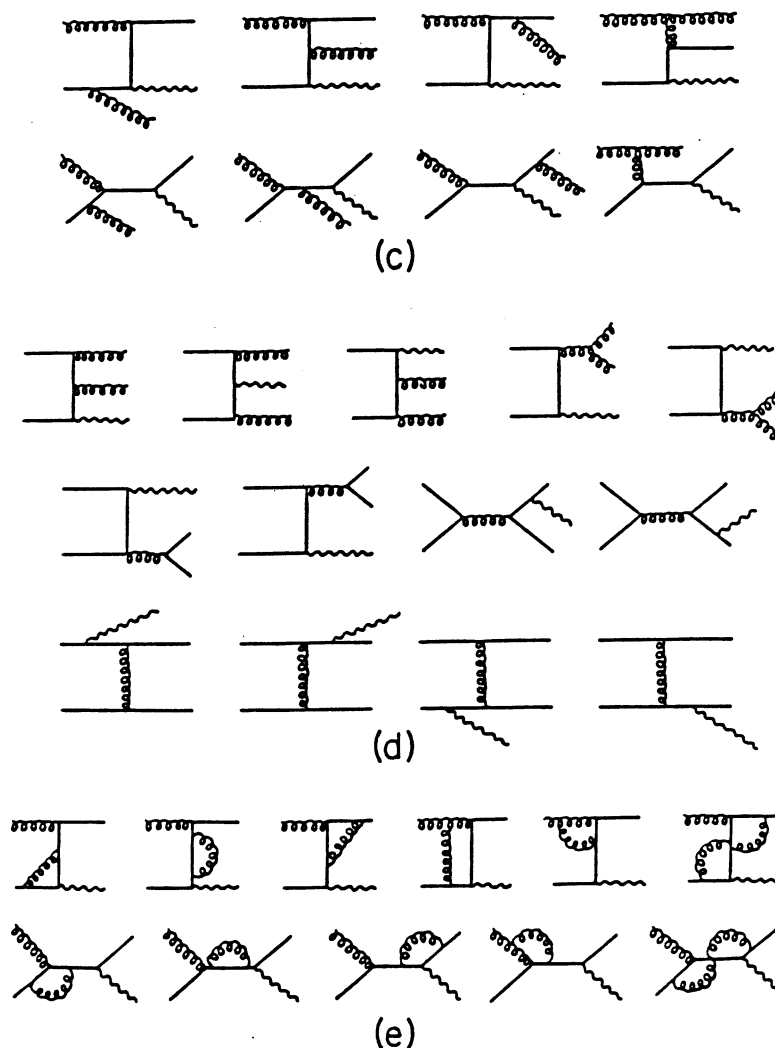


Figure 1.19 : Différents graphes de production de photons directs.

La table 1.2 [1.28] donne la liste des principales contributions calculées à une énergie de 540 GeV dans le centre de masse pour des photons de 20 GeV d'impulsion produits à rapidité nulle. Les notations $q \rightarrow \gamma$ et $g \rightarrow \gamma$ désignent les radiations de photon par, respectivement un quark et un gluon, via, dans ce cas, la création d'une paire de quarks.

| Processus | $E d\sigma/d^3p$ ($\mu b/GeV^2$) | fraction de la sect. totale |
|--|------------------------------------|-----------------------------|
| $gq \rightarrow \gamma q$ | $5.6 \cdot 10^{-7}$ | .512 |
| $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ | $2.2 \cdot 10^{-7}$ | .201 |
| $qq \rightarrow q(q \rightarrow \gamma)$ | $1.0 \cdot 10^{-7}$ | .091 |
| $gq \rightarrow g(q \rightarrow \gamma)$ | $1.9 \cdot 10^{-7}$ | .174 |
| $gq \rightarrow (g \rightarrow \gamma)q$ | $1.4 \cdot 10^{-8}$ | .013 |
| $gg \rightarrow g(g \rightarrow \gamma)$ | $1.0 \cdot 10^{-8}$ | .009 |

Table 1.2 : Estimation des différents processus de production de photons de $p_T=20\text{GeV}$.

Cette table montre qu'une importante partie des photons est produite de manière directe et sans bremsstrahlung. Cette quantité augmente d'ailleurs avec la valeur de l'énergie transverse. Les calculs présentés dans cette table ne sont en fait que partiels. Un calcul complet à l'ordre α_s^2 a été fait par P. Aurenche, R. Baier, A. Douiri, M. Fontannaz et D. Schiff [1.29]. C'est, en fait, le résultat de ce calcul que nous utiliserons.

1.2.4 Choix de l'échelle d'énergie

Comme nous l'avons signalé plus haut, les calculs de QCD utilisent pour le calcul de la constante de couplage $\alpha_s(\mu)$ ainsi que pour les fonctions de structure $G(x, M)$ des paramètres (μ et M) qui ont la dimension d'une énergie. Ces paramètres ne sont cependant pas directement observables et n'ont pas de signification physique comme la masse ou l'énergie d'une particule. Par ailleurs, leur valeur n'est pas imposée par QCD. En termes plus théoriques, on parle du schéma de renormalisation (RS) pour le choix de μ et du schéma de factorisation (FS) pour le choix de M . Un premier choix possible est de prendre $\mu = M = p_T$, où p_T est l'impulsion transverse du photon produit. Ce choix est basé sur la cinématique des graphes du premier ordre, et ne se justifie plus lorsque l'on prend en compte les termes d'ordre supérieur. Une manière élégante de résoudre le problème est d'adopter le principe de sensibilité minimale (PMS) [1.30] ou d'optimisation, qui conduit à prendre pour μ et M les valeurs qui rendent invariante la section efficace, c'est-à-dire les valeurs de μ et de M telles que :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial M} = \frac{\partial \sigma}{\partial \mu} = 0$$

Le principe de sensibilité minimale, appliqué à un développement limité de la section efficace en fonction de α_s , est donc une approximation locale (au voisinage du minimum) de la propriété plus générale qui dit que la section efficace calculée à tous les ordres est indépendante de M et μ . Bien sûr, ce principe n'est qu'une hypothèse parmi d'autres lorsqu'il est appliqué à la section efficace calculée à un ordre limité.

La figure 1.20 montre, sous deux directions différentes, la valeur de la section efficace $p\bar{p} \rightarrow \gamma X$ à $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ et $p_T = 45 \text{ GeV}$, en fonction de $a(\mu)$ et de C_M définis par :

$$a(\mu) = \alpha_s(\mu)/\pi \text{ et } C_M = M^2/p_T^2$$

Le point de selle, matérialisé par un rectangle noir correspond à la valeur de la section efficace invariante en fonction de RS et FS. Notons que les valeurs de μ et de M trouvées sont plus petites que le choix classique $\mu = M = p_T$, dans le cas de la production d'un photon direct.

La section efficace optimisée présente deux avantages très intéressants. Tout d'abord, son calcul n'est pas ambigu en ce sens qu'il ne nécessite pas de constante numérique arbitraire. L'autre avantage essentiel est que la valeur numérique de la section efficace calculée au deuxième ordre est proche de la valeur du terme de Born, la différence étant de l'ordre de 10% (voir figure 1.21). Ceci peut justifier l'utilisation du calcul perturbatif pour la section efficace, et nous permet de supposer que les valeurs numériques obtenues sont correctes à quelques pour-cent près.

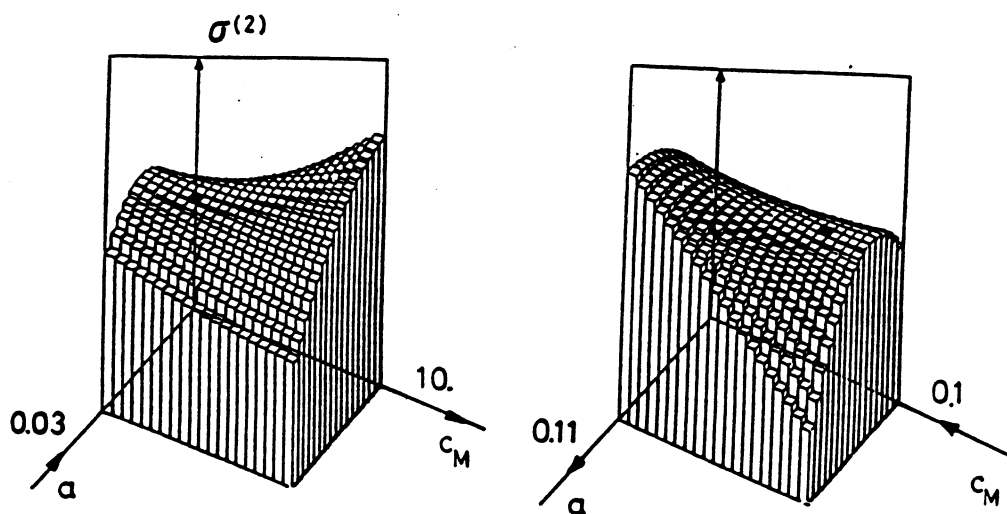


Figure 1.20 : Section efficace en fonction de $a(\mu)$ et de C_M .

Les deux vues représentent la même surface sous deux angles différents.

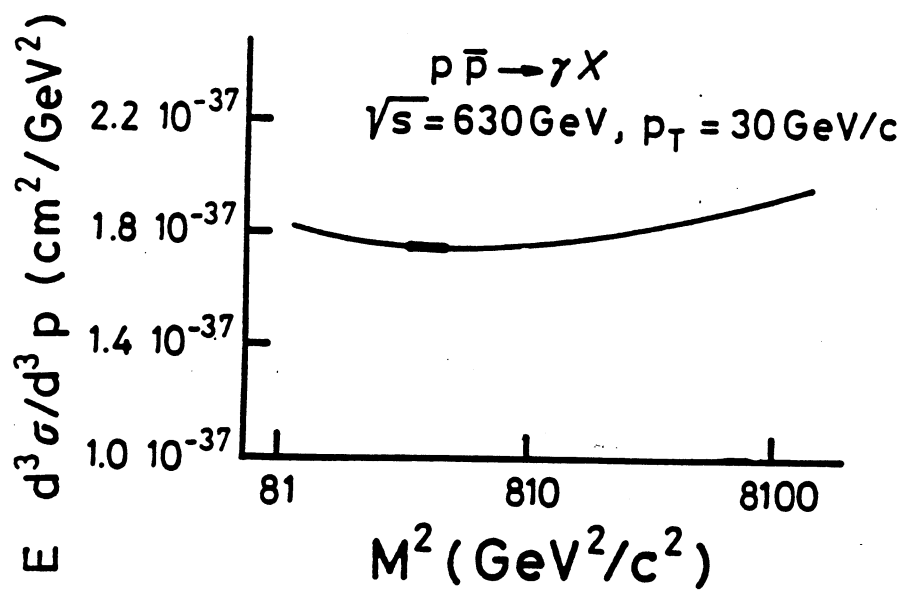


Figure 1.21 : Section efficace en fonction de M^2 .

1.3. Formalisme pour la production de deux photons

1.3.1 Section efficace

Les sections efficaces des deux sous-processus de la figure 1.15, qui sont les plus importants, s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}_a}{d\hat{t}} &= \pi \alpha_{e.m.}^2 e_q^4 \frac{1}{3} \frac{2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \\
\frac{d\hat{\sigma}_b}{d\hat{t}} &= \alpha_{e.m.}^2 \left(\sum_{i=1}^{n_f} e_q^2 \right)^2 \alpha_s^2 \frac{1}{8\pi \hat{s}^2} \left\{ \frac{1}{8} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) \right)^2 \right. \right. \\
&\quad + \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right)^2 \\
&\quad + \left. \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right)^2 \right] \\
&\quad + \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right. \\
&\quad + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \left. \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right] \\
&\quad \left. + \frac{\pi^2}{2} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \right)^2 + \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 \right] + 4 \right\}
\end{aligned}$$

Une estimation quantitative des plus importantes contributions est donnée dans la table 1.3, calculée pour une énergie de 540 GeV dans le centre de masse pour des photons de 20 GeV d'impulsion produits à rapidité nulle. Notons que la somme de tous les processus produisant des paires de photons représente 0.3 % de la section efficace totale de production d'un seul photon.

| Processus | $Ed\sigma/d^3p$ ($\mu b/GeV^2$) | fraction de la sect. totale |
|---|-----------------------------------|-----------------------------|
| $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ | $2.6 \cdot 10^{-9}$ | 0.78 |
| $gg \rightarrow \gamma\gamma$ | $3.5 \cdot 10^{-10}$ | 0.11 |
| $gq \rightarrow \gamma(q \rightarrow \gamma)$ | $3.8 \cdot 10^{-10}$ | 0.10 |
| $q\bar{q} \rightarrow \gamma(g \rightarrow \gamma)$ | $7.5 \cdot 10^{-12}$ | $2.3 \cdot 10^{-3}$ |
| $gg \rightarrow \gamma(g \rightarrow \gamma)$ | $1.5 \cdot 10^{-14}$ | $4.5 \cdot 10^{-6}$ |

Table 1.3 : Estimation des différents processus de production de 2 γ de $p_T=20GeV$.

1.3.2 Impulsion transverse relative des deux photons

En l'absence d'impulsion transverse initiale des deux partons, les deux graphes de la figure 1.15 vont produire deux photons opposés en azimuth et d'impulsion transverse iden-

tique. La signature expérimentale des ces événements sera d'ailleurs très claire. Cependant, ce bel équilibre est détruit dès que l'on prend en compte les diagrammes où l'un des photons provient d'un bremsstrahlung. Il est alors intéressant de définir la variable z :

$$z = -\frac{\vec{P}_{t1} \cdot \vec{P}_{t2}}{P_{t1}^2}$$

qui caractérise la symétrie de la production des deux photons. Les deux termes dominants de la figure 1.15 vont donc produire des événements ayant $z = 1$, contrairement à la plupart des termes d'ordre supérieur. L'étude de la distribution des événements en fonction de z fournit un moyen intéressant de tester les contributions d'ordre supérieur. La figure 1.22 montre la distribution attendue lorsque $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$, dans le cas où le photon 1 a 30 GeV d'impulsion transverse,.

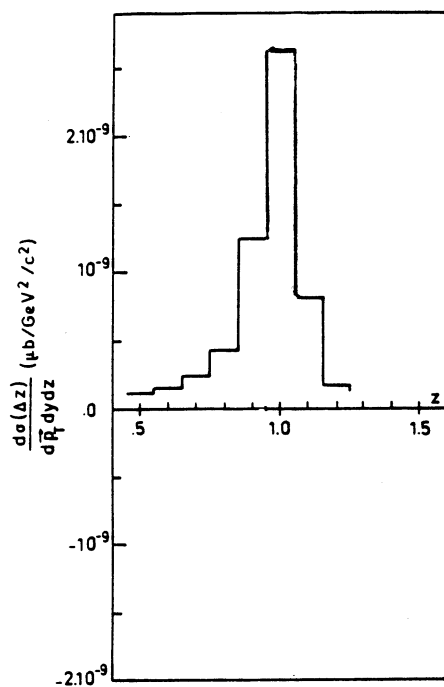


Figure 1.22 : Distribution théorique des événements en fonction de z .

CHAPITRE 2

Appareillage

L'expérience UA1 possède l'un des détecteurs les plus complets qui ait jamais été construit, permettant de détecter presque toutes les particules connues, leptons, hadrons, et même neutrinos, grâce à une couverture angulaire de la calorimétrie proche de 4π stéradian. Il a été construit par plus de deux cents physiciens et au moins autant d'ingénieurs et techniciens provenant d'une vingtaine de laboratoires. Il serait donc hors de propos de faire une description détaillée de chacun de ses éléments, d'autant plus que cela a déjà été fait en de multiples occasions.

Le but de ce chapitre est plutôt de résumer les principales caractéristiques du "dispositif expérimental" utilisé dans notre analyse. Ce dispositif comprend un accélérateur, un détecteur, ou plus exactement, un ensemble de détecteurs, l'électronique correspondante et un système d'acquisition de données qui écrit sur bande magnétique l'ensemble des informations correspondant à un événement. Cette écriture marque le passage du monde du "en-ligne", qui ne dure qu'un temps très bref, de l'ordre de la seconde, au monde du "hors-ligne" qui dure des années, et où la plupart des étapes de l'analyse seront refaites un certain nombre de fois, suite à l'amélioration des programmes d'analyse, et de la compréhension du détecteur. Mais, par souci de clarté, seule l'analyse finale sera décrite. Dans l'analyse "hors-ligne", deux parties sont clairement distinctes. La première concerne ce qui est commun à l'ensemble des sujets de physique étudiés dans l'expérience UA1. Il s'agit de la reconstruction des événements et de la visualisation. Ces deux points seront donc aussi traitées dans ce chapitre "appareillage" qui en fait regroupe tous les outils de base communs à toute étude. La deuxième partie, plus spécifique à notre analyse, sera l'objet des chapitres suivants.

2.1. Le collisionneur

La réussite des expériences UA1 et UA2, en particulier pour la recherche des bosons intermédiaires qui était leur objectif prioritaire, est indissociable du succès de la transformation du SPS du CERN en collisionneur. Cette transformation a été rendue possible grâce à la maîtrise du "refroidissement stochastique" par le CERN. Cette technique permet de préparer et d'accumuler un nombre important d'antiprotons (de l'ordre de $2 \cdot 10^{11}$ antiprotons par jour).

C'est principalement le bon fonctionnement de cette source d'antimatière qui conditionne la luminosité du collisionneur dont l'activité s'organise en un cycle régulier d'environ 24 heures. Ce cycle commence par une période préparatoire, durant laquelle diverses constantes de calibration des calorimètres sont déterminées. Puis des protons, ainsi qu'une fraction des antiprotons accumulés sont injectés dans le collisionneur. Les trajectoires des faisceaux sont optimisées, et le bon fonctionnement du détecteur vérifié. La prise de données démarre alors, et dure tant que la luminosité reste intéressante, soit une quinzaine d'heures de fonctionnement. Les faisceaux sont alors stoppés et les tâches de maintenance de l'accélérateur et du détecteur sont effectuées avant le début d'un nouveau cycle.

En 1983, l'énergie dans le centre de masse délivrée par le collisionneur était de 546 GeV. Elle a été portée à 630 GeV pour les prises de données de 1984 et 1985. Pour ces trois années, les luminosités intégrées enregistrées par l'expérience UA1 pour le canal électron ont été respectivement de 118, 259 et 308 nb⁻¹, les périodes de prise de données durant environ un trimestre. Signalons qu'en 1985, le collisionneur a atteint une énergie de 900 GeV en fonctionnant en mode pulsé. Cependant, les données prises ne sont pas utilisées pour notre analyse, la luminosité étant trop faible.

2.2. Le détecteur UA1

Le détecteur UA1 (figure 2.1) a été conçu de manière à pouvoir détecter presque toutes les particules produites lors des collisions proton-antiproton, et ce, dans le plus grand angle solide possible. Il est donc formé d'une suite de détecteurs qui enveloppent de la manière la plus hermétique possible le point d'interaction, et qui sont, en partant du vertex:

- le détecteur central (C.D.) qui est sensible à toutes les particules chargées,
- les calorimètres électromagnétiques qui collectent quasiment toute l'énergie des particules qui interagissent électromagnétiquement, et une fraction ($\approx 30\%$) de l'énergie des particules hadroniques. Ils comprennent les Gondoles pour la région centrale, les Bouchons pour les extrémités, et sont complétés par les calorimètres lointains et très lointains. L'ensemble des calorimètres couvre le domaine angulaire par rapport à l'axe des faisceaux allant de 0.2° à 179.8° ,
- les calorimètres hadroniques,
- un filtre à muons,
- les chambres à muons.

Voyons les principales caractéristiques de chacun de ces éléments.

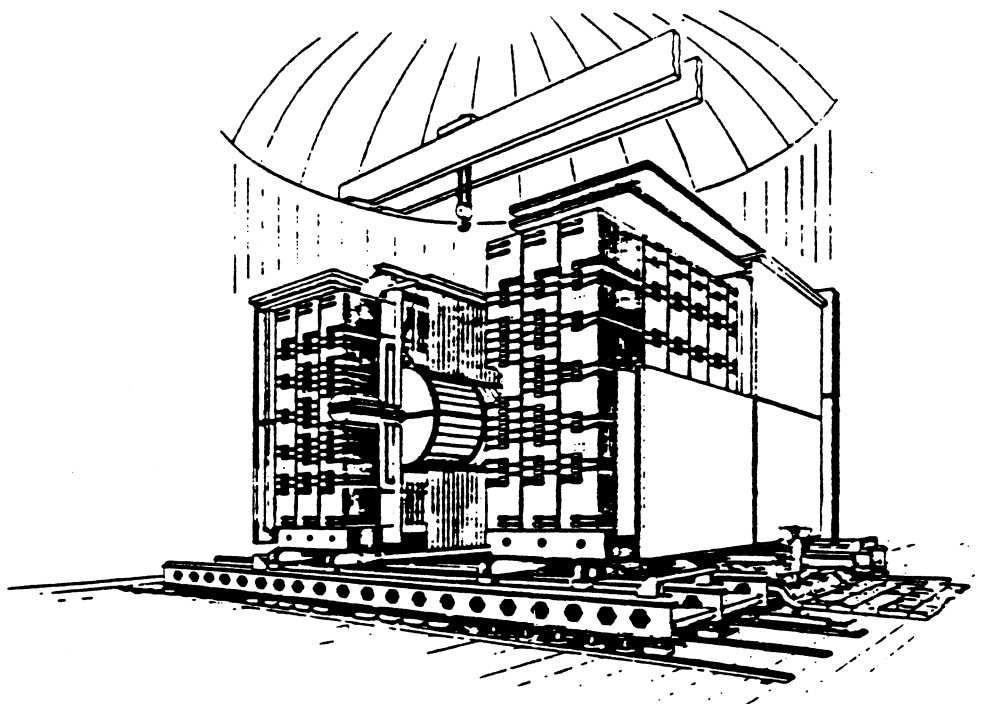
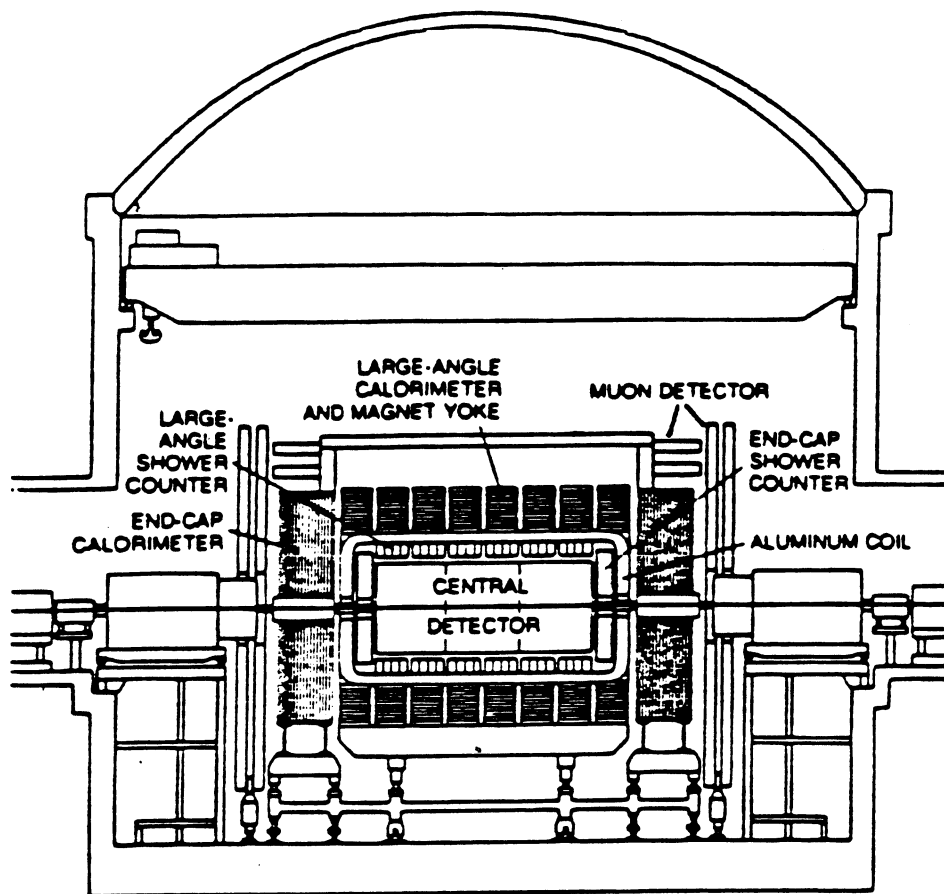


Figure 2.1 : Coupe du détecteur UA1.

2.2.1 Le détecteur central

Il couvre un angle de 5° à 175° par rapport aux faisceaux et permet de vérifier la "neutralité" des impacts détectés par les calorimètres. C'est un cylindre de 6 mètres de long et 2.2 mètres de diamètre composé de 8 chambres à dérives indépendantes. Chacune de ces chambres comporte plusieurs plans de fils. Il baigne dans un champ magnétique dipolaire horizontal de 0.7 Tesla. Chacun des 6200 fils sensibles est lu à chaque extrémité par des convertisseurs rapides "analogique-numérique" (FADC), et des convertisseurs "temps-numérique" (TDC). Ceci permet de déterminer les trois coordonnées dans l'espace et d'estimer la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx). On obtient alors des "images" des événements (figure 2.2) qui rappellent fortement celles obtenues avec les chambres à bulles. Bien sûr, l'énorme quantité d'information lue, typiquement 0.7 Moctets par événements, nécessite un pré-traitement en ligne afin de compacter l'information, puis une longue reconstruction hors-ligne pour déterminer tous les paramètres des particules chargées de l'événement.

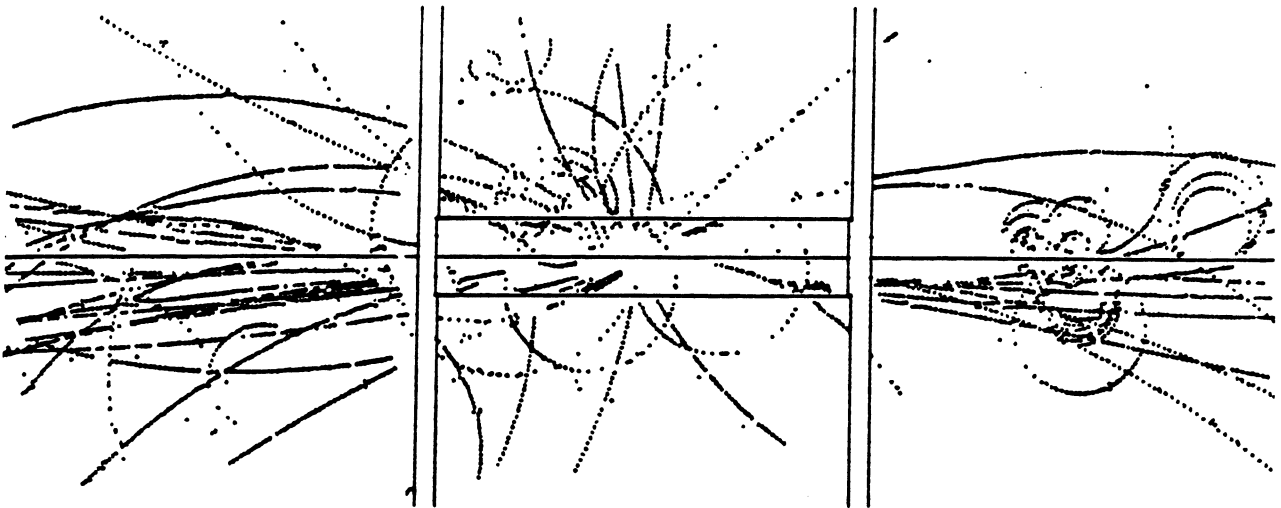


Figure 2.2 : Vue des fils touchés dans le détecteur central.

2.2.2 Les Gondoles

Ce sont les calorimètres électromagnétiques de la région centrale. Elles couvrent la région angulaire allant de 25° à 155° par rapport à l'axe du faisceau, soit le domaine en rapidité allant de -1.5 à 1.5. Ce sont, avec les Bouchons, les deux détecteurs sur lesquels reposent notre analyse car ce sont eux qui mesurent l'énergie des photons.

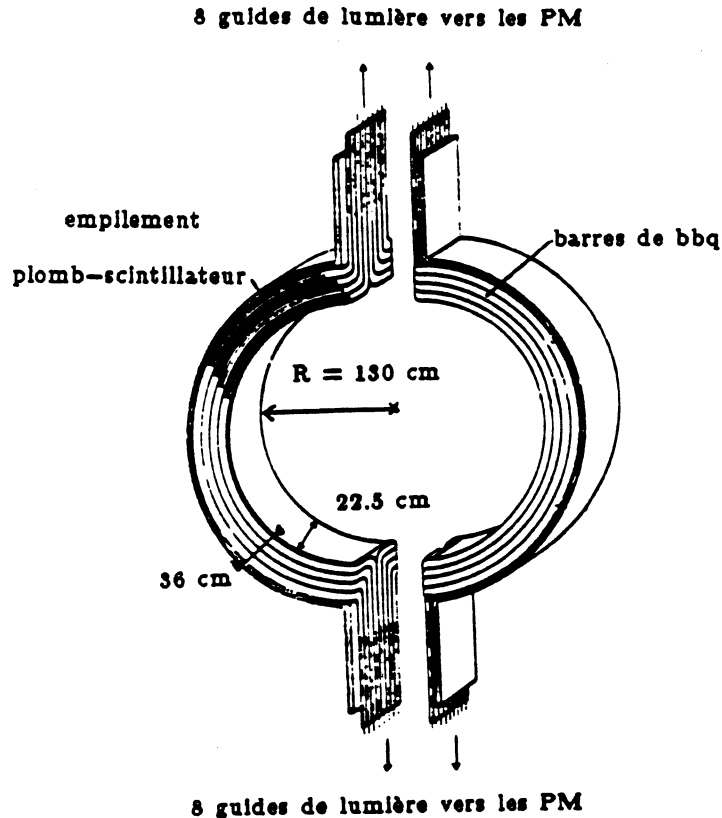


Figure 2.3 : Une paire de gondoles.

Les 48 gondoles qui entourent le détecteur central sont constituées d'empilement de feuilles de plomb et de scintillateur, regroupés en 4 segments d'épaisseur respective 3.3, 6.6, 10, et 6.6 X_0 , soit un total de 26.6 longueurs de radiation. Chaque segment est indépendamment connecté à des décaleurs de longueur d'ondes situés de part et d'autre de la gondole, reliés par des guides de lumière à des photo-multiplicateurs lus par une chaîne d'électronique. Celle-ci comporte principalement deux niveaux d'amplification associés à des convertisseurs analogique-numérique (ADC). Puisque l'on collecte la lumière à chacun des coins de la gondole, et que la lumière est atténuée en fonction de son trajet, il est donc possible de déterminer, en plus de l'énergie E de la particule, la position de l'impact, et ceci pour chacun des quatre segments d'une gondole.

La calibration d'un tel détecteur est quelque chose de complexe. Rappelons-en les principales lignes. On étalonne l'activité d'une source de Cobalt 60 par rapport à un faisceau d'électrons d'énergie connue, grâce à un module de calorimètre de structure identique à celle des gondoles, mais lu par un seul photomultiplicateur. Cette source nous sert alors de faisceau de référence facilement transportable pour calibrer les gondoles. La méthode de calibration a été vérifiée avec un ensemble de trois gondoles exposés à des faisceaux d'électrons d'énergie connue. Elle est utilisée au début et à la fin de chaque période de prise de données pour calibrer l'ensemble des gondoles. Elle permet en particulier de déterminer les cartes d'atténuation de la lumière ainsi que le vieillissement des scintillateurs et de guides de lumière. Ce vieillissement se traduit par une diminution d'environ 10% du signal vu par les ADC, au cours d'une période de prise de données. Les gains des photomultiplicateurs et de l'électronique associée sont suivis plus régulièrement à l'aide

de lasers et d'impulsions électriques de référence. Le bruit de fond de l'ensemble de la chaîne électronique (pédestal) est, quant à lui, mesuré quotidiennement. L'ensemble de ces procédures permet de réduire l'erreur systématique sur la mesure de l'énergie à environ 3%.

2.2.3 Les Bouchons

Ce sont les calorimètres situés de part et d'autre des gondoles. Ils assurent la couverture angulaire de 5° à 25° et de 155° à 175° , par rapport à l'axe du faisceau, soit les domaines en rapidité allant de -3 à -1.5 et de 1.5 à 3.

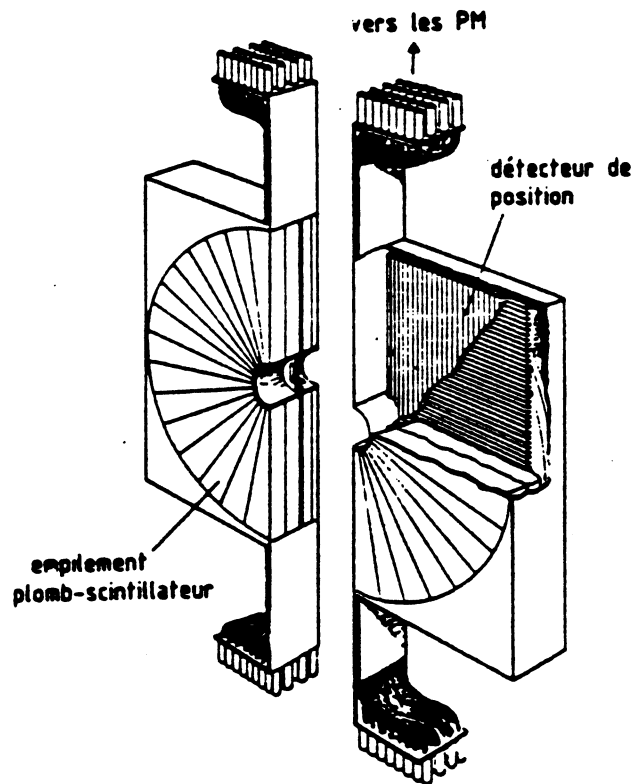


Figure 2.4 : Un bouchon.

Tout comme les gondoles, ce sont des empilements de feuilles de plomb et de scintillateur. Chaque bouchon est segmenté radialement en 32 pétales, eux-mêmes segmentés en profondeur en 4 segments représentant respectivement 3.6 7.2 8.7 et 7.2 longueurs de radiation. Contrairement aux gondoles, chaque segment de pétale n'est lu que par un seul photomultiplicateur. Cependant, on dispose de beaucoup plus d'informations, grâce à la présence d'un détecteur de position, constitué de deux plans croisés de tubes proportionnels. Ce détecteur de position est situé entre le deuxième et le troisième segment. Il a principalement deux fonctions. Tout d'abord, il mesure la position de l'impact à mieux que 0.7 centimètre pour une particule électromagnétique d'énergie supérieure à 20 GeV. La connaissance de cette position est absolument nécessaire pour corriger le signal du photomultiplicateur des effets d'atténuation de la lumière dans le scintillateur, et calculer correctement la valeur de l'énergie. D'autre part, il permet de "visualiser" le développement

de la gerbe électromagnétique, et donc de valider l'impact observé par le scintillateur.

Les méthodes de calibration des bouchons sont similaires à celles des gondoles, le point le plus délicat étant la détermination des coefficients d'atténuation de la lumière dans les scintillateurs [2.1] .

2.3. Le système de déclenchement et d'acquisition de données

Le collisionneur fonctionne à une luminosité instantanée de l'ordre de $2.10^{29} cm^{-2}s^{-1}$, avec 3 "paquets" de particules. Puisque la section efficace inélastique est d'environ 50 mb, on a donc environ 10% des 100000 croisements de faisceaux par seconde qui produisent une collision inélastique. Or toutes ces collisions ne présentent pas le même intérêt. De plus, compte tenu de la vitesse d'écriture des bandes magnétiques, et de la taille des événements, c'est-à-dire de la quantité d'information produite par les différents détecteurs ($\simeq 120$ Koctets), il n'est possible d'enregistrer que quelques événements par seconde. Une sévère sélection doit donc être faite "en ligne": c'est la tâche du système de déclenchement. Celui-ci comporte en fait 3 niveaux de décisions que nous allons décrire: le prédéclenchement, le déclenchement de premier niveau et les émulateurs.

Le système d'acquisition, quant à lui, intervient en parallèle pour récolter et structurer l'information provenant des différents détecteurs. Il écrit ou non les événements sur bandes magnétiques, en fonction de la décision prise par le dernier niveau du système de déclenchement: les émulateurs.

Précisons enfin, que l'ensemble système de déclenchement-système d'acquisition a été et est l'objet de constantes améliorations, dans le but d'améliorer les performances et la souplesse d'utilisation. Citons à ce propos, le passage en standard VME d'une partie de l'électronique du système d'acquisition de données, le remplacement des émulateurs 168E par des 3081E.

2.3.1 Le prédéclenchement

Le rôle du prédéclenchement est de détecter toutes les interactions proton-antiproton. Il utilise l'information de compteurs à scintillation situés près des faisceaux, au niveau des bouchons, des calorimètres "avant" et "très à l'avant" ainsi que des hodoscopes du SPS. Ces compteurs sont sensibles aux fragments des particules projectiles. Le critère utilisé par le prédéclenchement est la coïncidence en temps entre les signaux des ces hodoscopes. Les événements acceptés sont appelés "événements minimum biais", car le prédéclenchement valide tous les types d'interaction avec une très bonne efficacité, supérieure à 99% dans le cas d'événements à relativement haute multiplicité, ce qui est le cas des événements photons directs. Dans des conditions habituelles de fonctionnement ($L=2.10^{29} cm^{-2}s^{-1}$), le prédéclenchement valide 1000 événements par seconde.

2.3.2 Le déclenchement de premier niveau

Seule une faible fraction des événements acceptés par le prédéclenchement correspond à des collisions "dures", qui sont les collisions les plus intéressantes et qui se manifeste par la présence de particules ayant une grande énergie transverse. C'est le rôle du déclenchement de premier niveau de détecter ces événements et de déterminer rapidement leur topologie. Pour cela, il utilise les calorimètres et les chambres à muons et recherche la présence d'un ou plusieurs des éléments suivants:

- Impact électromagnétique
- Jet

- Grande énergie transverse
- Energie manquante
- Muon

Seul le déclenchement "impact électromagnétique" est utilisé pour notre analyse. Il correspond à la recherche de la paire de gondoles ou de pétales de bouchon adjacents, ayant l'énergie transverse la plus élevée. L'événement est accepté si la valeur est supérieure au seuil de déclenchement. Cette recherche est faite pour un et deux impacts, en utilisant des seuils différents dont les valeurs utilisées sont répertoriées par la table 2.1. Ces deux catégories correspondent aux événements comportant respectivement un ou deux photons isolés.

| <i>Année</i> | <i>1 impact</i> | <i>2 impacts</i> |
|---------------------|-----------------|---|
| 1983 | 10 <i>GeV</i> | 2 fois 8 <i>GeV</i> |
| 1984 (72% du temps) | 10 <i>GeV</i> | 2 fois 6 <i>GeV</i> |
| 1984 (28% du temps) | 10 <i>GeV</i> | 8 <i>GeV</i> (si gondole) et 6 <i>GeV</i> |
| 1985 | 10 <i>GeV</i> | 2 fois 6 <i>GeV</i> |

Table 2.1 : Seuils en énergie transverse pour le premier niveau de déclenchement.

Les taux de déclenchements sont bien sûr fonction des valeurs des seuils utilisées, et de la luminosité instantanée. En 1985, pour une luminosité de $2.10^{29}cm^{-2}s^{-1}$, on avait typiquement:

- 5 Hz pour tous les types de déclenchement
- 1.5 Hz pour 1 impact
- 0.2 Hz pour 2 impacts

Le temps de décision, qui est de l'ordre de $4\mu s$, est inférieur à l'intervalle de temps qui sépare deux croisements de faisceaux. Aucun temps mort n'est donc introduit à ce niveau-là. Par contre, une fois que l'événement est accepté par le premier niveau de déclenchement, il faut "lire" tous les détecteurs, et en particulier le détecteur central, dont l'information doit aussi être compactée. Ceci prend 40 ms, et introduit un temps mort, fonction de la luminosité, et qui n'a que très rarement dépassé 15%.

L'efficacité est essentiellement fonction de l'énergie de l'impact car son calcul n'est qu'approximatif, étant donné que la lecture des calorimètres est simplifiée, et que les effets tels que l'atténuation de la lumière dans le scintillateur, la position de l'impact, le vieillissement des calorimètres, ne sont pas pris en compte. La figure 2.5 présente les courbes d'efficacité en fonction de l'énergie transverse reconstruite pour 3 valeurs différentes des seuils de déclenchement. On constate que l'efficacité est de 100% au dessus de 15 GeV.

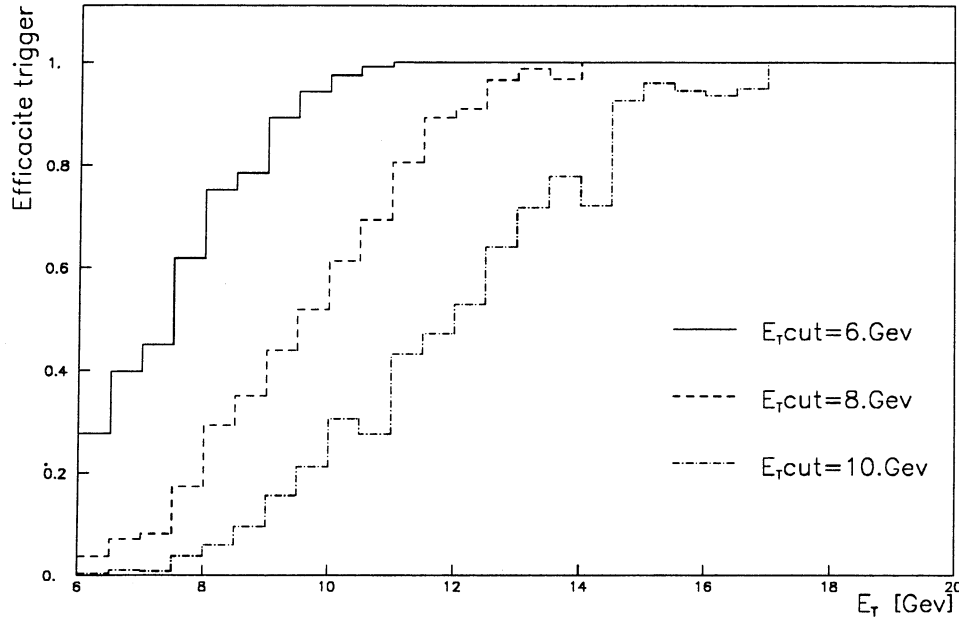


Figure 2.5 : Efficacité du premier niveau de déclenchement.

2.3.3 Les émulateurs

Les émulateurs sont le dernier niveau de sélection "en-ligne", et ont deux rôles. D'une part, ils réduisent à nouveau le nombre d'événements sélectionnés, d'environ un facteur 3, d'autre part, ils classifient les événements acceptés en deux catégories: les normaux qui sont écrits sur les bandes dites normales, et les événements particuliers, tels que les candidats W, qui sont en plus écrits sur une bande spéciale. Ces bandes qui ne contiennent qu'une fraction des événements acceptés sont très utiles, car elle peuvent être très rapidement analysées, et permettent de vérifier le bon fonctionnement d'ensemble du détecteur.

Les émulateurs ont accès à la totalité de l'information qui est écrite sur bande magnétique. Ce sont des processeurs capables d'exécuter du code FORTRAN, et utilisent un programme très proche de celui utilisé "hors ligne". Pour les événements ayant satisfait le critère "impact électromagnétique" du premier niveau de déclenchement, les émulateurs effectuent la "reconstruction" de toute la calorimétrie, c'est-à-dire, ils déterminent pour chaque cellule de calorimètre, le vecteur énergie. Ils recherchent alors les paires de gondo-les ou de pétales de bouchon ayant le plus d'énergie transverse, et calculent leur isolement c'est-à-dire l'énergie détectée autour de l'impact, dans un cône de rayon $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} = .4$, en excluant l'énergie hadronique associée à l'impact. Deux types d'isolement sont définies:

Isolement 1: $\Sigma E_{T\ elm} < \text{Max}(1\text{GeV}, .05E_T)$

Isolement 2: $\Sigma E_{T\ elm+had} < \text{Max}(1.5\text{GeV}, .1E_T)$

Pour notre analyse, nous utilisons les bandes spéciales de 1983 et 1984, ainsi que les

bandes normales de 1985. Les critères de sélection correspondants sont récapitulés dans la table 2.2 .

| <i>Année</i> | <i>1 impact</i> | <i>2 impacts</i> |
|--------------|--|--|
| 1983 | $E_T > 12 \text{ GeV}$ <i>Isolement 1</i> | <i>pas de sélection</i> |
| 1984 | $E_T > 15 \text{ GeV}$ <i>Isolement 1 et 2</i> | $E_T > 8 \text{ GeV}$ <i>Isolement 1 et 2</i> |
| 1985 | $E_T > 15 \text{ GeV}$ <i>ou $E_T > 10 \text{ GeV}$ et iso. 1</i> | $E_T > 7 \text{ GeV}$ <i>Isolement 1 et 2</i> |

Table 2.2 : Critères de sélection utilisés par les émulateurs.

Le temps de décision est de l'ordre de 500ms pour un événement demandant la reconstruction de la calorimétrie, et de 150ms pour un événement n'ayant satisfait que les critères de déclenchement muon. Puisque l'on avait cinq émulateurs travaillant en parallèle (6 en 1985), le temps mort introduit ne dépassait pas quelques pour-cent. L'inefficacité introduit par les émulateurs provient essentiellement de la coupure sur l'énergie transverse car la valeur calculée ne bénéficie pas de tous les raffinements des programmes "hors-ligne", ni des constantes de calibration finale (en particulier pour les effets de vieillissement). Elle n'est cependant sensible que pour l'analyse des événements à deux photons. La figure 2.6 présente la courbe d'efficacité en fonction de l'énergie transverse reconstruite pour différentes valeurs de seuil. L'effet du vieillissement du calorimètre est responsable du décalage d'environ 10% entre la valeur du seuil et la région où l'efficacité croît fortement.

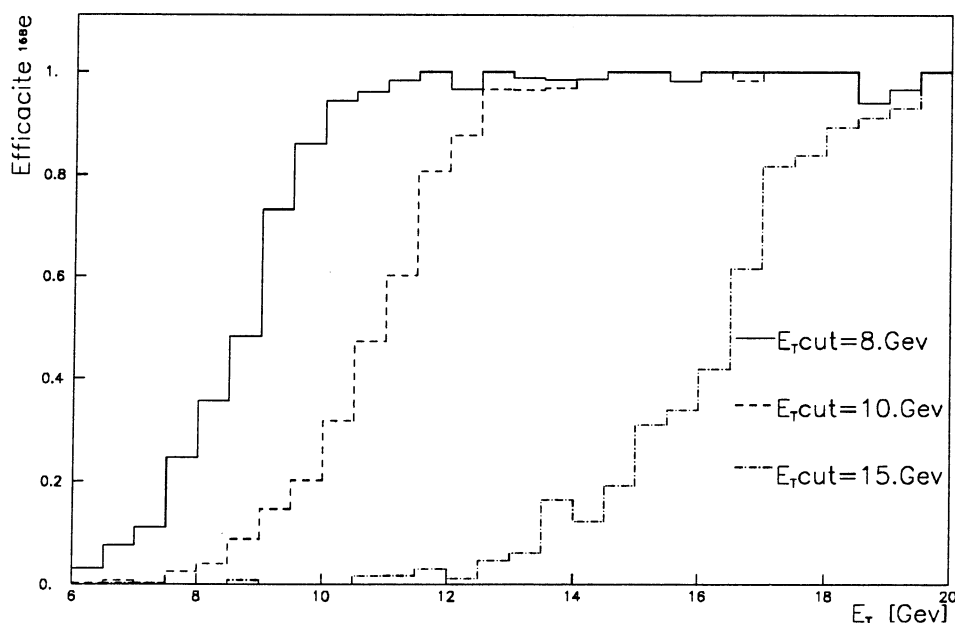


Figure 2.6 : Efficacité de la coupure sur l'énergie transverse pour les émulateurs.

La coupure sur l'isolement est reprise par l'analyse "hors-ligne". Son efficacité est calculée à ce moment-là.

2.4. La reconstruction des événements

La tâche des programmes de reconstruction est de remonter aux paramètres physiques des particules produites dans l'interaction (impulsion, charge, ...) à partir de l'information provenant de l'électronique des détecteurs (exemple: liste des nombres de canaux d'ADC). Ceci est fait pour chaque type de détecteur, et comporte deux étapes. Tout d'abord, un prétraitement effectue les conversions nécessitant des constantes de calibration, puis la reconstruction proprement dite. Cette séparation en deux étapes a l'avantage de permettre à des laboratoires qui ne disposent pas de l'ensemble des constantes de calibration, de reconstruire les événements, tâche extrêmement chère en temps calcul.

La reconstruction dans le détecteur central utilise une méthode de chaînage que l'on peut décomposer en trois étapes:

- Pour chaque volume de dérive, on recherche dans le plan perpendiculaire à l'axe des fils, tout alignement de trois points successifs (donné par un numéro de fils et un temps de dérive). Cette chaîne est complétée par les points qui se trouvent dans son prolongement.
- Les constantes de calibration globale telles que vitesse de dérive, angle de dérive, correction angulaire, sont appliquées afin d'obtenir les paramètres définitifs de chaque trace.
- Les chaînes obtenues dans les différents volumes de dérive sont paramétrisées par des arcs d'hélice, et associées entre elles pour devenir des traces.

Cet algorithme fonctionne avec une très bonne efficacité, environ 97% pour des événements à biais minimum. L'erreur sur la mesure de l'impulsion des particules est donnée par:

$$\sigma(p) \sim 1.5\% p.p_T \text{ (GeV)}$$

pour des traces de longueur supérieure à 50 centimètres.

La reconstruction dans les gondoles commence, pour chaque segment touché, par la détermination de la position de l'impact en comparant les valeurs hautes et basses (Φ) ainsi que gauches et droites (x) et en utilisant une paramétrisation simplifiée des effets de l'atténuation de la lumière. Cette position sert alors de départ à un calcul plus précis de l'énergie, qui minimise la différence entre les valeurs calculées du nombre de canaux des quatre ADC, et celles qui sont effectivement mesurées, en faisant varier la position de l'impact et en utilisant les cartes détaillées d'atténuation de la lumière. L'énergie finale est alors la somme des énergies déposées dans tous les segments traversés. Dans le cas d'une seule particule électromagnétique, on obtient les résolutions suivantes:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \text{ (E en GeV)}$$

$$\sigma(\Phi) = \frac{0.24}{\sqrt{E}} \text{ rd}$$

$$\sigma(x) = \frac{0.06}{\sqrt{E}} \text{ mètres}$$

Ces valeurs sont à peu près indépendantes de la position de l'impact. Par contre, à cause du vieillissement du scintillateur, la résolution sur la mesure de l'énergie s'est dégradée au cours du temps pour atteindre $22\%/\sqrt{E}$ à la fin 1985. Rappelons que ces trois quantités peuvent être déterminées séparément pour chacun des quatre segments d'une gondole.

Pour les bouchons, on commence par déterminer la position de l'impact à l'aide du détecteur de position. On détermine ensuite l'énergie en prenant en compte de manière détaillée, les effets de l'atténuation de la lumière. La résolution obtenue est de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E_T}} \quad (E \text{ en } GeV)$$

Comme pour les gondoles, la résolution donnée ci-dessus est celle qui correspond à des bouchons neufs. A la fin de l'année 1985, cette résolution est passée à $22\%/\sqrt{E_T}$.

2.5. La visualisation des événements

Le développement des programmes de reconstruction, d'analyse, l'interprétation et la validation de certains événements nécessitent un accès facile à l'information provenant des différents détecteurs. Ceci est assuré par un système de visualisation graphique à trois dimensions, fonctionnant sur un ordinateur VAX et utilisant un écran MEGATEK et son processeur associé. Ce système permet de visualiser tout ou partie des détecteurs et d'effectuer des rotations, agrandissement, etc...

La figure 2.7 présente l'image d'un événement où l'on voit l'ensemble du détecteur. Il s'agit d'un candidat "photon isolé" qui contient:

- Un photon (en haut) dont l'impact dans les gondoles est matérialisé par un rectangle allongé.
- Un jet (en bas) comportant plusieurs traces chargées, visibles dans le "tonneau" qui matérialise le détecteur central, et dont les extrapolations en pointillés passent par des cellules de calorimètre où de l'énergie a été détectée. Ceci est matérialisé par des rectangles dans les gondoles et par des parallélépipèdes rectangles ou des prismes pour les calorimètres hadroniques.
- Quelques traces additionnelles.

Signalons qu'en général, pour rendre les images plus lisibles, les traces de faible impulsion transverse ainsi que les cellules de calorimètre ayant peu d'énergie transverse, ne sont pas dessinées. Les seuils utilisés pour la figure 2.7 sont de 500 MeV pour les deux cas.

RUN 16448 EVT 1163 2-NOV-85 4.55
 [UA1EVT]ZB0240F01 168E CALO 103
 TRIGGERS:1 2 3 5 6 21 CODE MUON -1
 MISSET (NUEL) 17.0 SCALAR ET 126.8 TOTAL E 367

THRESHOLDS
 ET CAL 0.50
 E CAL 0.10
 PT CD 0.50
 P CD 0.00

MERLIN-UA1
 23-NOV-1987 08.33
 EVTGJET.HCL

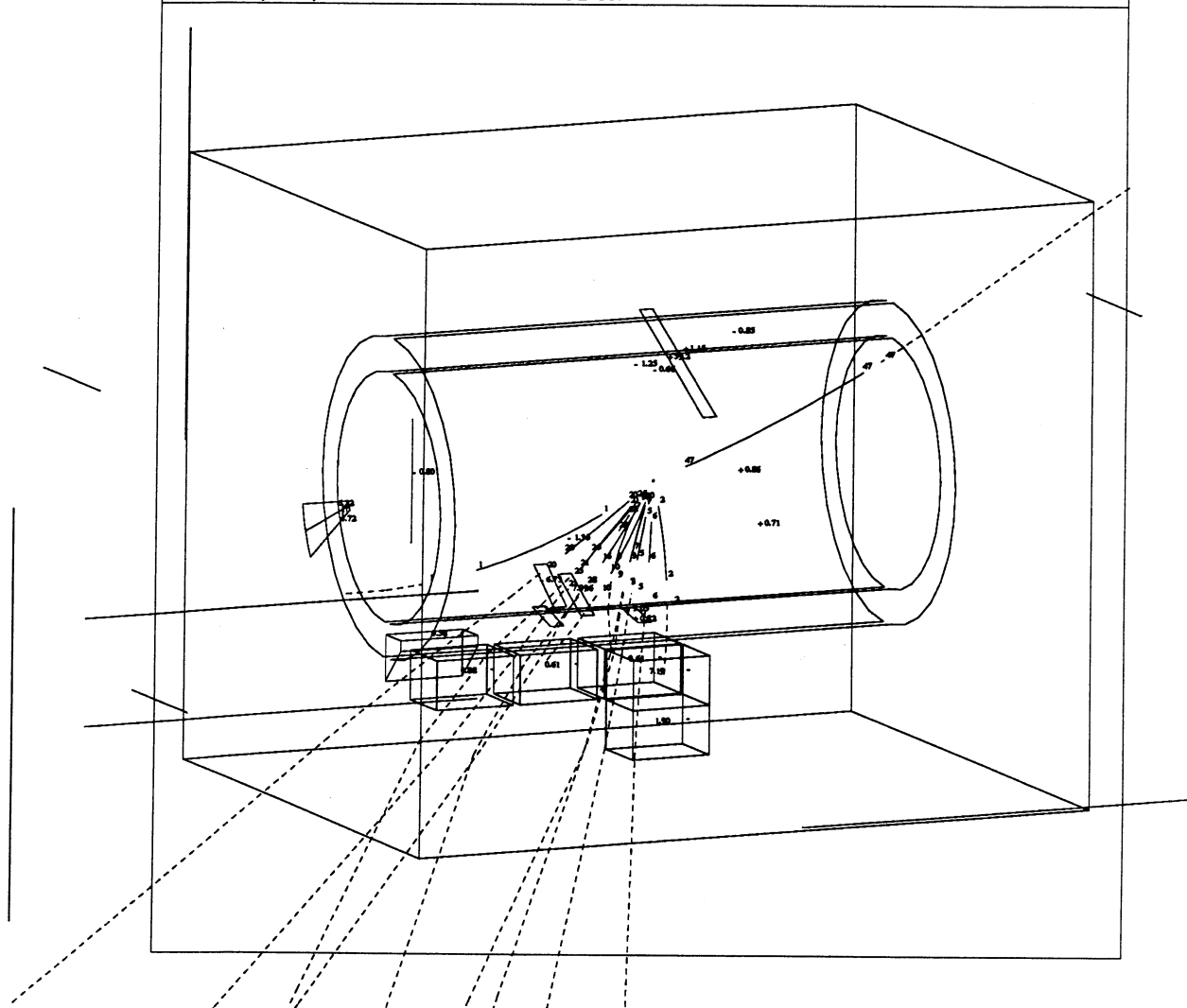


Figure 2.7 : Vue d'un événement photon isolé dans le détecteur UA1.

CHAPITRE 3

Mesure de la section efficace de production d'un photon

Ce chapitre est consacré au travail d'analyse qui part des bandes magnétiques contenant les événements enregistrés par le détecteur pour en extraire une information corrigée des effets du bruit de fond et indépendante de l'expérience, qui sera donc directement comparable aux prédictions théoriques. L'information recherchée est ici la section efficace de production d'un photon direct.

Pour aboutir à ce résultat, nous décrirons en préambule l'origine et les caractéristiques des différents bruits de fond présents, puis notre démarche va comporter quatre parties. Tout d'abord, nous allons effectuer une première sélection en utilisant des critères rejetant le maximum d'événements "bruit de fond". Puis sur le lot ainsi constitué, nous étudierons plusieurs distributions afin de mettre en évidence la présence de deux types d'événements correspondant au signal et au bruit de fond dont nous déterminerons la proportion relative. Nous effectuerons alors la sélection finale grâce à une variable spécialement construite pour distinguer les photons des π^0 . Enfin, nous calculerons la section efficace, après avoir soustrait le bruit de fond résiduel et corrigé les différentes inefficacités. Nous ferons cette étude simultanément dans trois domaines en rapidité correspondant à trois parties différentes du détecteur: région centrale des gondoles ($|\eta| < .8$), gondoles à grand angle ($.8 < |\eta| < 1.4$) et bouchon ($1.6 < |\eta| < 3.$). Quelques caractéristiques des événements photon direct seront aussi passées en revue.

Les comparaisons avec les résultats des autres expériences, ainsi que les prédictions théoriques feront l'objet du chapitre 5.

3.1. Le Bruit de fond

En fonction de son origine, le bruit de fond peut être divisé en deux catégories. La première, d'origine "non physique", regroupe les événements pour lesquels le photon observé par le détecteur n'existe pas, mais est généré par un ensemble de conditions défavorables. Ces événements peuvent être reconnus un par un, grâce à des critères de sélection qui seront détaillés plus loin. La deuxième catégorie, dont l'origine est dite "physique", comprend les interactions où un ou plusieurs photons proviennent des désintégrations des particules produites par la collision. Nous détaillerons les modes de production, les propriétés de ces événements, et nous verrons quelles sont les méthodes envisageables pour obtenir la meilleure réjection possible. Dans ce cas, la séparation finale ne pourra se faire que de manière statistique, c'est-à-dire par soustraction d'une distribution sur la distribution étudiée.

3.1.1 Le bruit de fond d'origine instrumentale

Le bruit de fond d'origine instrumentale a quatre sources:

- le rayonnement cosmique ($\approx 50\%$),
- Les muons qui accompagnent les faisceaux de protons et d'antiprotons ($\approx 35\%$),
- Les problèmes de reconstruction ($\approx 5\%$),
- Les événements "W" où l'électron n'est pas reconnu dans le détecteur central ($\approx 10\%$).

Les chiffres entre parenthèses donnent approximativement les importances relatives de ces quatre catégories si aucune précaution spéciale propre à l'analyse des photons directs n'est prise. Les figures 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4 montrent un événement type pour chacune de ces catégories. Le premier (3.1) résulte de la coïncidence en temps entre le passage d'un muon cosmique, généralement vertical, et une interaction où les particules produites sont de faible impulsion ce qui est le cas le plus probable. Le muon est clairement visible dans les chambres à muons situées en haut et en bas du détecteur, dans le calorimètre hadronique (gros parallélépipède rectangle), et dans la gondole qui est traversée tangentiellement. Cette incidence rasante augmente le chemin parcouru dans le calorimètre et peut engendrer des énergies apparentes très importantes, allant jusqu'à quelques centaines de GeV. Dans ce type d'événement, le candidat photon est parfaitement isolé, et sans aucune énergie hadronique derrière la gondole touchée. Par contre, les mesures en ϕ et en x des points d'impact pour chacun des 4 segments de la gondole ont du mal à être cohérentes entre elles, comme cela devrait être le cas pour un vrai photon. Cela va nous fournir un critère de sélection. De plus, le bilan en énergie transverse est fortement déséquilibré par cette énergie qui ne provient pas de l'interaction. Ce sera là, un moyen de sélection extrêmement puissant.

L'événement de la figure 3.2 correspond lui aussi à la superposition d'une interaction "ordinaire" et d'un muon, mais qui, cette fois, provient du halo de particules qui accompagne les faisceaux de protons et d'antiprotons. Ce halo, parasite, est engendré par une collision entre des particules des faisceaux et, soit le gaz résiduel contenu dans le tube à vide, soit les parois elles-mêmes du tube à vide. Il est donc parallèle au faisceau comme cela est clairement visible sur la figure, où l'on voit un dépôt d'énergie aligné, traversant le détecteur de part en part. Les fluctuations du dépôt d'énergie conjuguées avec le passage dans les plans de scintillateurs simulent un dépôt localisé de l'énergie dans une ou deux gondoles.

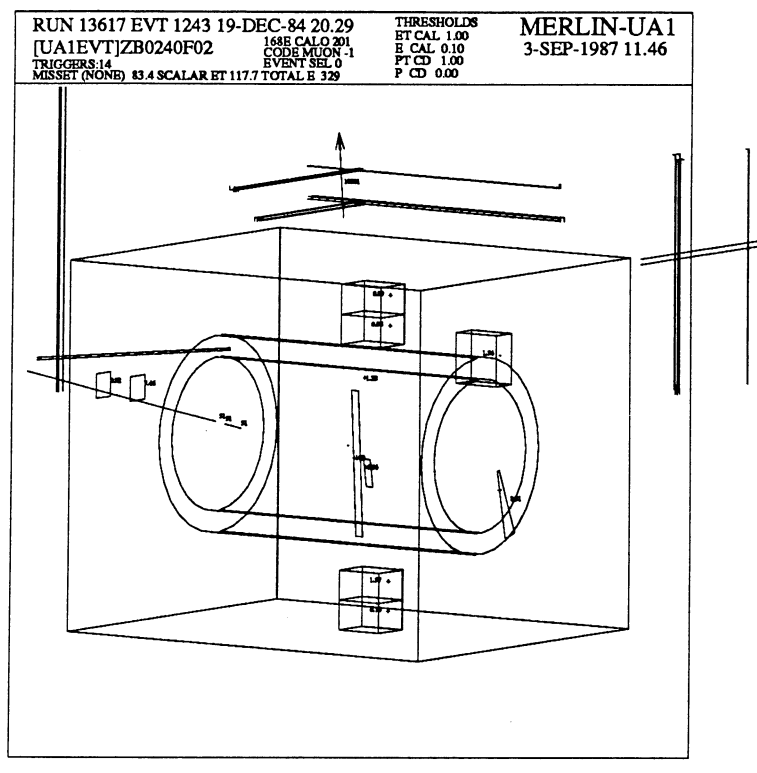


Figure 3.1 : Evénement "cosmique".

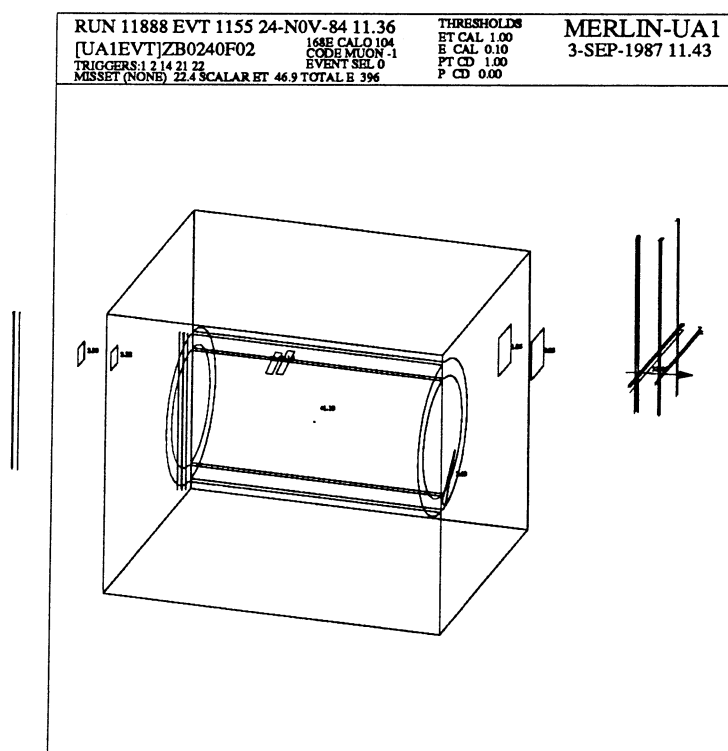


Figure 3.2 : Evénement "halo".

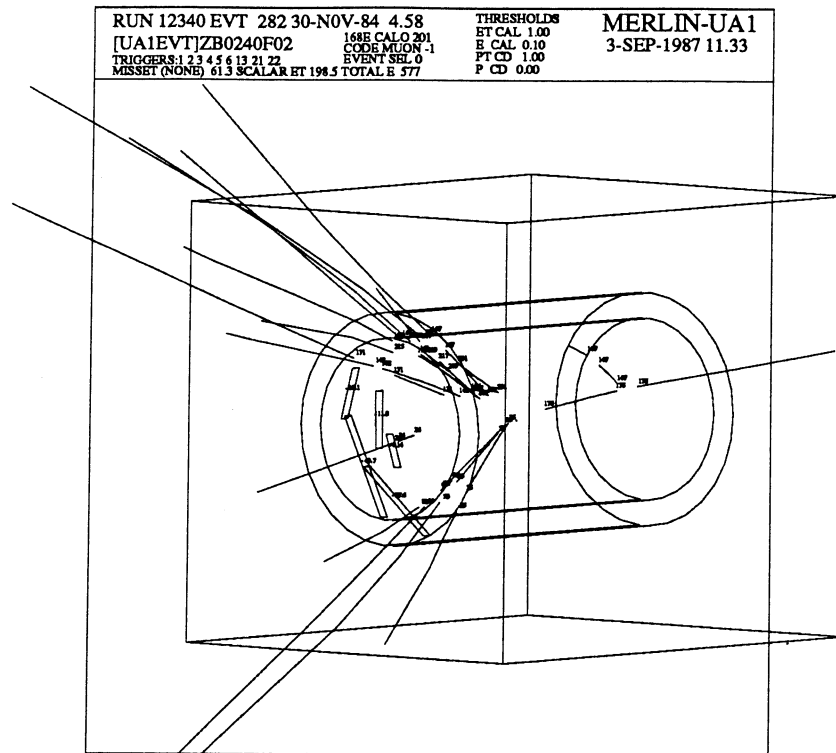


Figure 3.3 : Evénement avec problème de reconstruction.

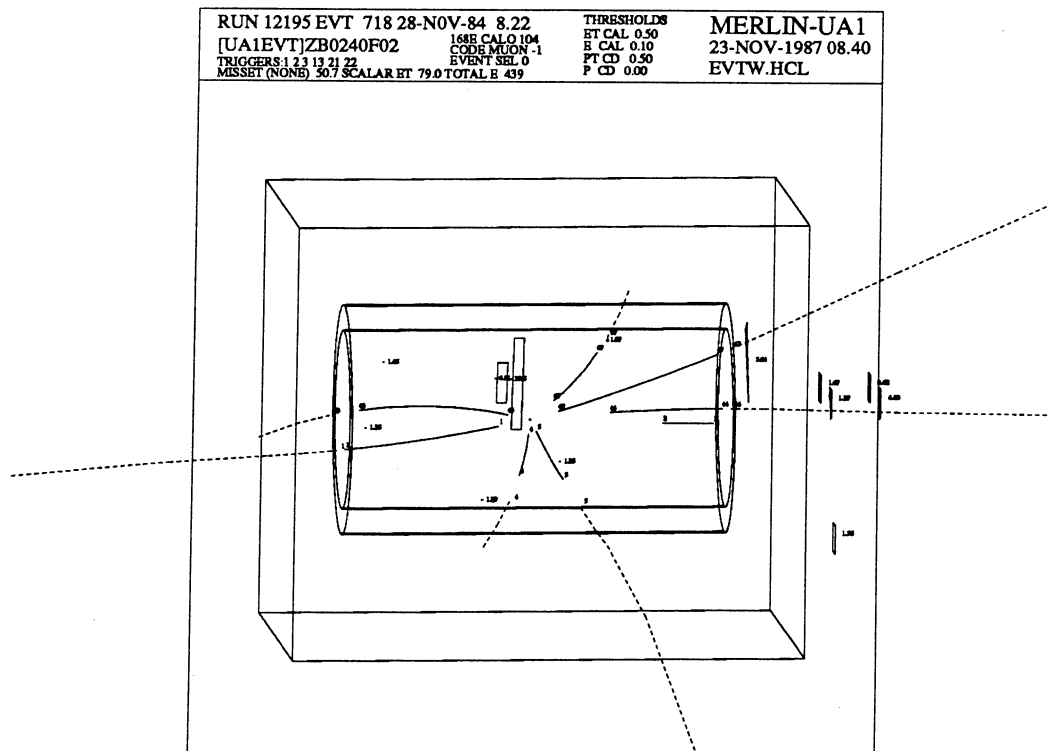


Figure 3.4 : Evénement "W" avec l'électron non identifié dans le C.D.

Comme dans le cas des rayons cosmiques, deux critères vont nous permettre de rejeter ces événements: la "qualité" de l'impact et la présence d'énergie transverse manquante.

Le troisième événement (figure 3.3) correspond au problème de reconstruction le plus fréquent dans les gondoles. Des particules pénètrent à chacune des extrémités d'une gondole. Ne disposant pas de détecteur de position comme c'est le cas pour les bouchons, le programme de reconstruction ne "voit" qu'un seul impact, situé à une position moyenne des deux impacts réels, c'est-à-dire au centre de la gondole. Or justement, celui-ci est exempt de particules. Un candidat photon isolé est donc produit, avec une énergie qui est surestimée par le jeu des corrections de l'atténuation de la lumière dans les guides de lumière. Cette dernière propriété présente cependant l'avantage de générer artificiellement de l'énergie transverse manquante, facilement détectable. De plus, les paramètres de "qualité" de l'impact, tels que la cohérence des positions mesurées dans chacun des segments du calorimètre, seront moins bons que pour un vrai photon.

La quatrième catégorie d'événements bruit de fond sont les W où l'électron de désintégration n'est pas observé dans le détecteur central (figure 3.4). Ceci peut se produire lorsque l'électron est produit dans le plan horizontal et à rapidité voisine de zéro. Ce type d'événement est facilement identifiable, grâce à la présence du neutrino et grâce à la direction privilégiée du candidat photon.

En résumé, le bruit de fond d'origine instrumentale présente deux caractéristiques:

- Présence d'énergie manquante.
- Mauvaise qualité de l'impact dans le calorimètre.

Remarquons aussi que les quatre types d'événement que nous venons de décrire se produisent exclusivement dans les gondoles, car pour les bouchons, les détecteurs de positions permettent de valider les impacts en vérifiant qu'une gerbe électromagnétique coïncide avec le signal provenant des scintillateurs. Nous verrons plus loin que l'utilisation de critères de sélection basés sur ces deux constatations permet d'éliminer totalement le bruit de fond d'origine instrumentale.

3.1.2 Le bruit de fond d'origine "physique": son origine

Comme nous l'avons déjà indiqué, ce que nous appelons bruit de fond d'origine physique est l'ensemble des événements où l'appareillage détecte un photon qui correspond à la présence effective d'un ou plusieurs photons provenant de désintégrations de particules produites par la collision (essentiellement des π^0 et des η^0). Il s'agit donc de photons "indirects", n'ayant rien à voir avec les photons directs qui sont produits au cours de l'interaction partonique. Ce que l'on détecte est en fait la présence d'une résonance dont les produits de désintégration n'ont pu être observés séparément. En effet, un rapide calcul montre que la distance qui sépare les impacts dans les gondoles des deux photons de désintégration d'un π^0 de 25 GeV est de l'ordre du centimètre (4 centimètres pour un η^0), soit bien moins que les 23.5 centimètres que font en largeur les gondoles.

Par abus de langage, nous parlerons de π^0 pour désigner les photons "indirects" qui proviennent de résonances. Ceci se justifie dans la mesure où les deux tiers de ces résonances sont effectivement des π^0 .

La propriété essentielle des π^0 est qu'ils sont produits dans des jets. Cette propriété est très importante pour notre analyse car la réjection des π^0 se transforme en grande partie en une réjection contre les jets. Rappelons qu'un jet est une structure collimée de particules qui proviennent de la fragmentation des partons produits lors des collisions.

Les expériences UA1 et UA2 [3.1] ont montré que les jets étaient les objets les plus abondamment produits dans les collisions proton-antiproton, pour une énergie transverse donnée. La figure 3.5 schématise les différentes étapes de cette production. On en compte principalement quatre:

- Le passage de la cinématique des particules projectiles (protons et antiprotons) à celle des partons (quarks et gluons) décrit par les fonctions de structure,
- L'interaction partonique, dont la cinématique et les sections efficaces sont décrites par les éléments de matrice calculés avec QCD.
- La fragmentation des partons en particules "observables", c'est-à-dire en singlets de couleur,
- La désintégration des résonances.

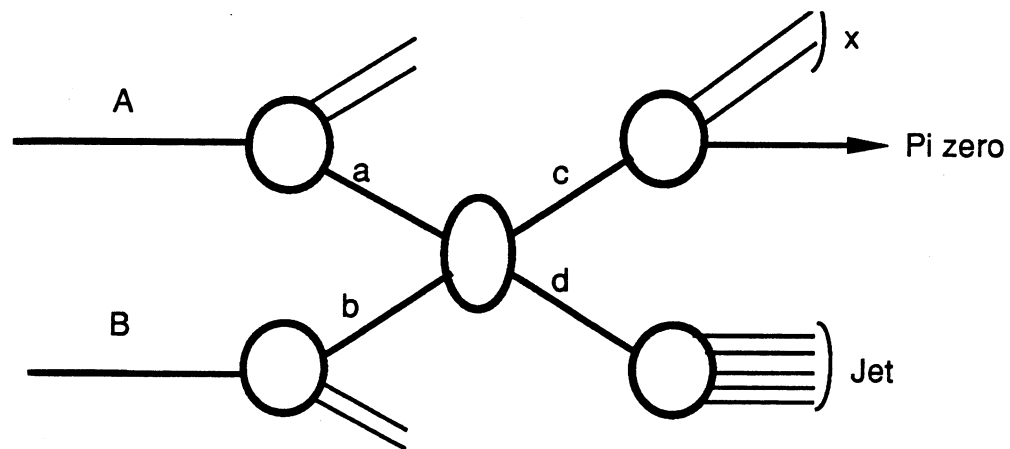


Figure 3.5 : Schématisation de la production de photons "indirects".

Si l'on compare ce schéma à celui de la production de photons directs, on constate tout d'abord que le photon produit est remplacé par un parton et donc que les éléments de matrice sont différents. Les expressions des termes du premier ordre sont donnés par la table 3.1 ainsi que leur importance relative lorsque les deux partons produits sont émis à rapidité nulle. Ces termes peuvent être classés en deux catégories:

- Ceux qui ont un gluon dans l'état final, et qui sont très semblables à ceux qui produisent un photon, si l'on remplace le gluon émis par un photon. Cela se traduit cependant par un facteur $\alpha_s/\alpha_{elec.}$ sur leur valeur numérique.
- Les autres, avec en particulier $gg \rightarrow gg$ qui est dominant dans la région cinématique où a lieu notre étude, et qui n'a d'équivalent que la production de paires de photons, processus beaucoup plus rare.

Globalement cette différence d'éléments de matrices se traduit par 3 à 4 ordres de grandeur de plus pour la section efficace de production de jet par rapport à celle de production de photons directs.

| Processus | Elément de matrice à multiplier par $\pi\alpha_s^2/s^2$ pour obtenir $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ | Importance relative pour $p_T = 25\text{GeV}, \eta = 0$ |
|-----------------------------------|--|--|
| $qq' \rightarrow qq'$ | $\frac{4}{9} \frac{(s^2+u^2)}{t^2}$ | 2.96% |
| $qq \rightarrow q'q'$ | $\frac{4}{9} \left(\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{s^2+t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{tu}$ | 0.71% |
| $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$ | $\frac{4}{9} \frac{t^2+u^2}{s^2}$ | 0.09% |
| $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ | $\frac{4}{9} \left(\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$ | 1.07% |
| $gq \rightarrow gq$ | $-\frac{4}{9} \left(\frac{s}{u} + \frac{u}{s} \right) + \frac{s^2+u^2}{t^2}$ | 13.0% |
| $q\bar{q} \rightarrow gg$ | $\frac{32}{27} \left(\frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right) - \frac{8}{3} \frac{t^2+u^2}{s^2}$ | 0.43% |
| $gg \rightarrow q\bar{q}$ | $\frac{1}{6} \left(\frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right) - \frac{3}{8} \frac{t^2+u^2}{s^2}$ | 0.39% |
| $gg \rightarrow gg$ | $\frac{9}{2} \left(3 - \frac{tu}{s^2} - \frac{su}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right)$ | 81.35% |

Table 3.1 : Sous-processus de l'interaction parton-parton au premier ordre.

La seconde différence est la présence de la fragmentation lors de la production des résonances. C'est un processus qui n'est pas très bien compris du point de vue théorique, mais pour lequel existe un certain nombre d'informations d'origine expérimentale, dont la plus importante est la fonction de fragmentation. Celle-ci décrit la probabilité qu'a une particule d'être émise avec la fraction z d'impulsion du parton initial.

La figure 3.5 présente la fonction de fragmentation d'un jet obtenue par UA1 [3.2]. Elle est obtenue avec les particules chargées, mais on a de bonnes raisons de penser, que la fonction de fragmentation a une allure similaire dans le cas de particules neutres (π^0, η^0) qui représentent environ la moitié de l'énergie mesurée des particules produites. La première observation que l'on peut faire à partir de la figure 3.5, c'est que la très grande majorité des particules sont produites à petit z , c'est-à-dire qu'elles n'emportent qu'une fraction limitée de l'énergie du parton initial, et que donc, l'énergie restante est emportée par d'autres particules. Tout ceci ne fait que reformuler une chose que l'on savait déjà: un parton se fragmente en un ensemble de particules que l'on appelle "jet".

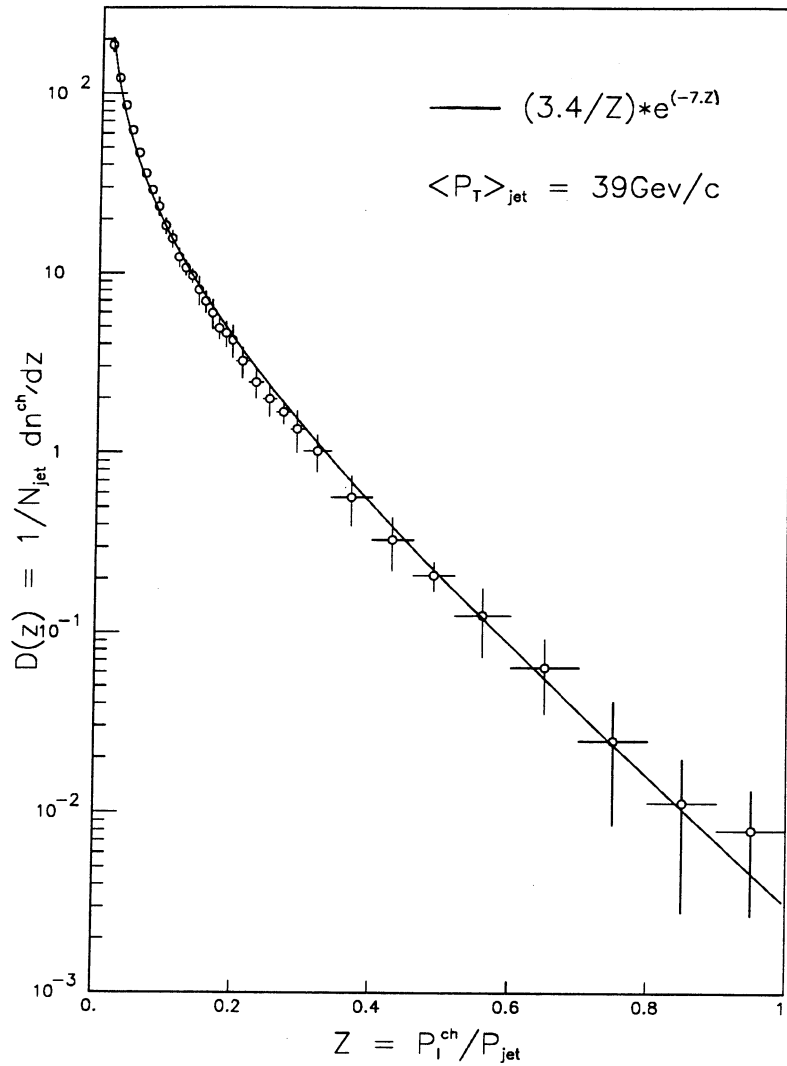


Figure 3.6 : Fonction de fragmentation déterminée par UA1.

Mais ce qu'il y a d'intéressant dans la figure 3.6, c'est la forte décroissance de la fonction de fragmentation lorsque z augmente. Ceci signifie que la fragmentation d'un parton en exclusivement une particule unique et donc isolée, est quasiment impossible. De cette constatation découle une des règles fondamentales utilisées pour rejeter le bruit de fond; on demande que les candidats photons soient isolés, c'est-à-dire, ne soient pas accompagnés par d'autres particules. Les π^0 qui satisfont cette règle devront emporter l'essentiel de l'énergie du parton et donc être produits à z voisin de 1, ce qui, à cause de la forte décroissance de la fonction de fragmentation, est peu probable. Un ensemble de plusieurs π^0 relativement collimés, peuvent aussi satisfaire le critère d'isolement. La "qualité" de la mesure de l'impact risque alors d'être perturbée par rapport au cas d'un photon unique, et le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique est différent. C'est la deuxième constatation qui va nous servir à définir les critères de sélection.

3.1.3 Moyens d'étude du bruit de fond d'origine physique

L'outil essentiel utilisé dans l'étude du bruit de fond d'origine physique est le Monte Carlo. C'est lui qui va nous prédire quantitativement le comportement du bruit de fond. Il comporte deux grandes parties:

- La génération de particules produites dans l'interaction proton-antiproton,
- La simulation de l'interaction de ces particules dans l'appareillage.

Le générateur utilisé est ISAJET[3.3] . Il essaie de reproduire la totalité de l'interaction proton-antiproton. Il calcule donc non seulement les contributions des différents processus qui produisent deux partons , mais aussi, il prend en compte les bremsstrahlungs de gluon dans l'état initial et l'état final, il simule la fragmentation des partons produits et il rajoute "l'événement sous-jacent", expression qui désigne l'ensemble des particules provenant des processus autres que la collision parton-parton principale, c'est-à-dire essentiellement la fragmentation des partons spectateurs.

Les ingrédients utilisés par ISAJET sont à la fois d'origine théorique, comme les éléments de matrice, et d'origine phénoménologique, comme l'événement sous-jacent, les fonctions de structure ou de fragmentation. Cette double origine assure une bonne reproduction des données, et fait qu'ISAJET est fréquemment utilisé dans d'autres analyses pour calculer l'importance d'un signal, d'un bruit de fond ou d'une inefficacité. La figure 3.7 illustre ce bon accord entre ISAJET et les données expérimentales. Elle présente pour des jets de trois énergies différentes trois types de profils:

- Le flux d'énergie transverse (a,b,c). C'est la valeur de l'énergie transverse enregistrée par le détecteur dans une zone définie par $\Delta\phi = 90^\circ$ par rapport à l'axe du jet et fonction de la rapidité relative à celle du jet: $\Delta\eta$.
- Le flux d'énergie transverse des particules chargées mesuré dans la même zone (d,e,f),
- Le flux de particules chargées mesuré dans la même zone (g,h,i).

Les disques noirs sont obtenus avec ISAJET et sont en bon accord avec les données expérimentales (lignes continues). Sur ces figures, on voit clairement deux zones: le pic du jet qui s'étend jusqu'à $\Delta\eta \simeq 1.$, et au-delà, le plateau de l'événement sous-jacent.

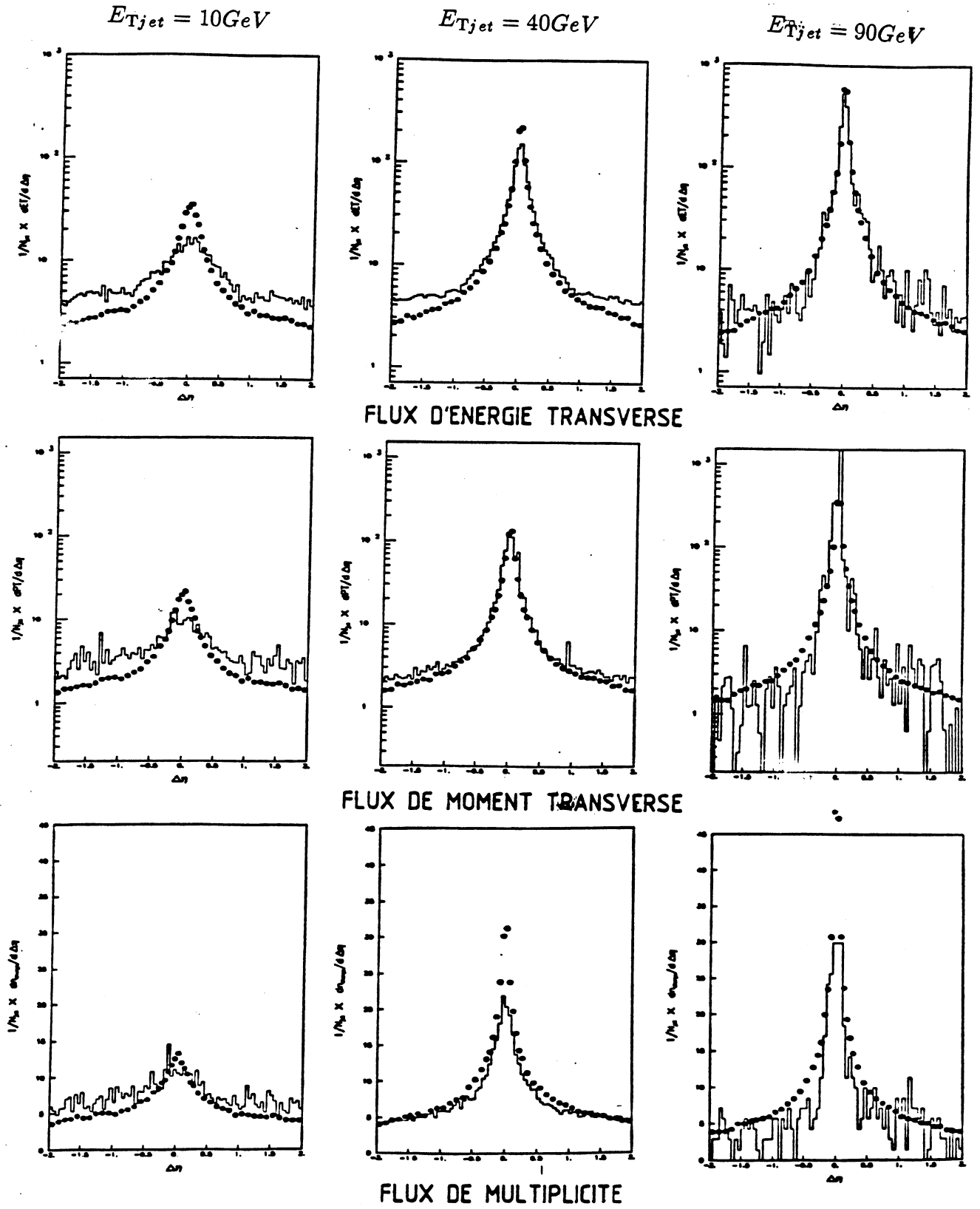


Figure 3.7 : Flux de $E_T, p_T, \langle N_{ch} \rangle$ pour des jets.

Pour notre analyse, 2.10^6 événements jets de plus de 20 GeV d'énergie transverse ont été générés (en utilisant les émulateurs 3081E de l'expérience). Ceci correspond à une luminosité intégrée d'environ 427 nb^{-1} . Seuls les événements pouvant produire un signal semblable à celui d'un photon isolé ont été écrits sur bande magnétique. Les critères de sélection utilisés sont:

$$\begin{aligned} \sum_{\Delta R=.7} p_T &< 3. \text{GeV} \\ \sum_{\Delta R=.7} E_T &< 5. \text{GeV} \\ E_T &> 20. \text{GeV} \end{aligned}$$

où la somme des impulsions transverses des particules (p_T) et la somme des énergies transverses (E_T) sont calculées dans un cône de rayon $\Delta R=.7$ autour de la direction du "photon" candidat qui est donnée par un algorithme de reconstruction de jet identique à l'algorithme standard UA1. Précisons que le "cône d'isolement" utilisé pour calculer la somme des énergies transverses, exclut la surface de la paire de gondoles où l'on mesure l'énergie de l'impact. Ces critères d'isolement sont suffisamment larges pour ne pas biaiser l'ensemble des événements Monte Carlo, car à ce stade, la simulation des particules dans le détecteur UA1 n'a pas encore eu lieu.

Pour chaque interaction proton-antiproton simulé, ISAJET donne la liste des particules produites ainsi que leurs paramètres cinématiques. Il faut alors simuler leur passage dans l'appareillage. Ceci est réalisé par un programme de simulation propre à UA1 qui décrit:

- la propagation des particules dans le champ magnétique,
- leurs interactions avec la matière contenue dans le détecteur central et le calcul des fils touchés par les particules chargées,
- les interactions avec les calorimètres, ainsi que le développement des gerbes,
- les phénomènes d'atténuation de la lumière et la numérisation des signaux obtenus.

On obtient alors pour les événements Monte Carlo la même information que celle délivrée par le détecteur pour les vrais événements. Les événements sont alors reconstruits et sélectionnés de la même manière que les événements réels. Notons enfin, que la constitution d'un lot d'événements Monte-Carlo est une opération qui coûte cher en temps calcul, 220 heures CPU d'IBM 168 dans notre cas, dont 80% uniquement pour ISAJET.

3.2. Première sélection des événements

Les critères de sélection que nous allons utiliser pour définir notre premier ensemble de candidats photon direct se regroupent en trois catégories qui découlent des caractéristiques du bruit de fond:

- les critères basés sur la "qualité" de l'impact pour réduire les contributions du bruit de fond d'origine instrumentale et des π^0 . Ce sera le cas des coupures d'acceptance, de cohérence entre les segments (χ_G^2 et $\Delta\phi$), et des coupures sur l'énergie hadronique,
- les critères d'isolement de l'impact pour la réjection des π^0 ,
- la coupure sur la valeur de l'énergie manquante pour réduire le bruit de fond d'origine instrumentale.

3.2.1 Les coupures d'acceptance

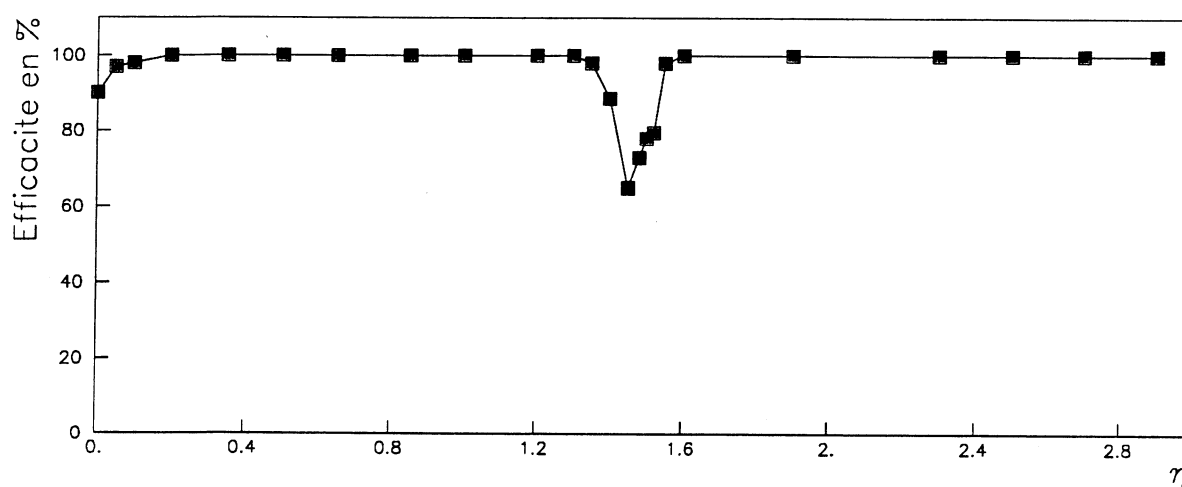


Figure 3.8 : Efficacité de détection d'un γ en fonction de ϕ et η .

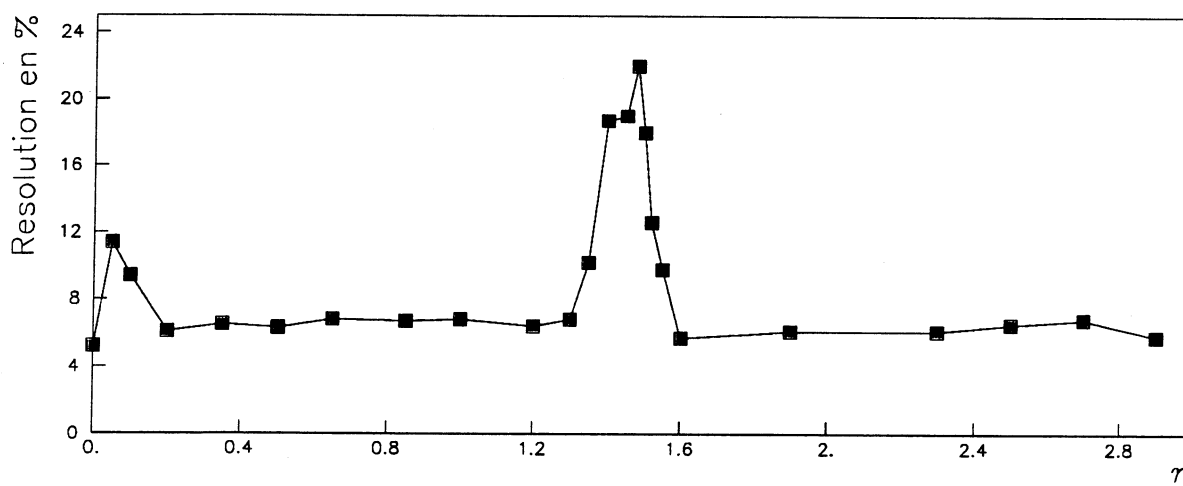


Figure 3.9 : Résolution sur la mesure de l'énergie d'un γ en fonction de ϕ et η .

Leur rôle est de définir les zones du détecteur qui marche bien, c'est-à-dire avec une bonne efficacité et une bonne résolution. Les figures 3.9 et 3.10 montrent dans le cas de

photons de 20 GeV la distribution de ces deux variables en fonction de la rapidité, à $\phi = 0$. Ces courbes présentent d'importantes variations pour des valeurs de rapidité voisine de 1.5 qui correspond au raccordement des gondoles avec les bouchons. De la même manière, d'importants problèmes de détection se posent lorsque les particules sont émises dans une direction proche de la verticale, et donc en direction des extrémités des gondoles, qui est la zone de passage des guides de lumière des calorimètres et des câbles du détecteur central. Pour supprimer ces régions mal équipées, nous éliminerons tous les candidats ayant :

$$75^\circ < |\phi| < 105^\circ$$

$$1.4 < |\eta| < 1.6$$

3.2.2 Qualité de la mesure de l'impact en fonction de x : χ_g^2

Nous avons vu que les gondoles sont constituées de quatre segments qui peuvent, indépendamment les uns des autres, déterminer la position de l'impact (x_i, Φ_i). Ceci permet de vérifier que l'impact provient bien du vertex. Pour cela, à partir de la direction donnée par le barycentre des impacts observés dans chaque segment, on recalcule la position x'_i que l'on devrait mesurer dans le cas d'une particule unique provenant du vertex. On définit alors χ_G^2 comme la somme quadratique des $x_i - x'_i$, pondérée par leurs erreurs respectives, la normalisation globale restant arbitraire. Seuls les segments ayant détecté plus de 1 GeV d'énergie sont pris en compte dans ce calcul. La valeur de χ_G^2 sera faible dans le cas de particules isolées provenant du vertex, contrairement au cas de superposition d'impact ou de particules ne provenant pas du vertex.

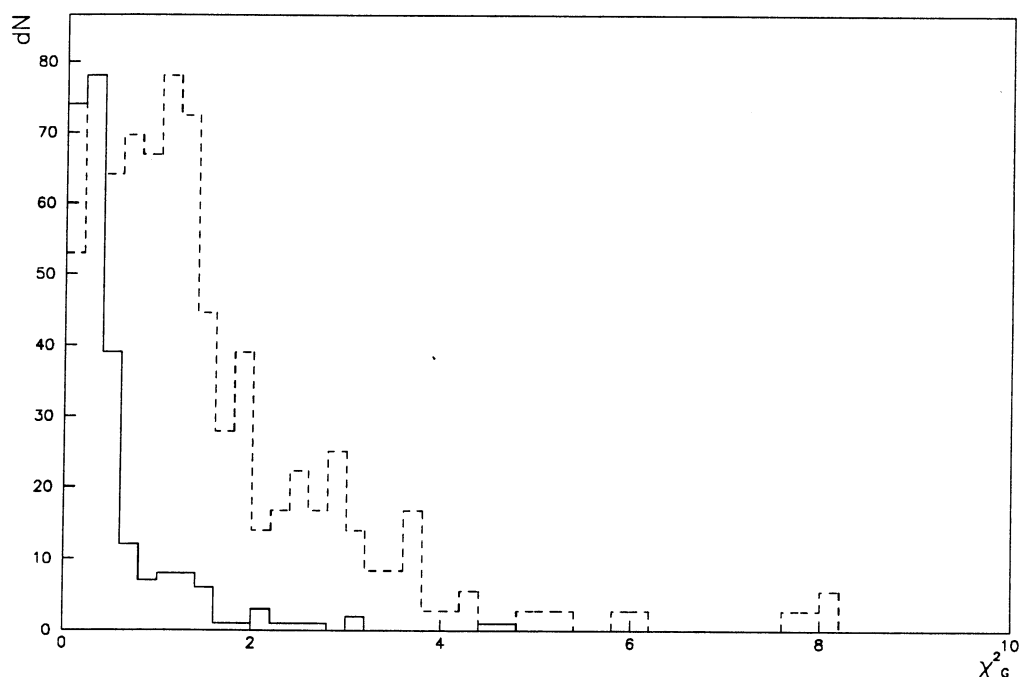


Figure 3.10 : Distribution du signal et du bruit de fond en fonction de χ_G^2 .

La figure 3.10 montre la distribution attendue pour des photons directs en fonction de χ_G^2 (ligne continue). Elle est calculée avec des électrons de W et de Z, pour lesquels le développement de la gerbe électromagnétique est très similaire à celui d'un photon.

Sur cette figure, la distribution des événements "bruit de fond" a été superposée (ligne pointillée). Ces événements bruit de fond sont les candidats photon direct qui ont une énergie manquante supérieure à 2.5 écarts types et qui sont donc en général des événements de type "cosmique" ou "halo du faisceau". Au vu des ces deux courbes, les événements acceptés sont ceux qui ont:

$$\chi_G^2 < 1.$$

3.2.3 Qualité de la mesure de l'impact en fonction de ϕ

La deuxième information directionnelle donnée par les segments des gondoles est l'azimut ϕ . Tout problème sur l'un des photomultiplicateurs chargés de collecter la lumière et qui pourrait se traduire par une mauvaise mesure de l'énergie va biaiser la détermination de ϕ dans l'un des segments. De même, dans le cas de problèmes de reconstruction, d'impacts multiples ou de particules ne provenant pas du vertex, la cohérence des valeurs de ϕ déterminées par les différents segments, n'est pas bonne. On calcule donc pour chaque impact $\Delta\phi_M$ qui est la valeur moyenne des différences $\phi_i - \phi_j$ entre toutes les paires de segments i, j qui ont mesurés plus de 1.5 GeV d'énergie. La figure 3.11 présente, en fonction de $\Delta\phi_{max}$ exprimé en nombre d'écarts types (σ), les distributions attendues pour le signal (ligne continue) et pour le bruit de fond (ligne pointillée). Les deux lots d'événements sont les mêmes que ceux de la figure précédente. Le critère retenu pour accepter un événement est:

$$\Delta\phi_M < 3\sigma$$

Notons que cette coupure, tout comme la précédente, ne peut s'appliquer que pour les candidats photons détectés dans les gondoles.

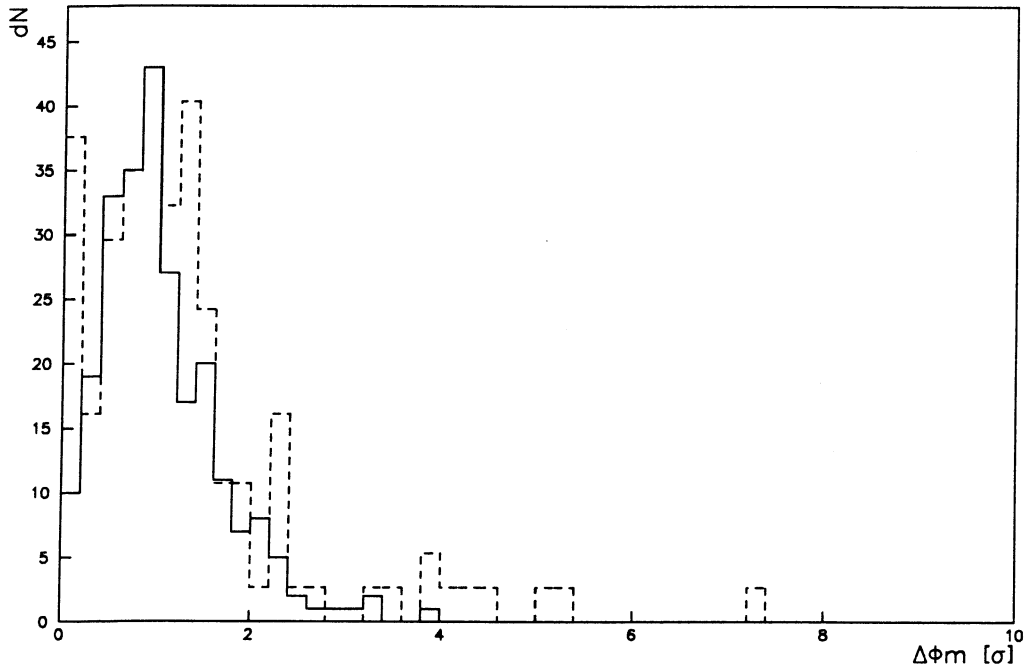


Figure 3.11 : Distribution du signal et du bruit de fond en fonction de $N_\sigma(\Delta\phi_M)$.

3.2.4 Coupure sur la taille de la gerbe électromagnétique dans le détecteur de position

Le détecteur de position, situé entre le deuxième et le troisième segment des bouchons, mesure les coordonnées y et z des impacts et permet de visualiser le développement latéral des gerbes électromagnétiques. Dans le cas d'une particule électromagnétique isolée, on s'attend à ce que les profils en fonction de y et de z soient sensiblement gaussiens avec un σ de quatre à cinq centimètres [3.4]. Ceci est illustré par la figure 3.12 qui montre l'impact d'un électron de W dans un bouchon. Sur le pétale qui a détecté de l'énergie se croisent les tubes touchés, matérialisés par de longs rectangles dont la longueur est proportionnelle à la quantité d'énergie détectée. Leur position est déterminée par le rapport de la charge lue à chaque extrémité des tubes. La valeur de l'énergie détectée est reprise par les histogrammes situés sur le bord du détecteur de position, qui matérialisent ainsi le profil de la gerbe électromagnétique (Ces histogrammes apparaissent carrés car il sont tronqués à une valeur maximale fixe).

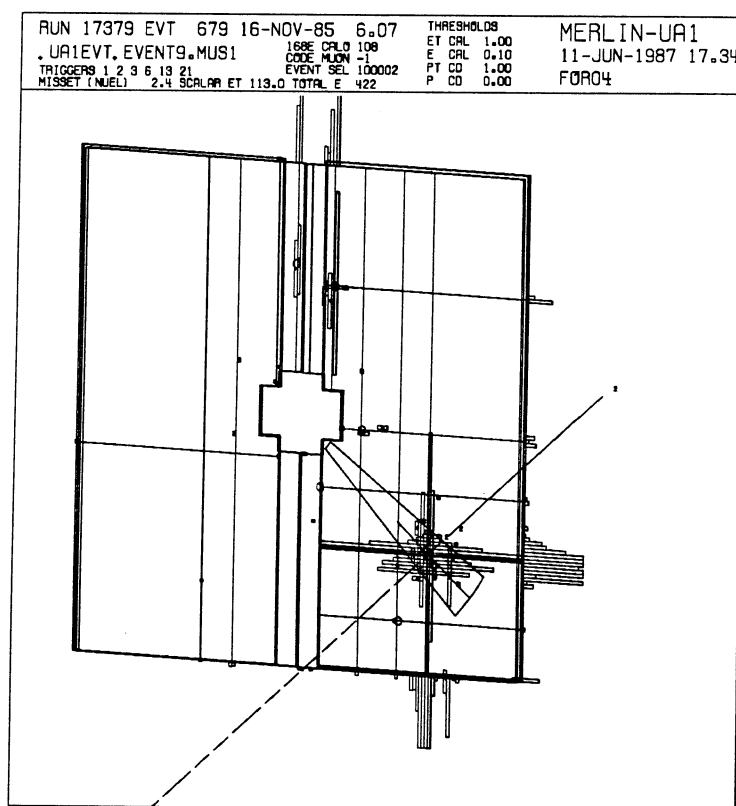


Figure 3.12 : Image de l'impact d'un électron dans le détecteur de position.

Toute modification de ce profil va refléter la superposition rapprochée de particules (σ trop large) ou l'absence de caractère électromagnétique (σ trop faible). Pour qu'un événement soit sélectionné, il doit satisfaire les conditions suivantes:

$$\begin{aligned}\sigma_y &> 2cm \\ \sigma_z &> 2cm \\ \sigma_y^2 + \sigma_z^2 &< (7cm)^2\end{aligned}$$

Bien sûr, cette coupure ne peut s'appliquer que pour les bouchons.

3.2.5 La coupure sur l'énergie hadronique

Les particules électromagnétiques (électrons et photons), grâce à l'importance du phénomène de bremsstrahlung pour les électrons, et de la création de paires pour les photons, perdent leur énergie dans la matière beaucoup plus rapidement que les particules hadroniques ($\pi, p, K..$). Elles sont donc en général intégralement contenues dans les gondoles ou dans les bouchons. La figure 3.13 réalisée avec des électrons et des π de 20 GeV d'énergie provenant de faisceaux-tests, illustre ce comportement. 94% des électrons déposent moins de 100 MeV dans le calorimètre hadronique, alors que 95% de pions déposent plus de 1 GeV. L'absence d'énergie hadronique est la signature du caractère électromagnétique de l'impact. Pour qu'un événement soit sélectionné, il faut qu'il satisfasse la condition:

$$E_{had} < \max(200\text{MeV}, 1\%E)$$

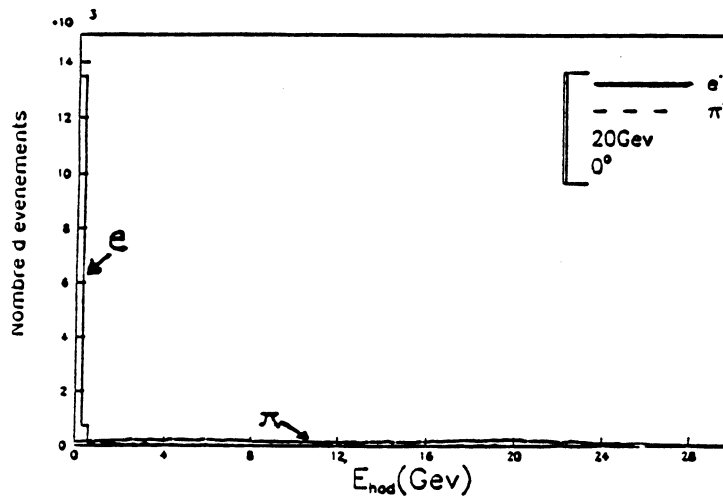


Figure 3.13 : Energie hadronique déposée par des π et des électrons de 20 GeV.

On élimine ainsi les hadrons neutres. Notons aussi que ce critère est utile lors de la détermination de l'isolement, puisqu'il permet de compenser partiellement les inefficacités du détecteur central, en particulier dans le plan horizontal, lorsque des particules chargées se superposent au candidat photon.

3.2.6 L'isolement

Nous voulons rejeter les π^0 . Pour cela, nous utilisons le fait que la production des π^0 se fait par l'intermédiaire d'un jet provenant de la fragmentation d'un parton. Nous recherchons donc les fragments du jet autour du π^0 , c'est-à-dire que nous étudions l'isolement de l'impact dans un cône dont la taille est de l'ordre de grandeur de celle du jet [3.5]. Cette recherche de fragments peut se faire avec les calorimètres ou avec le détecteur central qui, certes n'est sensible qu'aux particules chargées, mais qui a une résolution spatiale bien meilleure que celle des calorimètres.

Deux variables sont utilisées pour étudier l'isolement:

$$\sum_{\Delta R=7} p_T$$

qui est la somme de l'impulsion transverse des particules chargées mesurées par le détecteur central dans un cône de rayon $\Delta R = .7$ autour de la direction de l'impact, et:

$$\sum_{\Delta R=.7} E_T$$

qui est la somme de l'énergie transverse mesurée par les calorimètres dans un cône de rayon $\Delta R = .7$ autour de l'impact (l'énergie du candidat photon n'est pas prise en compte dans la somme).

La figure 3.14 montre les distributions attendues pour des photons directs en fonction de ces deux variables. Ces distributions sont calculées en supposant qu'un événement photon direct est la superposition d'un événement sous-jacent identique à un événement à biais minimum et des particules produites par la collision dure (le photon direct, le jet opposé et éventuellement les autres jets provenant de bremsstrahlung de gluon). L'identité entre l'événement sous-jacent et un événement à biais minimum est vérifiée expérimentalement. Cette vérification sera présentée au chapitre 5, au moment de la discussion de la topologie des événements photon direct. Les deux courbes de la figure 3.14 piquent à zéro. Cela signifie que les photons doivent être produits avec pas ou peu d'énergie, c'est-à-dire qu'ils doivent être isolés.

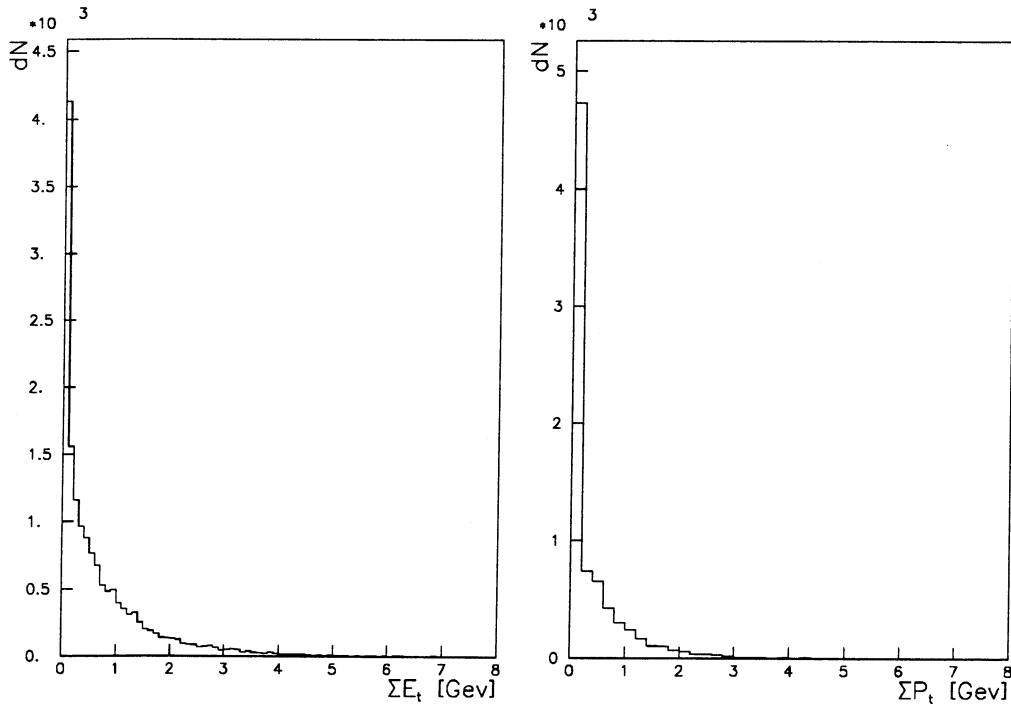


Figure 3.14 : Distributions d'isolement attendues pour les événements photon direct.

Les critères de sélection retenus sont:

$$\sum_{\Delta R=.7} p_T < \min(2\text{GeV}, 10\%E_T)$$

$$\sum_{\Delta R=.7} E_T < \min(2\text{GeV}, 10\%E_T)$$

Le choix de ces valeurs des seuils résulte d'un compromis entre la nécessité de tolérer l'énergie de l'événement sous-jacent (valeurs des seuils pas trop basses) et de détecter avec une bonne efficacité les fragments des jets (valeurs des seuils pas trop hautes).

Notons que nous n'avons considéré ici que les photons directs "isolés", c'est-à-dire ceux pour lesquels les particules émises avec une direction proche de celle du photon direct proviennent uniquement de l'événement sous-jacent. Or un certain nombre de photons directs sont produits par bremsstrahlung de quark et sont donc accompagnés d'un jet. Dans ce cas cependant, l'énergie du jet peut facilement être de l'ordre de grandeur de celle du photon, soit bien plus que les valeurs des seuils utilisés pour définir les événements isolés. De plus, leur nombre est négligeable par rapport aux événements π^0 de même topologie. Nous ne considérerons donc pas ces photons directs pour la suite de notre analyse, sauf bien sûr, au moment où nous comparerons nos résultats avec les prédictions théoriques.

3.2.7 La coupure sur la valeur de l'énergie manquante

Le rôle de cette coupure est de supprimer le bruit de fond d'origine expérimentale. Rappelons que l'énergie manquante transverse, E_{Tm} , est le module de la somme vectorielle des vecteurs énergie transverse mesurés par toutes les cellules des calorimètres E_{ti} :

$$E_{Tm} = \sum_i E_{ti}$$

Notons que seule l'énergie transverse manquante peut être correctement mesurée puisqu'une importante partie des fragments des projectiles restent dans les tubes à vide qui forment une zone morte pour le détecteur.

Toute particule qui n'interagit pas avec le détecteur, comme par exemple un neutrino, va introduire un déséquilibre dans le bilan en énergie, et donc de l'énergie manquante. De même, toute énergie qui ne provient pas de l'interaction, mais d'un problème d'appareillage, d'un muon cosmique, ou d'un muon du halo, c'est-à-dire tout bruit de fond instrumental, va engendrer de l'énergie manquante. Ceci est mis en évidence par la figure 3.15 qui montre la distribution des événements qui vérifient tous les autres critères de sélection, en fonction de l'énergie transverse de l'impact (E_T) et de l'énergie transverse manquante (E_{Tm}), à la fois pour les gondoles et pour les bouchons.

Dans le cas des gondoles, on distingue deux catégories d'événements dont la séparation est bien marquée, surtout à grande valeur de E_T :

- Ceux qui ont peu d'énergie manquante. Il s'agit d'événements qui ne présentent pas de problèmes instrumentaux comme le confirme l'étude d'une fraction d'entre eux avec le système de visualisation.
- Ceux qui ont $E_T \simeq E_{Tm}$. Leur étude avec le Megatek montre qu'il s'agit dans tous les cas d'événements "bruit de fond".

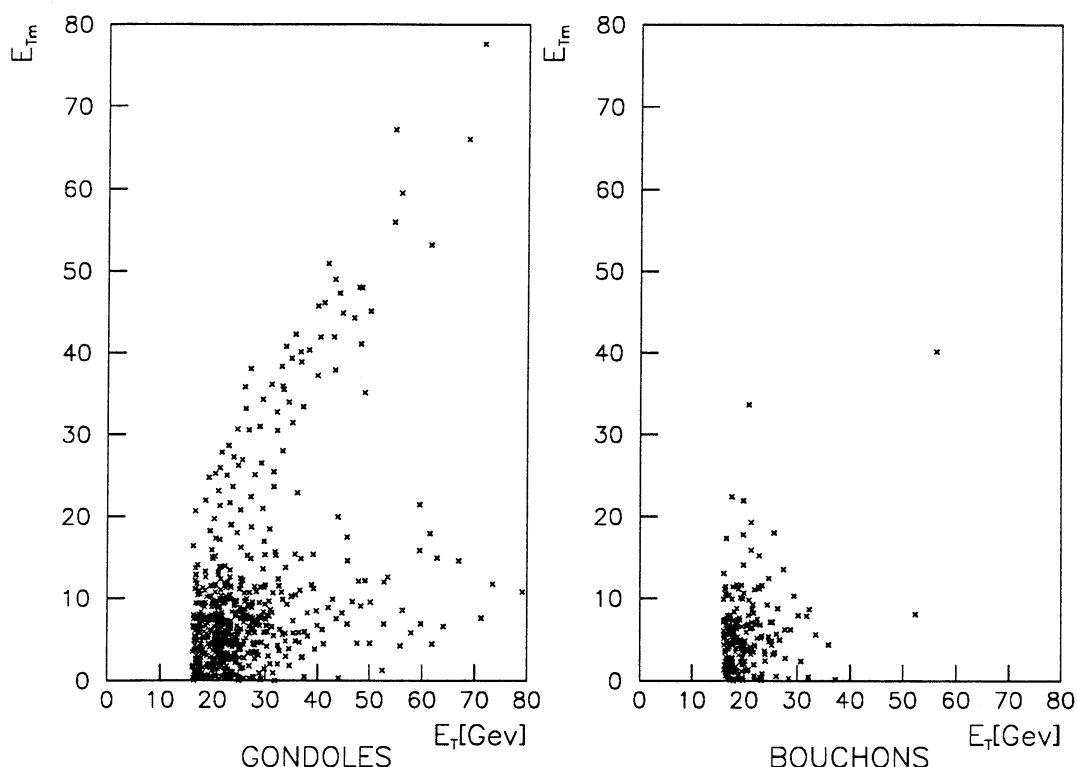


Figure 3.15 : Distributions des candidats photon en fonction de E_T et E_{Tm} .

Dans le cas des événements bouchons, nous n'observons pas d'événements avec de l'énergie manquante. Ceci est dû à la présence du détecteur de position qui permet de valider les impacts et d'éliminer tout bruit de fond d'origine instrumentale.

Afin d'être plus précis, nous n'utiliserons pas une coupure sur la valeur de l'énergie manquante, mais sur le nombre de déviations types de celle-ci, par rapport à une valeur nulle: $N_\sigma(E_{Tm})$. Compte tenu des résolutions des différents calorimètres, on a:

$$N_\sigma(E_{Tm}) = .7\sqrt{E_{tot.}}$$

où $E_{tot.}$ est la somme scalaire de l'énergie. Dans la figure 3.16, qui montre la distribution des événements en fonction de E_T et de $N_\sigma^2(E_{Tm})$ pour les gondoles et pour les bouchons, nous retrouvons les deux catégories d'événements de la figure précédente. Nous acceptons tous les événements qui ont:

$$N_\sigma(E_{Tm}) < 2.5$$

La contribution du bruit de fond résiduel est alors totalement négligeable.

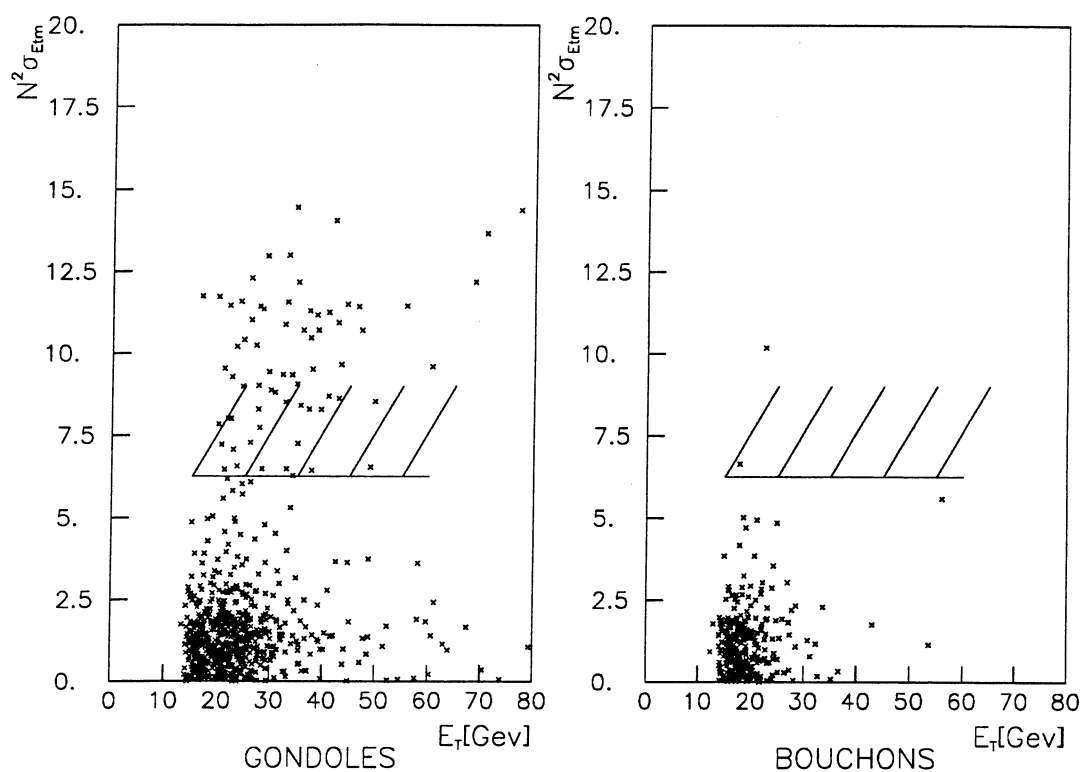


Figure 3.16 : Distributions des événements en fonction de E_T et de $N^2_\sigma(E_{T_m})$.

3.2.8 Résultat

L'application des critères de sélection que nous venons de décrire nous donne les nombres d'événements récapitulés dans la table 3.2. Les valeurs minimales pour l'énergie transverse dans les bouchons et dans les gondoles sont respectivement de 16 et 20 GeV.

| Energie | 546GeV | 630GeV |
|--------------------------------------|--------|--------|
| nbr. d'evt. avec $0 < \eta < .8$ | 169 | 1353 |
| nbr. d'evt. avec $.8 < \eta < 1.4$ | 91 | 673 |
| nbr. d'evt. avec $1.6 < \eta < 3.$ | 227 | 1151 |

Table 3.2 : Nombre d'événements qui satisfont la première sélection.

3.3. Mise en évidence d'un signal de photon direct

3.3.1 Méthode

Le lot des événements que nous venons de définir est un mélange de photons directs et de π^0 . Afin de mettre en évidence ces deux composantes, nous allons étudier les distributions des événements en fonction de quatre variables, et montrer que ces distributions ne peuvent s'expliquer que par la présence simultanée des deux types d'événements. Pour cela, nous déterminerons tout d'abord les distributions attendues pour des photons directs et pour des π^0 . Puis nous ajusterons à la courbe expérimentale une superposition de ces deux courbes avec comme paramètre libre, la fraction d'événements photon direct pour les quatre distributions étudiées dans les trois domaines de rapidité que nous considérerons.

Seules les résultats numériques ainsi que les figures obtenues avec les données prises à 630 GeV seront présentées de manière détaillée. Pour les données prises à 546 GeV, pour lesquelles la statistique est environ six fois plus faible, seul le résultat final sera présenté.

3.3.2 Etude de l'isolement dans un cône

La variable E_c est définie par:

$$E_c = \max\left(\sum_{\Delta R=.7} E_T, \sum_{\Delta R=.7} p_T\right)$$

Elle représente toute l'énergie déposée autour de l'impact dans un cône d'ouverture $\Delta R = .7$ (L'énergie mesurée dans les deux cellules de calorimètre qui ont détecté le candidat photon, n'est pas comptée dans E_c). Seules les particules de plus de 300 MeV d'impulsion transverse sont prises en compte dans le calcul de Σp_T .

Les critères d'isolement décrits au paragraphe 3.2.6 correspondent à une coupure sur la valeur de E_c qui est de 2 GeV pour la plupart des événements (entre 1.6 et 2 GeV pour les candidats photons dont l'énergie transverse est comprise entre 16 et 20 GeV). L'étude des distributions en fonction de E_c ne peut donc se faire qu'entre 0 et 2 GeV.

Dans le cas d'un événement photon direct, E_c ne doit contenir que "l'événement sous-jacent", c'est-à-dire les fragments des projectiles. Or, comme nous l'avons déjà signalé au paragraphe 3.2.6, on constate expérimentalement que l'événement sous-jacent, de tous les processus d'interaction proton-antiproton qui ne produisent que deux composantes dures (sans bremsstrahlung), est similaire à un événement à biais minimum. C'est donc avec ce type d'événements, pour lequel on dispose d'une statistique importante, que l'on détermine la distribution en fonction de E_c attendue pour des photons directs. La ligne continue de la figure 3.16 présente cette distribution pour le domaine en rapidité $|\eta| < .8$. La courbe pique à $E_c=0$, c'est-à-dire que, conformément à ce que nous avons déjà vu au paragraphe 3.2.6, la plupart des photons directs sont très bien isolés.

Sur cette même figure, on a superposé la courbe attendue pour les π^0 (ligne pointillée). Cette courbe est obtenue avec les événements π^0 Monte-Carlo (voir paragraphe 3.1.3), ayant satisfait les critères de sélection identiques à ceux des données. Les deux courbes sont normalisées au même nombre d'événements. Comme nous nous y attendions, les π^0 sont nettement moins bien isolés que les photons directs, à cause de la présence des fragments du jet.

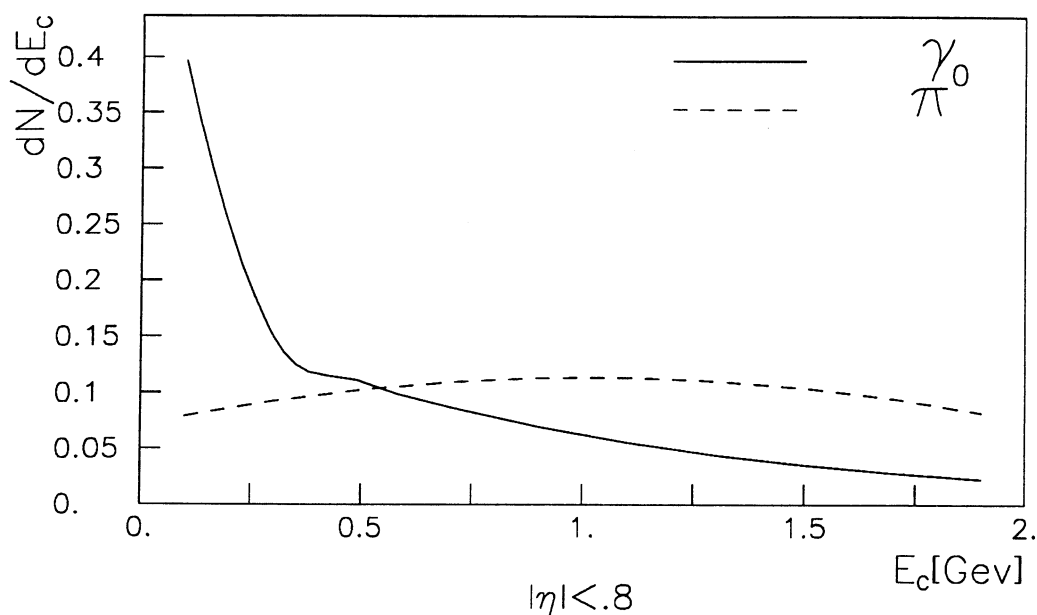


Figure 3.17 : Distribution des photons directs et des π^0 en fonction de E_c .

Afin de vérifier la courbe des π^0 qui met en jeu plusieurs programmes de simulation (ISAJET, simulation du détecteur UA1), nous la comparons avec la distribution obtenue avec des hadrons chargés, π^+ et π^- essentiellement, sélectionnés de la même manière que les données et les événements Monte Carlo, à l'exception du critère sur la valeur de l'énergie hadronique et en tolérant une trace chargée. En effet, il est raisonnable de penser que la charge du hadron intervient peu dans le processus de fragmentation et que l'isolement d'un hadron chargé est similaire en première approximation à celle d'un π^0 . Ceci est confirmé expérimentalement par l'accord entre les points de la figure 3.18, qui représentent les hadrons chargés (données réelles) et la ligne continue, qui correspond aux π^0 Monte-carlo. Notons cependant que cette comparaison a ses limites, d'une part, statistiques puisque le nombre d'événements hadrons chargés est limité, et d'autre part, méthodologiques, puisque le cas des multi- π^0 est difficilement reproductible avec les hadrons chargés.

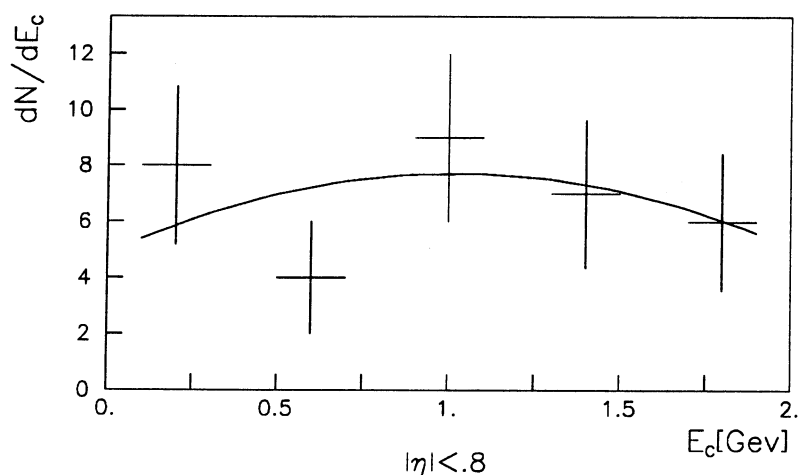


Figure 3.18 : Isolement des hadrons chargés et des π^0 Monte-carlo (ligne continue).

Nous pouvons maintenant ajuster sur la distribution expérimentale de E_c la superposition de nos deux contributions (γ et π^0). Le seul paramètre libre de cet ajustement est la fraction d'événements photon direct, F_γ , pour laquelle nous obtenons les valeurs suivantes:

$$F_\gamma = 42 \pm 3 \pm 6\% \text{ pour } 0 < |\eta| < .8$$

$$F_\gamma = 32 \pm 4 \pm 7\% \text{ pour } .8 < |\eta| < 1.4$$

$$F_\gamma = 28 \pm 6 \pm 15\% \text{ pour } 1.6 < |\eta| < 3.$$

Le résultat du programme d'ajustement est présenté sur la figure 3.19. Les erreurs systématiques prennent en compte:

- l'erreur statistique du Monte-Carlo,
- l'erreur systématique sur la forme de la distribution de π^0 en fonction de E_c qui est estimée en faisant varier de $\pm 5\%$ la valeur de E_c .
- l'erreur systématique sur la forme de la distribution de photons directs en fonction de E_c , qui est estimée en remplaçant les événements biais minimum qui ont servi à calculer cette distribution, par des événements candidats photon direct. Bien entendu, "l'activité" de l'événement est alors déterminée dans une direction qui n'est pas celle du candidat photon, ni celle du jet qui lui est opposé. De plus, afin de ne pas perturber cette détermination, seuls les événements qui ne contiennent pas de bremsstrahlung c'est-à-dire tels que $\vec{P}_{T\gamma} + \vec{P}_{Tjet} < 5 \text{ GeV}$, ont été retenus.

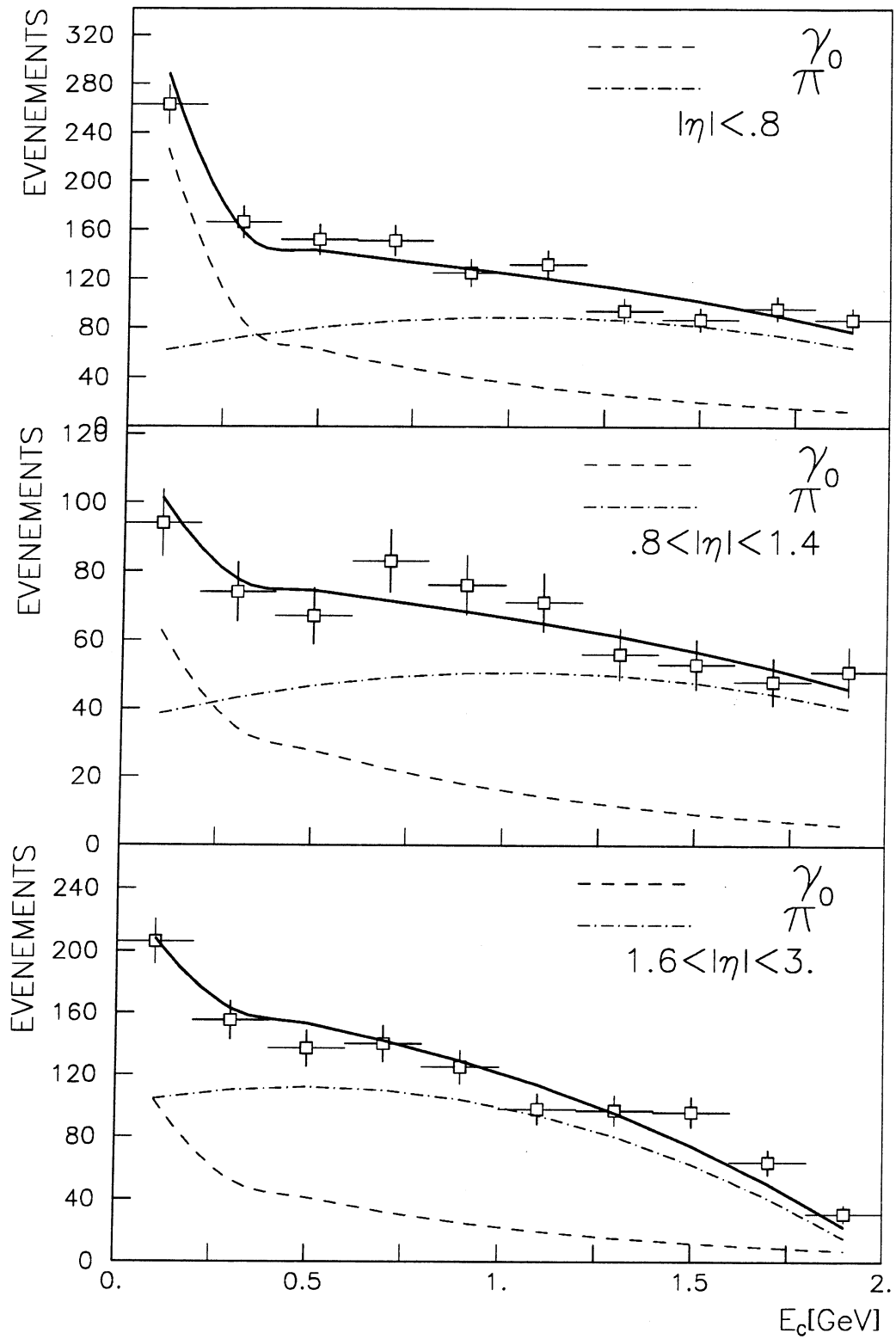


Figure 3.19 : Distributions des données en fonction de E_c .

3.3.3 Etude de l'isolement dans un anneau

La variable E_c qui comptabilise l'énergie dans un cône de rayon $\Delta R=1$, n'est en fait sensible, dans le cas d'un π^0 qu'à la partie centrale d'un jet, dont la taille est plutôt de l'ordre de $\Delta R=1$. Afin d'améliorer la réjection des π^0 , il est donc intéressant d'étudier l'anneau de rayon intérieur $\Delta R=.7$ et de rayon extérieur $\Delta R=1$. Pour cela, nous définissons E_r par:

$$E_r = \max \left(\sum_{\Delta R=.7}^{\Delta R=1} E_T, \sum_{\Delta R=.7}^{\Delta R=1} p_T \right)$$

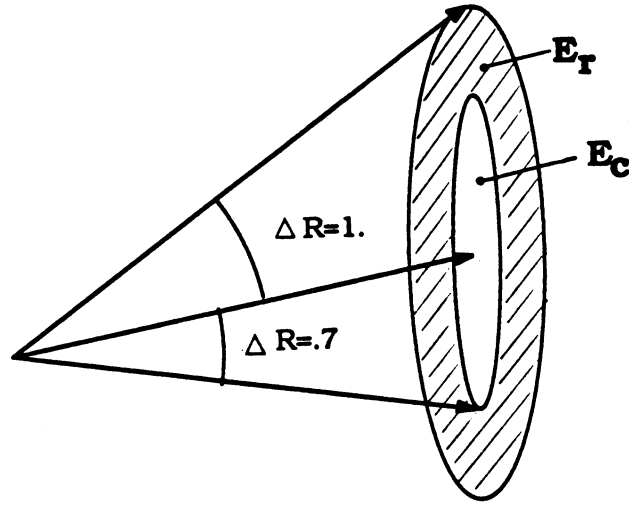


Figure 3.20 : Définition de E_r .

E_r est la somme de toutes les énergies transverses détectées dans l'anneau hachuré de la figure 3.20. Dans le cas d'événements photon direct, E_r comptabilise uniquement l'énergie provenant de l'événement sous-jacent. La distribution attendue pour les photons directs en fonction de E_r est donc estimée avec des événements à biais minimum, de la même manière que pour E_c . La détermination de la distribution des événements π^0 en fonction de E_r se fait de manière similaire à celle de E_c , c'est-à-dire avec des événements ISAJET. Les deux courbes obtenues dans l'intervalle en rapidité $|\eta| < .8$ sont présentées sur la figure 3.21. Comme dans le cas de E_c , la courbe des photons directs (ligne continue) pique à $E_r=0$, c'est-à-dire qu'ils sont bien isolés, contrairement aux π^0 (ligne pointillée).

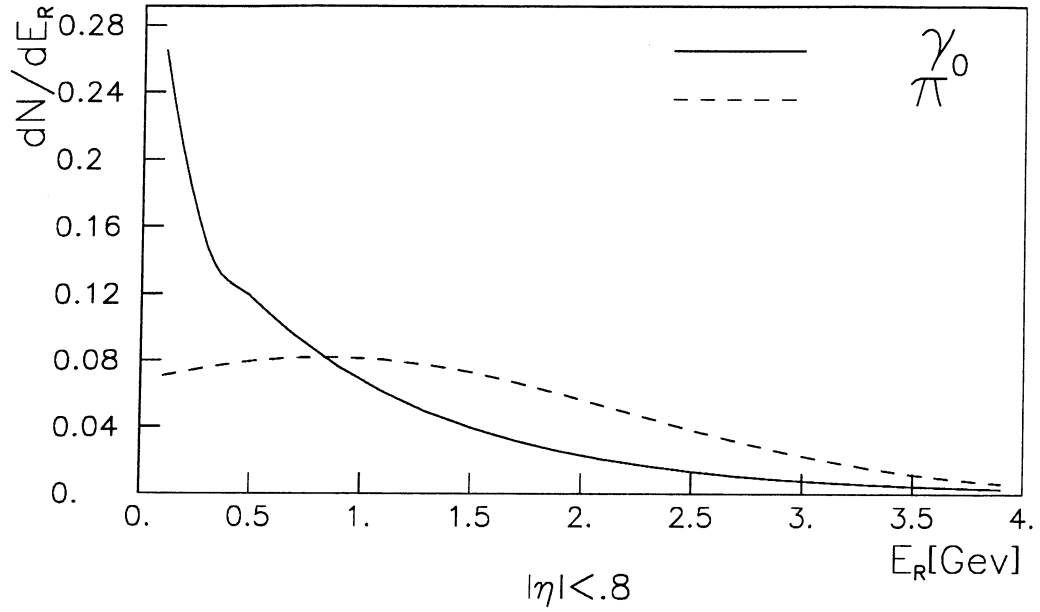


Figure 3.21 : Distributions attendues pour des γ et des π^0 en fonction de E_r .

Nous pouvons à nouveau déterminer F_γ en ajustant à la distribution expérimentale, la superposition des photons et des π^0 . Le résultat présenté sur la figure 3.22 donne les valeurs suivantes de F_γ :

$$\begin{aligned}
 F_\gamma &= 45 \pm 4 \pm 10\% \text{ pour } 0 < |\eta| < .8 \\
 F_\gamma &= 44 \pm 6 \pm 7\% \text{ pour } .8 < |\eta| < 1.4 \\
 F_\gamma &= 27 \pm 5 \pm 15\% \text{ pour } 1.6 < |\eta| < 3.
 \end{aligned}$$

Les erreurs systématiques ont été déterminées de la même manière que pour E_c . Il est important de noter que E_r mesure l'isolement du candidat photon dans une zone complètement disjointe de celle où est déterminée E_c . Il s'agit donc d'une information différente, étant donné que les valeurs de E_c et de E_r sont complètement indépendantes pour les photons directs, et que très faiblement corrélées pour les π^0 .

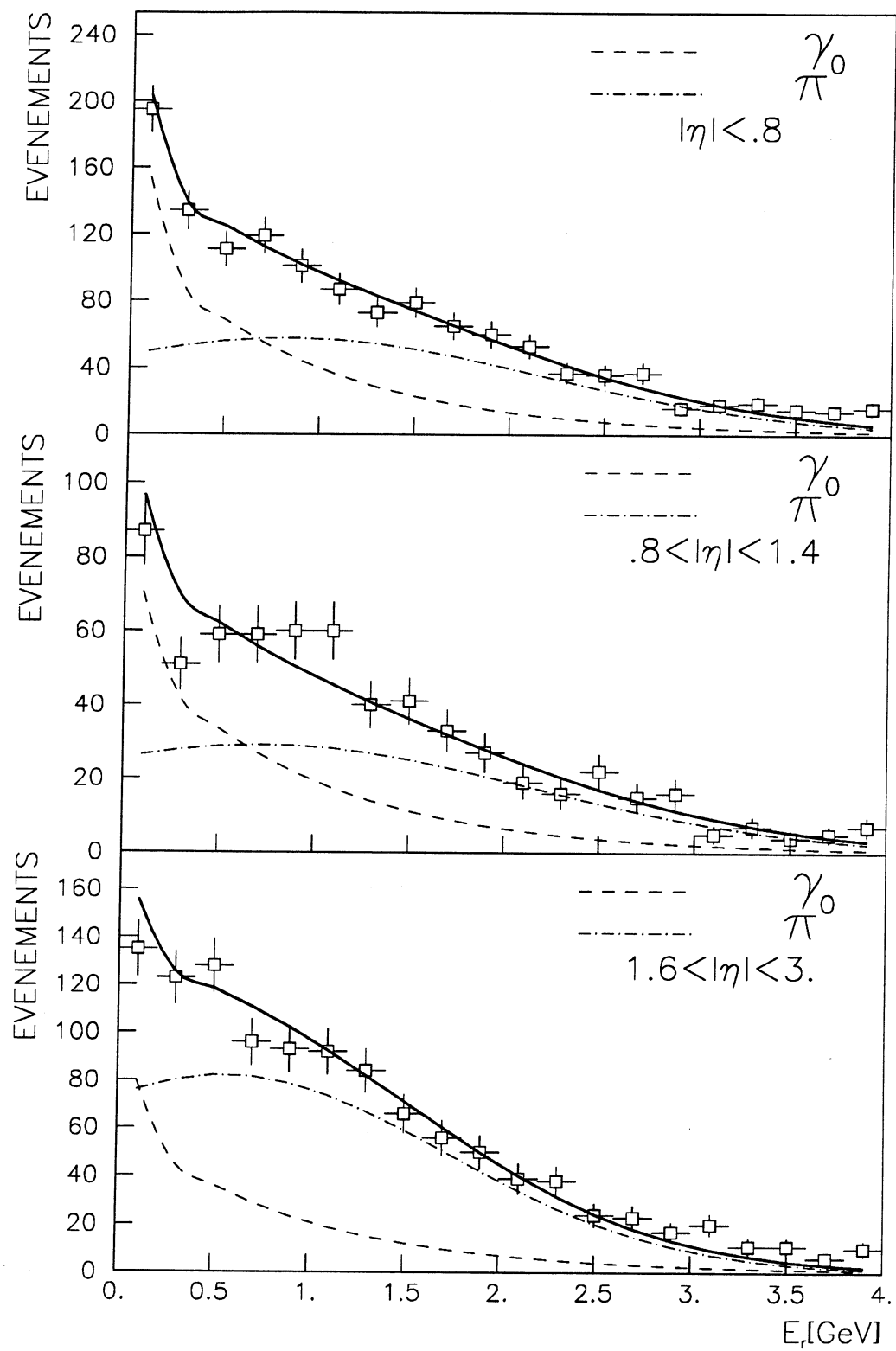


Figure 3.22 : Distributions des données en fonction de E_r .

3.3.4 Etude de la fraction d'énergie déposée dans le premier segment

La fraction d'énergie déposée dans le premier segment des calorimètres électromagnétiques, F_{S1} , est fonction de l'énergie, E , de la particule, de son type ainsi que de son angle d'incidence θ . Dans notre cas, π^0 et photons directs n'ont pas le même comportement. En effet, un π^0 se désintègre presque immédiatement en deux γ (vie moyenne $.83 \times 10^{-16}$ secondes). Or, puisque la pénétration de la gerbe électromagnétique augmente avec l'énergie du photon, la fraction d'énergie déposée dans le premier segment diminue lorsque l'énergie augmente. Ceci est illustré par la figure 3.23 qui montre la fraction moyenne d'énergie déposée dans le premier segment des gondoles pour des photons de différentes énergies à incidence normale. Par conséquent, un π^0 va déposer plus d'énergie dans le premier segment des calorimètres qu'un photon direct.

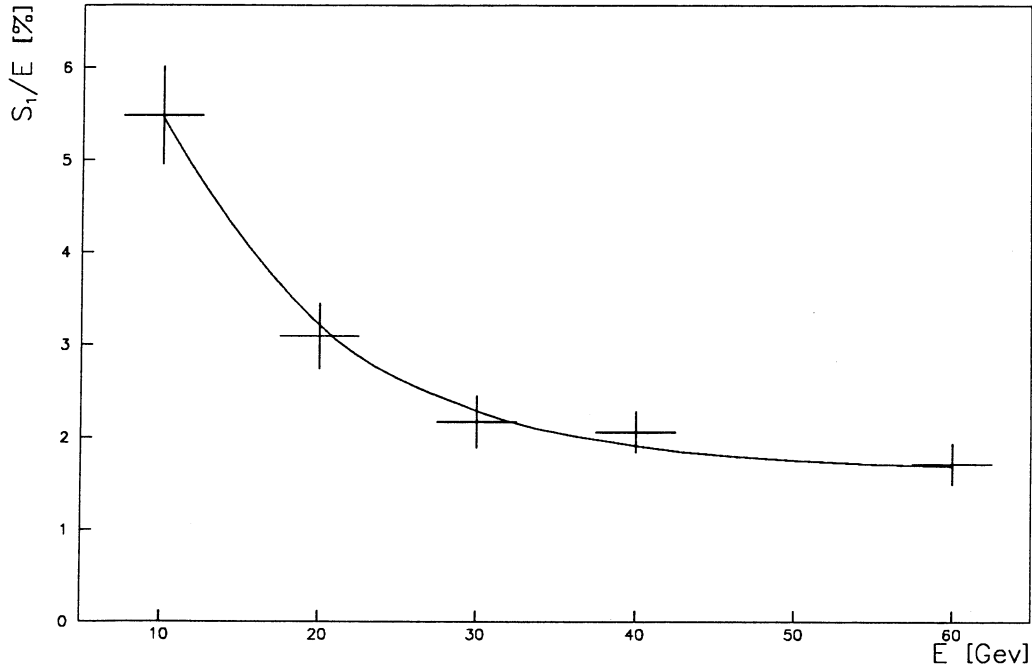


Figure 3.23 : $\langle F_{S1} \rangle$ pour des γ en fonction de leur énergie.

Afin de rendre F_{S1} indépendant de l'énergie et de l'angle d'incidence, nous définissons F_{S1n} , qui est F_{S1} renormalisée par une fonction déterminée à l'aide du Monte-Carlo:

$$F_{S1n} = E_{S1}/E \times f(E_T) \times f(\theta),$$

avec $f(E_T) = (9.23 \exp(-.09 E_T) + 1.65)/2.623$ ($f(25 \text{ GeV}) = 1.$),
et $f(\theta) = \theta^{-2.5}$.

F_{S1n} est égal à F_{S1} dans le cas d'une particule de 25 GeV d'énergie transverse à incidence normale.

Comme nous désirons une description précise de la gerbe électromagnétique, c'est le programme de simulation GEANT 3.1 que nous utilisons. La manière simple de vérifier ce Monte-Carlo consiste à simuler la déposition d'énergie des électrons de W et de Z, et de comparer à ce que nous mesurons effectivement. Comme le montre la figure 3.24, on observe un excellent accord entre la simulation et la réalité.

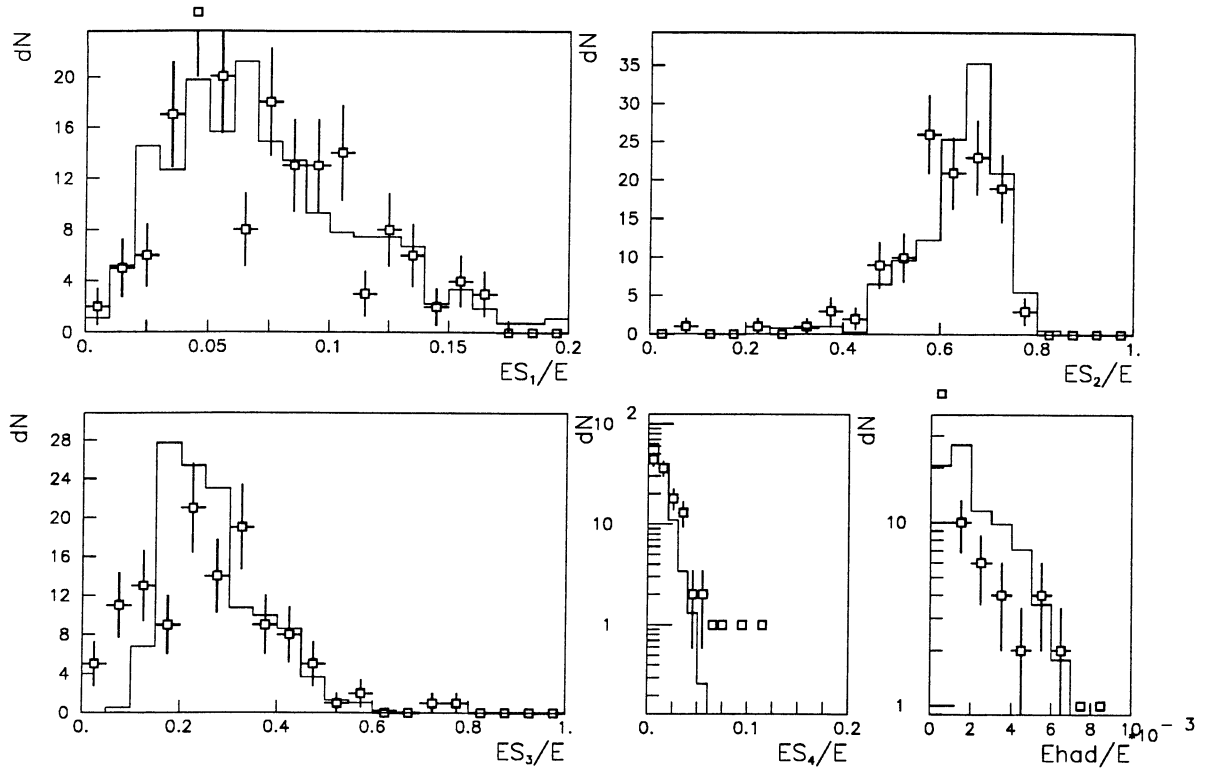


Figure 3.24 : Energie déposée dans les 4 segments pour des électrons de W et Z.

Nous pouvons alors déterminer les distributions des photons directs et des π^0 en fonction de F_{S1n} . Ces distributions ont été calculées avec des événements répartis suivant les spectres en énergie transverse et en rapidité donnés par ISAJET. Les superpositions des particules ont été prises en compte dans le cas des π^0 en utilisant l'information donnée par ISAJET. La figure 3.25 présente les courbes obtenues dans le domaine en rapidité $|\eta| < .8$.

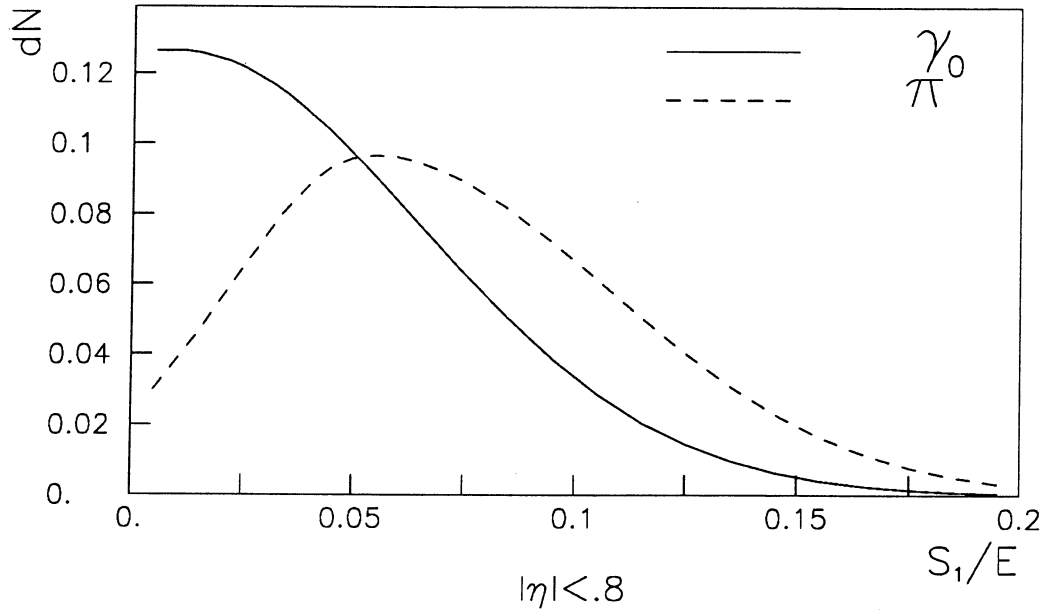


Figure 3.25 : Distributions des γ et des π^0 en fonction des F_{S1n} .

L'ajustement de ces deux courbes aux données présentées par la figure 3.26 donne:

$$F_{\gamma} = 29 \pm 4 \pm 11\% \text{ pour } 0 < |\eta| < .8$$

$$F_{\gamma} = 41 \pm 6 \pm 11\% \text{ pour } .8 < |\eta| < 1.4$$

$$F_{\gamma} = 13 \pm 5 \pm 9\% \text{ pour } 1.6 < |\eta| < 3.$$

Les erreurs systématiques comprennent:

- l'erreur statistique du Monte-Carlo,
- l'erreur sur l'estimation de la matière située devant le calorimètre (structure et électronique du détecteur central),
- une variation de $\pm 5\%$ de la normalisation de F_{S1n} , ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la vérification des résultats de GEANT qui est faite avec les électrons de W et de Z.

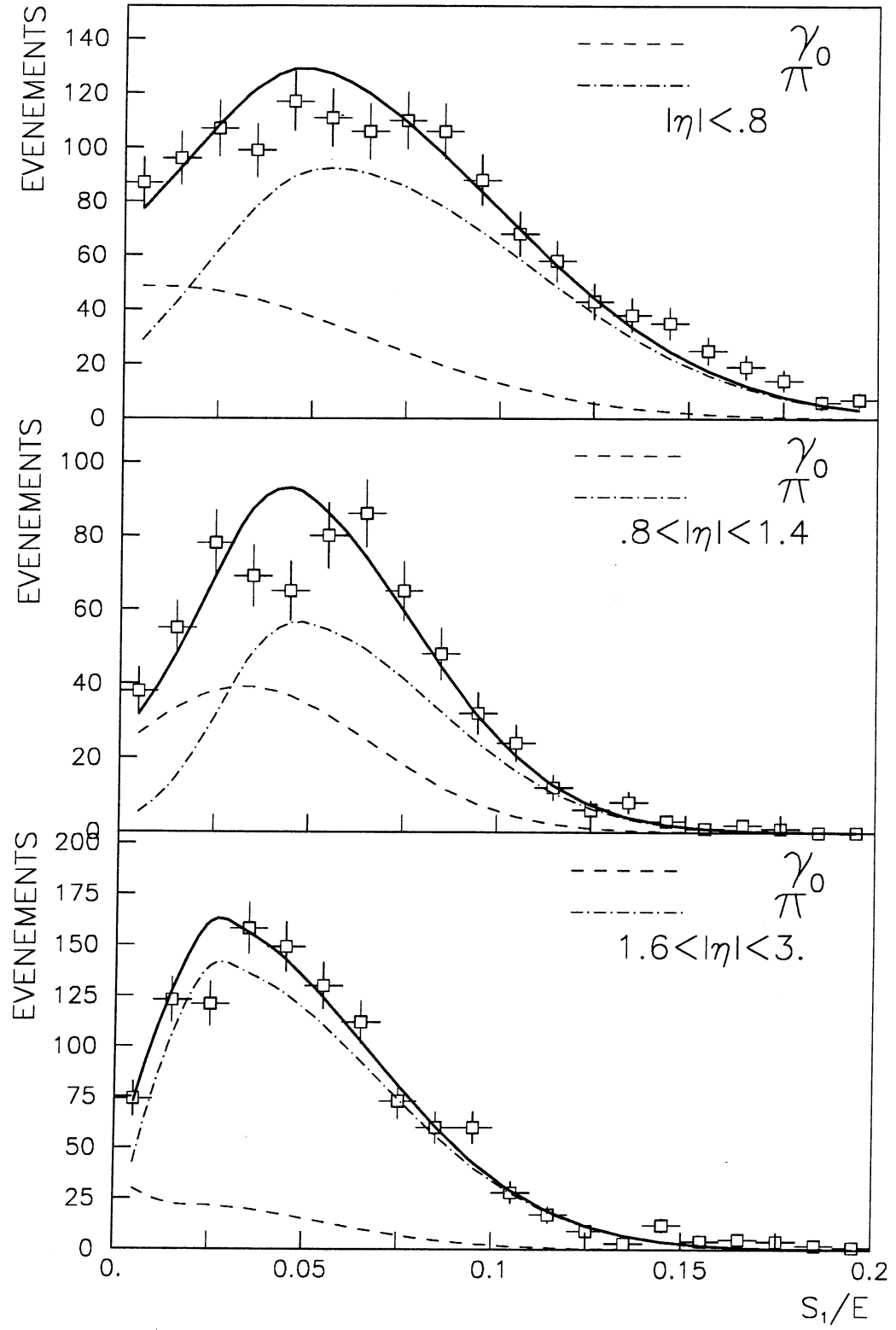


Figure 3.26 : Distributions des données en fonction de F_{S1n} .

3.3.5 Définition de L_γ

L'analyse des distributions des événements en fonction des trois variables E_c , E_r , et F_{S1n} a mis en évidence la présence de photons directs. Il est important de noter que ces déterminations qui, sont consistantes entre elles, ont utilisé l'isolement et le profil électromagnétique de l'impact, soit deux variables différentes. Il est alors intéressant de rechercher une corrélation entre ces deux variables, c'est-à-dire de vérifier que pour les candidats photons isolés le profil de la gerbe électromagnétique est compatible avec celui attendu pour des photons directs. Pour cela, on construit l'histogramme en fonction de F_{S1n} des événements qui ont un impact très isolé ($E_c < .2$, figure 3.27.a) où les photons directs sont dominants, et de ceux qui ont un impact mal isolé, c'est-à-dire ceux qui ont $E_c > 1.4$ (figure 3.27.b). Sur ces deux figures, les courbes attendues pour des photons directs (ligne continue) et pour des π^0 (ligne pointillée) ont été superposées. Elles reproduisent assez fidèlement les deux distributions expérimentales, ce qui renforce notre hypothèse de la présence de photons directs. Notons que les petites différences observées n'ont rien de surprenant dans la mesure où nos distributions expérimentales ne correspondent pas à des ensembles purs de photons directs et de π^0 .

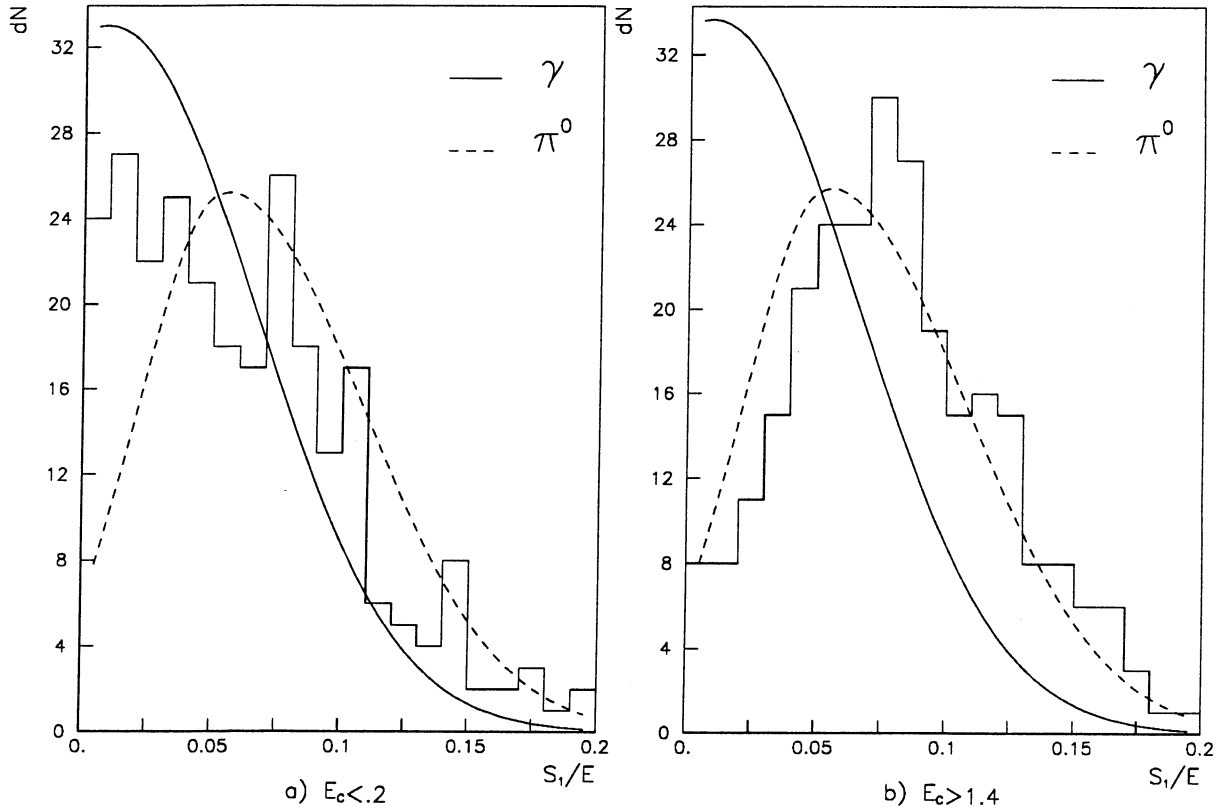


Figure 3.27 : Distributions des événements isolés a) et non isolés b) en fonction de F_{S1n} .

De la même manière que pour la figure 3.27, la figure 3.28 présente la corrélation entre le profil électromagnétique et l'isolement, qui cette fois-ci est déterminée à partir de E_r .

Afin d'extraire le maximum d'informations de nos trois variables, E_c , E_r et F_{S1n} , nous définissons une nouvelle variable:

$$L_\gamma = \ln(P_{E_c} \times P_{E_r} \times P_{F_{S1n}})$$

où les P_i sont les densités de probabilité pour les événements photon direct. L_γ n'est en fait qu'un pseudo-logarithme de maximum de vraisemblance puisque nous gardons sa normalisation arbitraire.

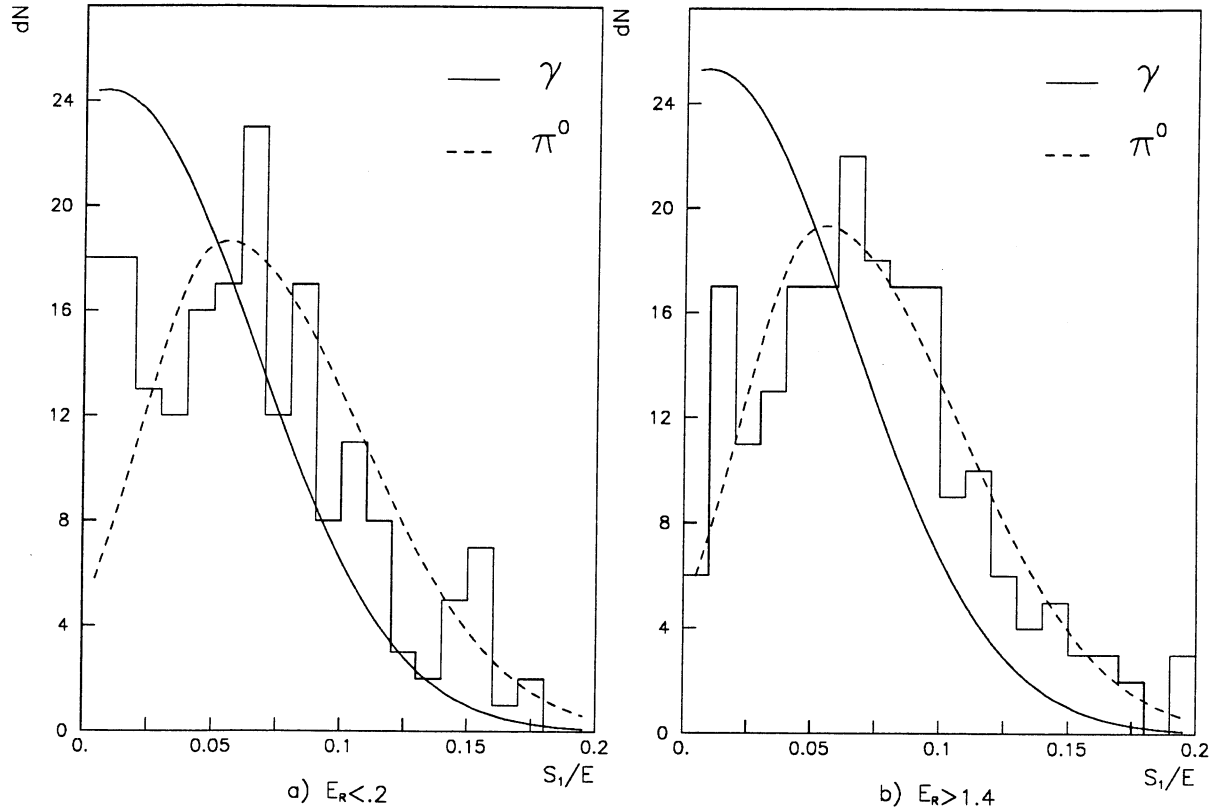


Figure 3.28 : Distributions des événements isolés a) et non isolés b) en fonction de F_{S1n} .

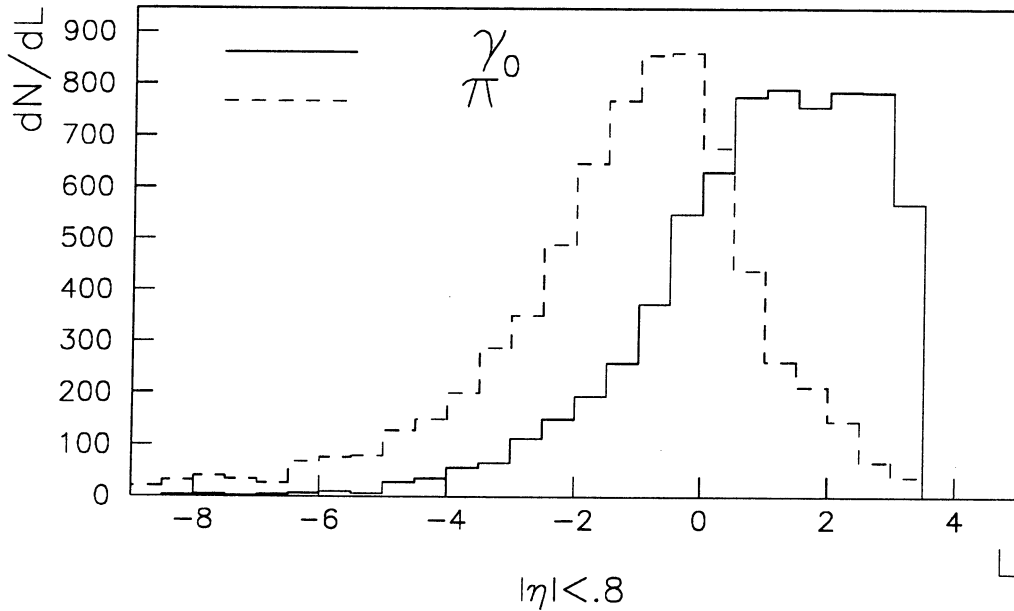


Figure 3.29 : Distributions des π^0 et des γ en fonction de L_γ .

Les distributions des π^0 et de γ en fonction de L_γ peuvent s'obtenir très facilement

grâce aux études qui ont été réalisées pour les variables E_c , E_r et F_{S1n} . Elles sont présentées par la figure 3.29. Leur ajustement aux distributions expérimentales présentées sur la figure 3.30 nous fournit de nouvelles valeurs de F_γ qui sont répertoriées dans la table 3.3 parallèlement avec nos précédentes déterminations. Les erreurs systématiques sur les valeurs de F_γ déterminées à partir des distributions en fonction de L_γ prennent en compte les causes d'erreurs systématiques déjà décrites pour E_c , E_r , et F_{S1n} .

| valeurs de F_γ déterminées à 546 GeV | | | |
|---|--------------------|---------------------|---------------------|
| Variable | $0 < \eta < .8$ | $.8 < \eta < 1.4$ | $1.6 < \eta < 3.$ |
| E_c | $42 \pm 8 \pm 6$ | $65 \pm 13 \pm 13$ | $34 \pm 12 \pm 18$ |
| E_r | $60 \pm 10 \pm 13$ | $42 \pm 14 \pm 6$ | $23 \pm 11 \pm 13$ |
| F_{S1n} | $76 \pm 12 \pm 27$ | $77 \pm 17 \pm 20$ | $21 \pm 11 \pm 13$ |
| L_γ | $47 \pm 7 \pm 9$ | $48 \pm 11 \pm 12$ | $33 \pm 9 \pm 12$ |
| valeurs de F_γ déterminées à 630 GeV | | | |
| E_c | $42 \pm 3 \pm 6$ | $32 \pm 6 \pm 7$ | $28 \pm 6 \pm 15$ |
| E_r | $45 \pm 4 \pm 10$ | $44 \pm 6 \pm 7$ | $27 \pm 5 \pm 15$ |
| F_{S1n} | $29 \pm 4 \pm 11$ | $41 \pm 7 \pm 11$ | $13 \pm 5 \pm 9$ |
| L_γ | $40 \pm 2.5 \pm 7$ | $38 \pm 4 \pm 10$ | $25 \pm 5 \pm 9$ |

Table 3.3 : Valeurs de F_γ en pour-cent.

Ce tableau résume notre recherche d'un signal de photon direct. Les valeurs de F_γ , déterminées avec nos quatre types de distribution, montrent toutes la présence significative d'un signal de photon direct, et ceci dans des proportions tout à fait compatibles, compte tenu des barres d'erreurs. Ce résultat est d'autant plus significatif qu'il repose sur des paramètres aussi différents que l'isolement du photon et le profil de la gerbe électromagnétique. Précisons qu'il n'y a aucune raison a priori que F_γ ait la même valeur dans les trois domaines de rapidité.

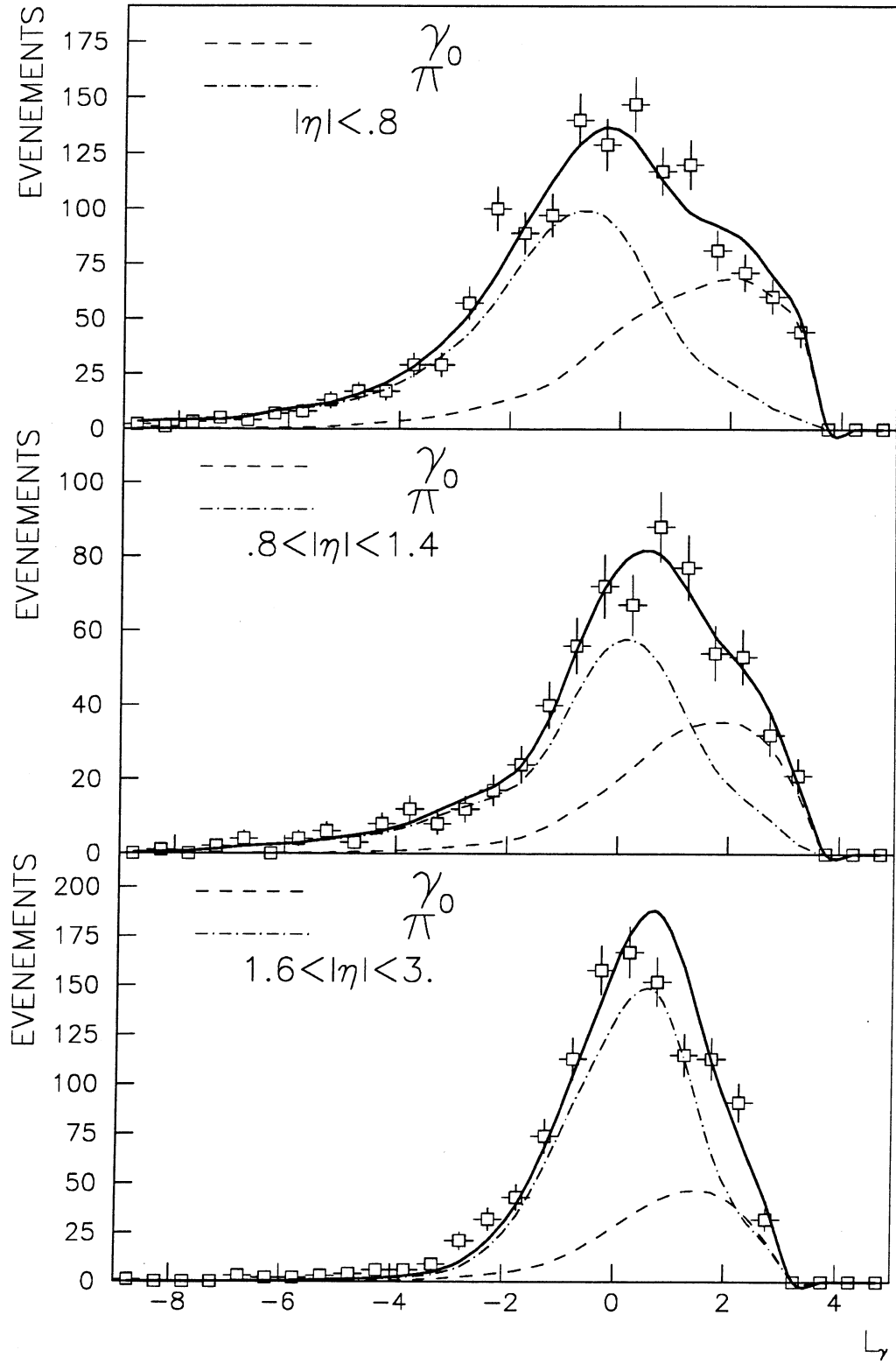


Figure 3.30 : Distributions des données en fonction de L_γ .

3.4. Calcul de la section efficace

3.4.1 Sélection finale

Dans la section précédente, nous avons montré que notre premier ensemble d'événements contenait une fraction non négligeable et bien déterminée de photons directs. Nous avons en particulier construit une variable pour laquelle π^0 et photons directs ont un comportement différent. En appliquant une coupure sur la valeur de cette variable, nous allons effectuer notre sélection finale et pour cela définir deux lots d'événements:

- les événements avec $L_\gamma > 0$ formeront l'ensemble des candidats photon direct avec lequel nous calculerons la section efficace,
- les événements avec $L_\gamma < 0$ formeront un ensemble de référence enrichi en π^0 .

La table 3.4 récapitule l'ensemble des coupures utilisées pour la sélection finale. Lorsque une coupure est utilisée à différents niveaux de sélection et avec différentes valeurs, seule la valeur la plus restrictive est indiquée.

| Coupure | Critère |
|---------------------|--|
| Energie transverse | $E_T > 16 GeV$ sauf : $E_T > 20 GeV$ pour les gondoles en 1984 ($\sqrt{s} = 630 GeV, \int \mathcal{L} = 259 nb^{-1}$) et acceptance partielle entre 16 et 25 GeV en 1985 ($\sqrt{s} = 630 GeV, \int \mathcal{L} = 308 nb^{-1}$) |
| Isolement | $\sum_{\Delta R=7} E_T < \min(2 GeV, .1 E_T)$ $\sum_{\Delta R=7} p_T < \min(2 GeV, .1 E_T)$ |
| Qualité de l'impact | $E_{had} < \max(200 MeV, 1\% E)$ $\chi_G^2 < 1$ pour les gondoles $\Delta\phi_{max} < 3\sigma$ pour les gondoles Energie transverse manquante $< 2.5\sigma$ $\sigma_y, \sigma_z > 2 cm$ pour les bouchons $\sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2} < 7 cm$ pour les bouchons |
| Acceptance | $ \phi < 75^\circ$ $ \eta < 1.4$ et $1.6 < \eta < 3$. |
| L_γ | $L_\gamma > 0$ (coupure sur l'isolement et F_{S1n}) |

Table 3.4 : Coupures utilisées pour la sélection finale.

| $F_\gamma(E_T > 20 GeV)$ | $0 < \eta < .8$ | $.8 < \eta < 1.4$ | $1.6 < \eta < 3$. |
|--------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $\sqrt{s} = 630 GeV$ | $71 \pm 5 \pm 7\%$ | $61 \pm 11 \pm 10\%$ | $40 \pm 10 \pm 8\%$ |
| $\sqrt{s} = 630 GeV$ | $65 \pm 2.3 \pm 6\%$ | $51 \pm 5 \pm 8\%$ | $30 \pm 6 \pm 6\%$ |

Table 3.5 : F_γ pour les événements acceptés par la sélection finale et avec $E_T > 20 GeV$.

2350 événements satisfont ces critères de sélection. La table 3.5 donne la contamination résiduelle de bruit de fond (π^0). Les distributions de ces événements en fonction de l'énergie transverse sont données par les figures 3.31 et 3.32. Il s'agit de spectres "bruts", c'est-à-dire sans aucune correction d'inefficacités introduites par les différents seuils de déclenchement, ce qui explique la structure observable à 20 GeV d'énergie transverse pour les données prises à 630 GeV. Signalons qu'à cause de problème d'efficacité de déclenchement, en 1984, dans les bouchons, seule la première moitié des données est utilisée.

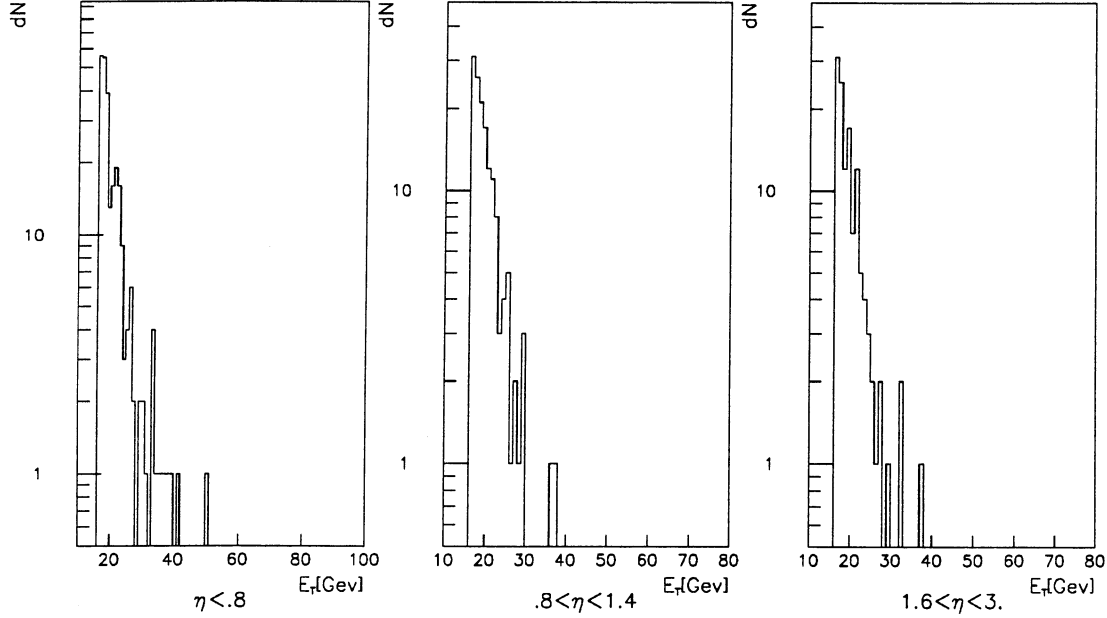


Figure 3.31 : Distributions des événements en fonction de E_T à 546 GeV.

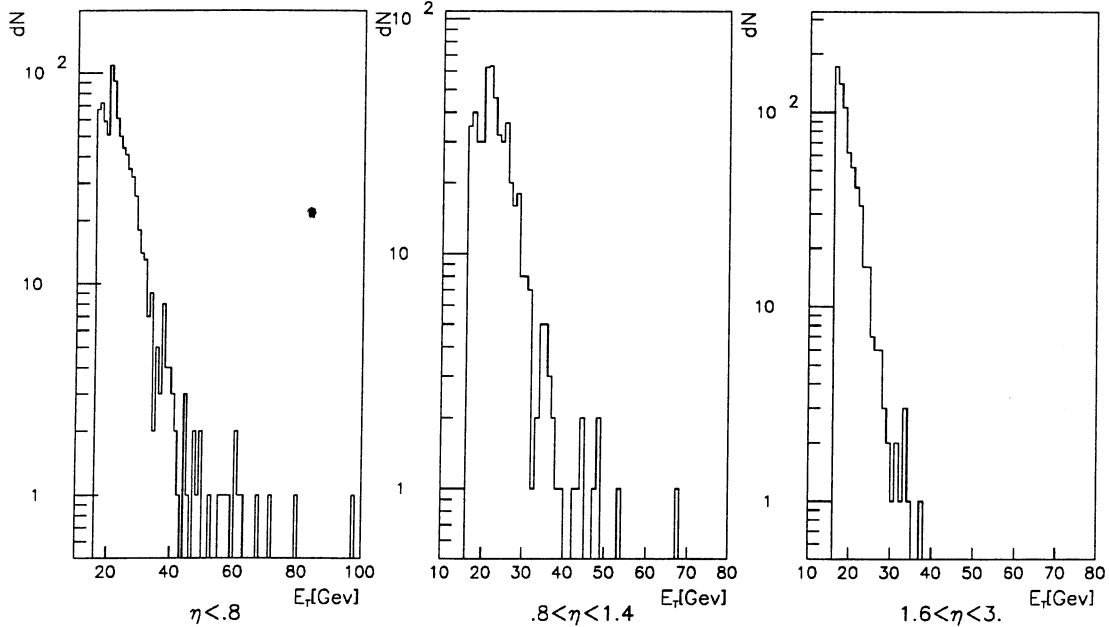


Figure 3.32 : Distributions des événements en fonction de E_T à 630 GeV.

3.4.2 Estimation du bruit de fond résiduel

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.7, le bruit de fond d'origine instrumentale est totalement négligeable. Seul subsiste le bruit de fond d'origine physique (π^0) pour lequel nous avons déterminé la contamination résiduelle globale (voir table 3.5). Cependant, cette contamination est fonction de l'énergie transverse, puisque nous appliquons une coupure sur la valeur absolue de l'isolement et non sur sa valeur relative. En effet, le but de la coupure d'isolement étant de détecter les fragments du jet qui a produit le π^0 , couper sur une valeur absolue de l'isolement revient à couper la fonction de fragmentation à une valeur de z qui dépend de l'énergie du jet, et donc de l'énergie du π^0 . Afin de déterminer la dépendance de F_γ en fonction de E_T , nous refaisons une analyse de la distribution des événements en fonction de L_γ , pour différentes régions de E_T .

A titre d'exemple, la figure 3.33 montre les distributions obtenues à 630 GeV pour le domaine en rapidité $|\eta| < .8$. L'ensemble des résultats obtenus à 630 GeV est présenté sur la figure 3.34. On observe une augmentation de la fraction du signal lorsque l'énergie transverse croît. Ceci est dû à l'amélioration du pouvoir de réjection de la coupure sur l'isolement du candidat photon lorsque son énergie transverse augmente.

La ligne continue de la figure 3.33 est une paramétrisation des points expérimentaux, qui suppose que les spectres en énergie transverse du signal et du bruit de fond sont deux courbes exponentielles de pentes différentes. La zone hachurée matérialise les erreurs systématiques sur la détermination de F_γ , lors des ajustements des spectres en L_γ . Précisons que ces pentes ne peuvent être correctement déterminées dans le domaine en rapidité $1.6 < |\eta| < 3.$, à cause des faibles valeurs d'impulsion transverse atteinte. Nous prenons donc les pentes mesurées dans l'intervalle en rapidité voisin.

A 546 GeV, nous ne disposons pas d'une statistique suffisante pour déterminer la dépendance en énergie transverse de F_γ . Nous utiliserons donc les courbes déterminées à 630 GeV, renormalisées à l'aide des valeurs de F_γ déterminées sur l'ensemble des données.

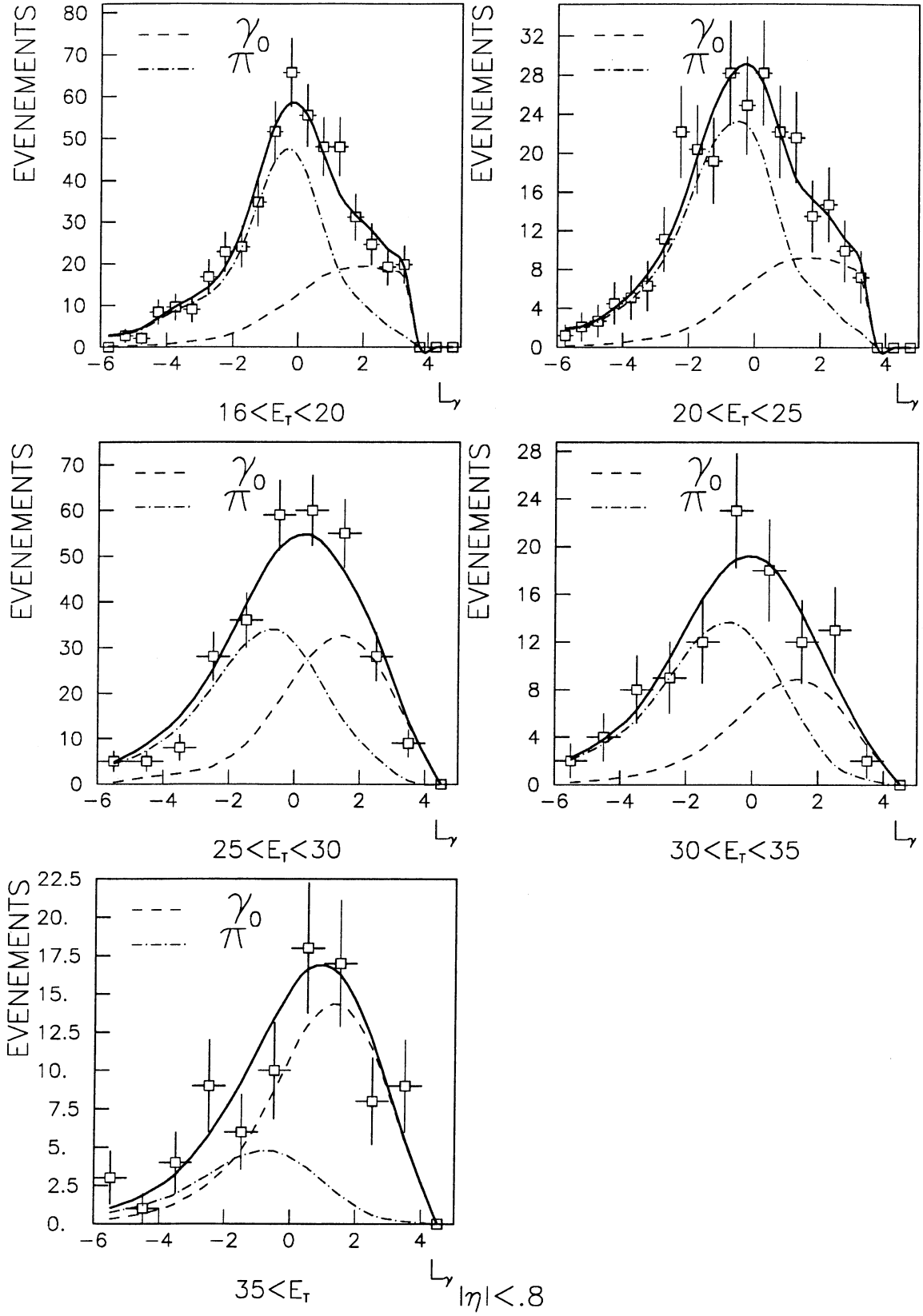


Figure 3.33 : Ajustement des spectres en L_γ à 630 GeV et $| \eta | < .8$

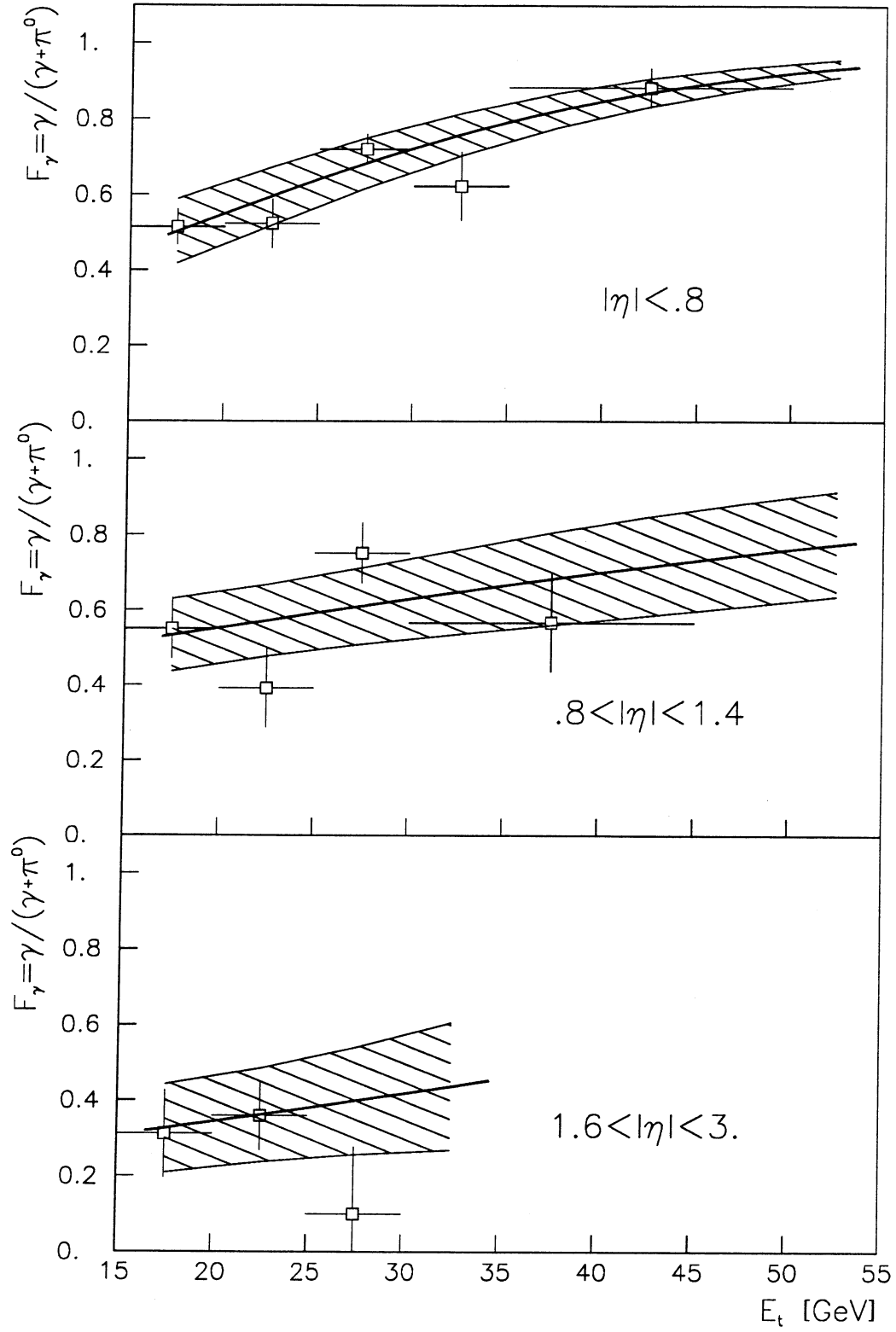


Figure 3.34 : F_γ en fonction de E_T déterminée à 630 GeV.

3.4.3 Efficacités

La table 3.6 donne les valeurs des différentes efficacités. Elles ont été calculées de la manière suivante:

- **Isolement:** Cette efficacité correspond aux événements photon direct qui ont un événement sous-jacent très "actif" dans la direction du photon et qui sont donc perdus à cause de la coupure sur l'isolement. L'efficacité est donc calculée avec la distribution des événements à biais minimum en fonction de E_c . La valeur indiquée est celle qui correspond à une coupure à 2 GeV. L'efficacité décroît pour des valeurs plus faibles, c'est-à-dire lorsque le candidat photon a moins de 20 GeV d'énergie transverse, puisque la valeur de la coupure est alors de 10% de E_T .
- **Energie hadronique:** On utilise les distributions du Monte-carlo (GEANT) ainsi que la distribution des données réelles en fonction de la rapidité, où l'on observe un "trou" à rapidité nulle qui correspond à la région où l'épaisseur du calorimètre est la plus faible, et donc les fuites dans le calorimètre hadronique les plus importantes. Cet effet, qui, bien sûr, est reproduit par le Monte-Carlo, sert à déterminer de manière fine, la valeur de l'efficacité de la coupure sur l'énergie hadronique, mais nous donne une incertitude non négligeable sur cette détermination.
- χ_G^2 : L'efficacité est calculée avec les distributions des électrons de W et de Z.
- $\Delta\phi_M$: L'efficacité est elle aussi calculée avec les distributions des électrons de W et de Z.
- $|\Phi| < 75^\circ$: C'est uniquement l'acceptance géométrique.
- L_γ : L'efficacité est calculée avec les distributions de L_γ pour des photons directs.
- σ de l'impact dans les bouchons: L'efficacité est calculée avec la distribution expérimentale en supposant que la courbe est symétrique.

| Coupure | $ \eta < .8$ | $.8 < \eta < 1.4$ | $1.6 < \eta < 3.$ |
|---------------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| Isolement | 92(94) \pm 2% | 89(92) \pm 2% | 88(91) \pm 2% |
| Energie hadronique | 86 \pm 5% | 98 \pm 2% | 98 \pm 2% |
| Coupure verticale | 83% | 83% | 83% |
| χ_G^2 | 86 \pm 2.5% | 86 \pm 2.5% | — |
| $\Delta\phi_M$ | 98 \pm 1% | 98 \pm 1% | — |
| $\sigma_y^2 + \sigma_z^2$ | — | — | 95 \pm 1 |
| L_γ | 73 \pm 3% | 80 \pm 3% | 79 \pm 3% |
| Totale | 40(41) \pm 3.5% | 49(50) \pm 3% | 54(56) \pm 3% |

Table 3.6 : Efficacité des coupures utilisées.

Lorsque deux nombres sont donnés par la table 3.5, le premier correspond aux données prises à 630 GeV, et le deuxième (mis entre parenthèses), à 546 GeV.

3.4.4 Luminosité

La luminosité est déterminée à l'aide de compteurs situés près de l'axe des faisceaux qui mesure la section efficace de diffusion inélastique qui est directement reliée à la luminosité. La table 3.7 donne les valeurs de la luminosité intégrée pour les trois années. Ces

valeurs sont entachées d'une incertitude systématique de 15%. Le nombre d'événements W est aussi indiqué. Etant donné qu'ils correspondent au même déclenchement que les événements photon direct, la stabilité du rapport nombre de W par luminosité est un bon test de la mesure de la luminosité.

| Année | Luminosité intégrée | Nombre de W |
|-------|---------------------|-------------|
| 1983 | 118 nb^{-1} | 52 |
| 1984 | 259 nb^{-1} | 125 |
| 1985 | 308 nb^{-1} | 190 |

Table 3.7 : Luminosité intégrée.

3.4.5 Correction des effets de la résolution des calorimètres

Nous avons vu (chapitre appareillage) que la résolution en énergie des calorimètres n'est pas parfaite, mais de l'ordre de 4% à 20 GeV. Or, le spectre que nous mesurons n'est pas plat, mais présente une forte pente. La résolution de l'appareillage modifie donc ce spectre, essentiellement en augmentant légèrement le nombre d'événements mesurés à une énergie donnée. Afin de corriger cet effet, nous avons calculé le spectre apparent, pour une distribution connue et en prenant une résolution gaussienne de largeur $15\%/\sqrt{E(en\ GeV)}$ (20% pour les bouchons). La correction, $C_R(E_T)$, appliquée aux données est alors:

$$C_R(E_T) = \frac{\text{spectre initial}}{\text{spectre mesuré}}$$

Les courbes représentant $C_R(E_T)$ sont présentées par la figure 3.35. La fonction utilisée pour décrire le spectre initial est $f(E_T) = p_T^{-n}$, avec $n=5.2, 5.4, 7$, pour les trois intervalles en rapidité 0-.8, 8-1.4, et 1.6-3. Elle provient d'un ajustement au spectre expérimental, corrigé uniquement des efficacités du système de déclenchement. Formellement, la correction des effets de la résolution est une déconvolution qui peut être faite de manière itérative (le spectre initial sert à calculer la fonction de correction qui nous donne un nouveau spectre avec lequel on calcule une nouvelle fonction, et ainsi de suite). Cependant, compte tenu de la faible valeur de la correction, la première itération est suffisante.

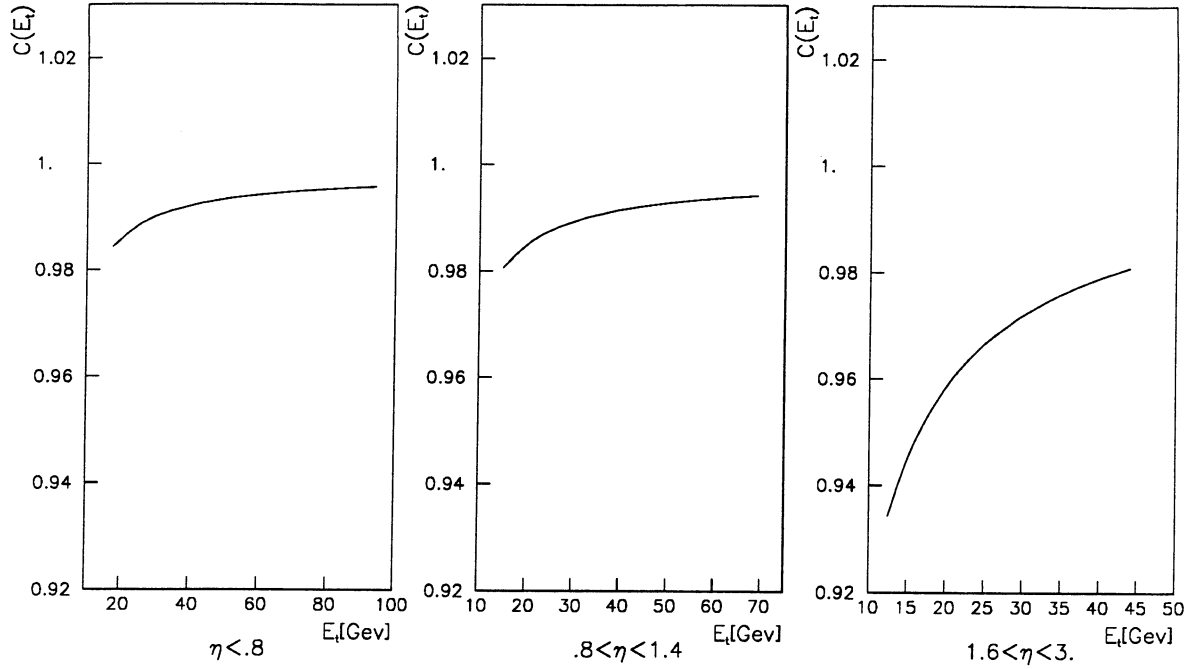


Figure 3.35 : Fonction de correction des effets de résolution.

3.4.6 Correction des effets de taille de cellules

La section efficace que nous mesurons est en fait moyennée dans une cellule de taille $\Delta\eta, \Delta E_T$. Si cette cellule est grande par rapport aux variations de la section efficace, il peut y avoir une différence entre la section efficace moyenne dans la cellule et la section efficace au centre de la cellule. Pour corriger cet effet, et pour donner des valeurs de la section efficace qui sont celles du centre de la cellule, nous appliquons une correction $C_C(E_T, \eta)$ définie par:

$$C_C(E_T, \eta) = \frac{\text{section efficace au centre de la cellule}}{\text{section efficace moyenne}}$$

Cette correction est calculée avec le modèle théorique du chapitre I, qui décrit assez bien nos données. La table 3.8 donne les valeurs de $C_C(E_T, \eta)$ utilisées. On remarque que ces corrections sont généralement faibles, sauf à grande rapidité, particulièrement à grande impulsion transverse. Il s'agit de région cinématique où la dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie transverse devient plus forte, et où, pour des raisons de statistique, la taille des cellules utilisées pour calculer la section efficace est plus importante.

| $\eta = .8$ | | $\eta = 1.1$ | | $\eta = 2.3$ | |
|-------------|------------------|--------------|------------------|--------------|------------------|
| E_T | $C_C(E_T, \eta)$ | E_T | $C_C(E_T, \eta)$ | E_T | $C_C(E_T, \eta)$ |
| 17. | 1.01(1.01) | 17. | 0.99(0.99) | 16.5 | 0.97(0.96) |
| 19. | 1.01(1.02) | 19. | 0.99(0.99) | 17.5 | 0.96 |
| 21. | 1.02(1.02) | 21. | 0.99(0.99) | 18.5 | 0.93(0.86) |
| 23. | 1.02 | 23. | 1.00 | 19.5 | 0.91 |
| 25. | 1.03(0.96) | 25. | 1.00(0.92) | 20.5 | 0.89 |
| 27. | 1.03 | 27. | 1.00 | 21.5 | 0.86(0.75) |
| 29. | 1.04 | 31. | 0.95 | 22.5 | 0.83 |
| 31.5 | 1.03 | 37. | 0.96(0.63) | 23.5 | 0.80 |
| 34.5 | 1.04(0.83) | 45. | 0.92 | 24.5 | 0.77(0.65) |
| 37.5 | 1.05 | 60. | 0.72 | 25.5 | 0.74 |
| 40.5 | 1.05 | | | 28. | 0.60 |
| 46. | 1.02(0.99) | | | 32. | 0.45(0.17) |
| 55. | 1.03 | | | 37. | 0.23 |
| 65. | 1.05 | | | | |
| 75. | 1.08 | | | | |
| 90. | 0.97 | | | | |

Table 3.8 : $C_C(E_T, \eta)$.

3.4.7 Perte des photons par conversion

Avant de pénétrer dans le calorimètre, les particules qui proviennent du vertex traversent les parois du tube à vide ainsi que celle du détecteur central. Ceci représente une quantité de matière qui, exprimée en terme de fraction de longueurs de radiation, devient non négligable à grande rapidité, comme le montre la figure 3.36. A cause de ces parois une partie des photons se convertissent en paires d'électrons qui sont détectées par le détecteur central. Ces événements sont bien évidemment rejetés par la coupure sur l'isolement dans le détecteur centrale. L'inefficacité introduite est donc directement fonction du nombre de longueurs de radiation de matière traversée (l):

$$If_{CONV.} = 1 - e^{\frac{7}{9}l}$$

Les valeurs moyennes pour nos trois intervalles en rapidité sont:

$$If_{CONV.} = 3.4\% \text{ pour } |\eta| < .8$$

$$If_{CONV.} = 5.2\% \text{ pour } .8 < |\eta| < 1.4$$

$$If_{CONV.} = 13.8\% \text{ pour } 1.6 < |\eta| < 3.$$

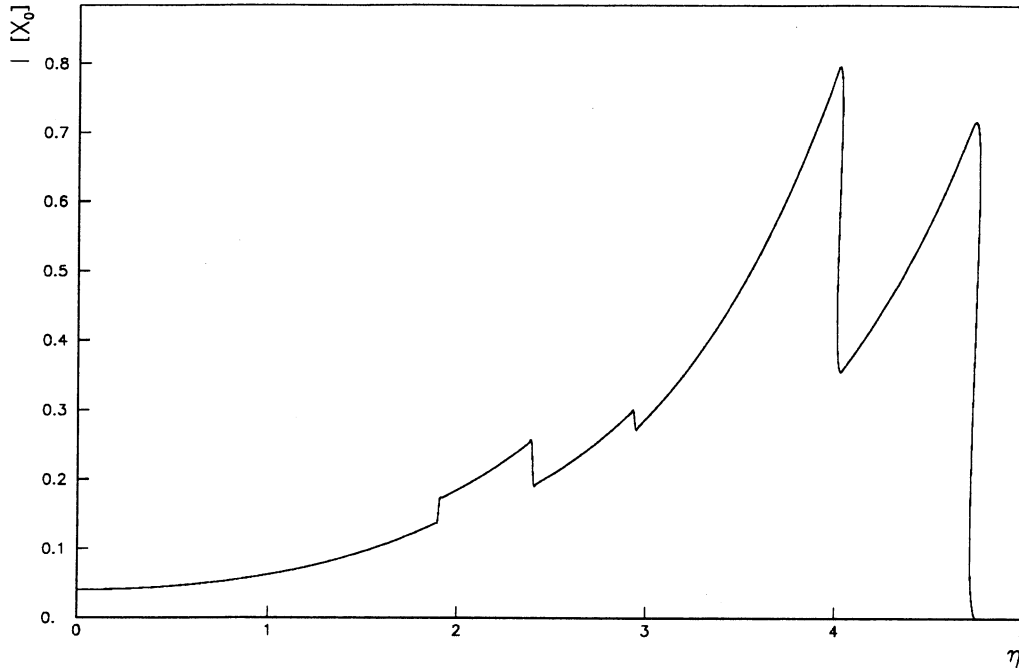


Figure 3.36 : Matière située sur le trajet des photons, en fonction de η .

3.4.8 Résultat: valeur de la section efficace

Nous disposons donc maintenant de la distribution des événements en fonction de l'énergie transverse (dN/dE_T), de la luminosité (L), des valeurs des efficacités (Eff), de la fraction de signal dans notre lot d'événements, $F_\gamma(E_T)$, c'est-à-dire de tous les éléments pour calculer la section efficace qui peut alors s'écrire:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3P} = \frac{1}{2\pi E_T} \frac{d^2N}{\Delta E_T \Delta \eta} \frac{F_\gamma(E_T) C_R(E_T, \eta) C_C(E_T, \eta)}{Eff.L}$$

L'acceptance est de 100% pour les régions de l'appareillage que nous utilisons.

La table 3.9 donne la valeur de la section efficace ainsi obtenue pour les trois domaines en rapidité et pour les deux énergies. Les erreurs systématiques indiquées prennent en compte les incertitudes sur la détermination de la contamination du bruit de fond. Il faut leur ajouter une erreur systématique globale de 23% qui provient de la détermination de la luminosité (15%), de la calibration du calorimètre (3% sur l'énergie qui correspondent à 16% sur la section efficace) et des différentes efficacités (8%).

| $\eta = .8 \text{ (pb/GeV}^2\text{)}$ | | |
|---------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| E_T | $Ed^3\sigma/d^3P(630\text{GeV})$ | $Ed^3\sigma/d^3P(546\text{GeV})$ |
| 17. | $6.42 \pm 0.57 \pm 1.12$ | $3.91 \pm 0.37 \pm 0.44$ |
| 19. | $3.30 \pm 0.33 \pm 0.52$ | $1.74 \pm 0.24 \pm 0.17$ |
| 21. | $1.54 \pm 0.20 \pm 0.22$ | $1.12 \pm 0.19 \pm 0.10$ |
| 23. | $0.74 \pm 0.07 \pm 0.09$ | |
| 25. | $0.50 \pm 0.05 \pm 0.06$ | $0.38 \pm 0.06 \pm 0.03$ |
| 27. | $0.381 \pm 0.047 \pm 0.038$ | |
| 29. | $0.246 \pm 0.037 \pm 0.022$ | |
| 31.5 | $0.123 \pm 0.021 \pm 0.010$ | |
| 34.5 | $0.056 \pm 0.014 \pm 0.004$ | $0.049 \pm 0.013 \pm 0.002$ |
| 37.5 | $0.051 \pm 0.013 \pm 0.003$ | |
| 40.5 | $0.030 \pm 0.010 \pm 0.002$ | |
| 46. | $0.0111 \pm 0.0035 \pm 0.0004$ | $0.0084 \pm 0.0060 \pm 0.0002$ |
| 55. | $0.0039 \pm 0.0018 \pm 0.0001$ | |
| 65. | $0.0037 \pm 0.0016 \pm 0.0000$ | |
| 75. | $0.0013 \pm 0.0009 \pm 0.0000$ | |
| 90. | $0.0002 \pm 0.0002 \pm 0.0000$ | |
| $\eta = 1.1$ | | |
| 17. | $3.98 \pm 0.49 \pm 0.73$ | $2.42 \pm 0.32 \pm 0.35$ |
| 19. | $1.97 \pm 0.27 \pm 0.34$ | $1.47 \pm 0.24 \pm 0.20$ |
| 21. | $1.00 \pm 0.13 \pm 0.17$ | $0.82 \pm 0.17 \pm 0.11$ |
| 23. | $0.52 \pm 0.06 \pm 0.09$ | |
| 25. | $0.397 \pm 0.049 \pm 0.065$ | $0.231 \pm 0.048 \pm 0.029$ |
| 27. | $0.201 \pm 0.034 \pm 0.033$ | |
| 31. | $0.073 \pm 0.011 \pm 0.012$ | |
| 37. | $0.025 \pm 0.006 \pm 0.005$ | $0.0113 \pm 0.0046 \pm 0.0015$ |
| 45. | $0.0052 \pm 0.0020 \pm 0.0010$ | |
| 60. | $0.0005 \pm 0.0003 \pm 0.0001$ | |
| $\eta = 2.3$ | | |
| 16.5 | $0.88 \pm 0.07 \pm 0.32$ | $0.75 \pm 0.13 \pm 0.23$ |
| 17.5 | $0.67 \pm 0.06 \pm 0.24$ | |
| 18.5 | $0.47 \pm 0.05 \pm 0.17$ | $0.36 \pm 0.05 \pm 0.10$ |
| 19.5 | $0.26 \pm 0.03 \pm 0.09$ | |
| 20.5 | $0.20 \pm 0.03 \pm 0.07$ | |
| 21.5 | $0.151 \pm 0.024 \pm 0.052$ | $0.125 \pm 0.026 \pm 0.035$ |
| 22.5 | $0.115 \pm 0.020 \pm 0.040$ | |
| 23.5 | $0.053 \pm 0.013 \pm 0.018$ | |
| 24.5 | $0.050 \pm 0.012 \pm 0.017$ | $0.038 \pm 0.013 \pm 0.010$ |
| 25.5 | $0.020 \pm 0.008 \pm 0.007$ | |
| 28. | $0.0098 \pm 0.0024 \pm 0.0035$ | |
| 32. | $0.0028 \pm 0.0011 \pm 0.0011$ | $0.0017 \pm 0.0006 \pm 0.0005$ |
| 37. | $0.0003 \pm 0.0002 \pm 0.0001$ | |

Table 3.9 : Valeurs de la section efficace de production de photons directs.

CHAPITRE 4

Mesure de la section efficace de production de deux photons

Dans ce chapitre, nous allons mettre en évidence la production de paires de photons directs. Etant donné que les problèmes de séparation du signal du bruit de fond sont identiques à ceux concernant la production d'un photon direct, nous utiliserons abondamment les résultats du chapitre précédent.

Nous allons commencer par rechercher les événements ayant deux photons parmi l'ensemble d'événements contenant un photon et étudiés précédemment. Le nombre d'événements observés étant très faible, nous reprendrons notre analyse avec un nouvel ensemble d'événements provenant d'un déclenchement spécifique à la recherche de paires de particules électromagnétiques. Nous détaillerons alors le calcul du bruit de fond et des différentes inefficacités afin d'obtenir une section efficace qui sera comparée aux prédictions théoriques au cours du prochain chapitre.

Précisons que cette étude se limite aux données prises en 1984 et 1985, c'est-à-dire à une énergie de 630 GeV dans le centre de masse.

4.1. Recherche de paires de photons dans l'ensemble "déclenchement un photon"

4.1.1 Sélection des événements

Cette première analyse est relativement simple, puisqu'elle consiste à rechercher un deuxième photon dans les événements contenant un photon, étudiés au cours du chapitre précédent. Plus précisément, nous sélectionnerons les événements qui proviennent du déclenchement "un impact électromagnétique" et qui contiennent deux candidats photons satisfaisant les critères de qualité utilisés pour l'analyse "un photon" et qui ont:

- un photon avec $E_T > 20\text{GeV}$ et $L_\gamma > 0$.
- un deuxième photon avec $E_T > 12\text{GeV}$ et sans critère sur L_γ .

La table 4.-1 récapitule de manière détaillée les coupures utilisées. Seuls deux événements satisfont ces critères de sélections.

| Coupure | Critère |
|---------------------|--|
| Energie transverse | $E_T > 20\text{GeV}$ pour un photon |
| Isolement | $E_T > 12\text{GeV}$ pour le deuxième photon $\sum_{\Delta R=..7} E_T < \text{Min}(2\text{GeV}, .1E_T)$ $\sum_{\Delta R=..7} p_T < \text{Min}(2\text{GeV}, .1E_T)$ |
| Qualité de l'impact | $E_{had} < \text{max}(200\text{MeV}, 1\%E)$ $\chi_G^2 < 1$ pour les gondoles $\Delta\phi_{max} < 3\sigma$ pour les gondoles Energie transverse manquante $< 2.5\sigma$ $\sigma_y, \sigma_z > 2\text{cm}$ pour les bouchons $\sigma_y^2 + \sigma_z^2 < (7\text{cm})^2$ pour les bouchons |
| Acceptance | $ \phi < 75^\circ$ $ \eta < 1.4$ et $1.6 < \eta < 3$. |
| L_γ | $L_\gamma > 0$ pour le premier photon (coupure sur l'isolement et F_{S1n}) |

Table 4.1 : Critère de sélection des événements 2 photons.

4.1.2 Paramètres des événements sélectionnés

Les caractéristiques des événements sélectionnés sont données par la table 4.2. Ils sont visualisés par les figures 4.1 et 4.2. Ces deux événements ont une topologie très simple puisqu'en plus de l'événement sous-jacent qui est peu "actif", ils ne contiennent que deux photons qui sont opposés dans le plan transverse. Cette topologie correspond tout à fait à ce que nous attendons du graphe d'annihilation décrit au chapitre 1.

Il est aussi intéressant de noter que bien que nous ayons des critères de sélection plus larges pour le deuxième photon ($E_T > 12\text{GeV}$ et pas de coupure sur L_γ), il est dans les deux cas de bonne qualité ($L_\gamma > 0$.) Ceci suggère que le bruit de fond est à un niveau très

faible, ce qui est confirmé par le calcul réalisé avec la méthode qui est décrite plus loin et qui prédit 0.04 événement de bruit de fond, compte tenu de nos critères de sélection. Précisons que, dans le cas des événements à deux photons, le bruit de fond a deux origines distinctes. Il y a les événements à deux jets où les deux jets, à cause des fluctuations de la fragmentation, apparaissent comme des photons dans le détecteur, et les événements photon direct où le jet opposé au vrai photon apparaît lui aussi comme un photon.

| événement | $E_{T\gamma 1}/E_{T\gamma 2}$ | $\eta_{\gamma 1}/\eta_{\gamma 2}$ | $L_{\gamma 1}/L_{\gamma 2}$ | $M_{\gamma\gamma}$ | $\Delta\phi$ |
|---------------|-------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------|--------------------|--------------|
| A (12861/105) | 23.3/22.7 | 1.2/0.1 | 1.4/3.1 | 53.2 | 180^0 |
| B (16864/287) | 31.7/30.4 | 2.0/1.0 | 0.5/0.5 | 68.6 | 178^0 |

Table 4.2 : Paramètres des événements 2 photons.

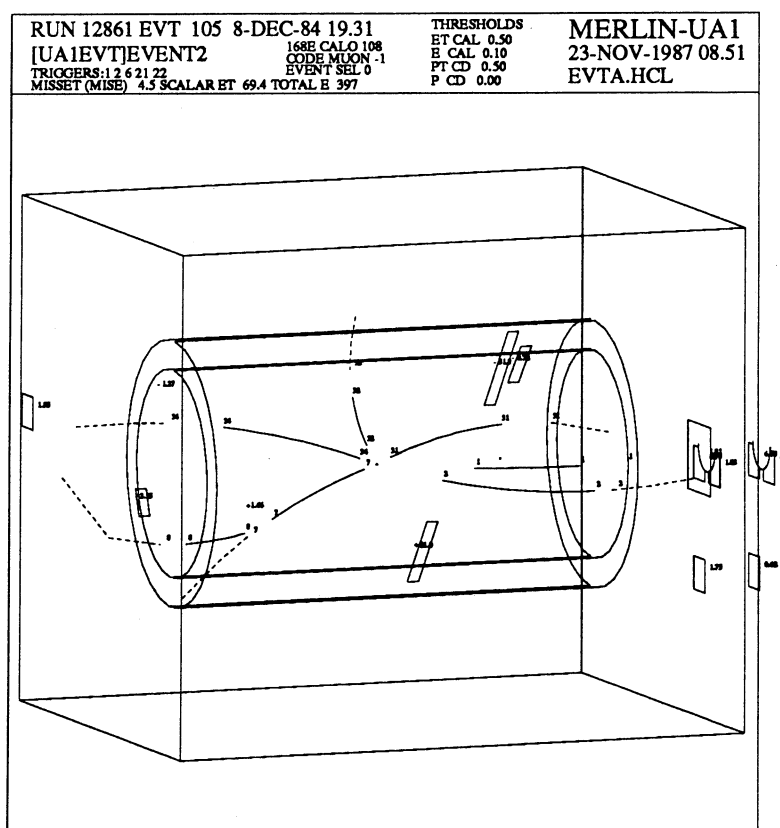


Figure 4.1 : Evénement A (candidat deux photons).

RUN 16864 EVT 287 7-NOV-85 12.12
 [UA1EVT]EVENT5 168E CALO 108
 CODE MUON -1
 TRIGGERS:12 3 6 21
 MISSET (NUCL) 2.9 SCALAR ET 109.7 TOTAL E 542

THRESHOLDS
 ET CAL 0.80
 E CAL 0.10
 PT CD 0.90
 P CD 0.00

MERLIN-UA1
 23-NOV-1987 08.56
 EVTB.HCL

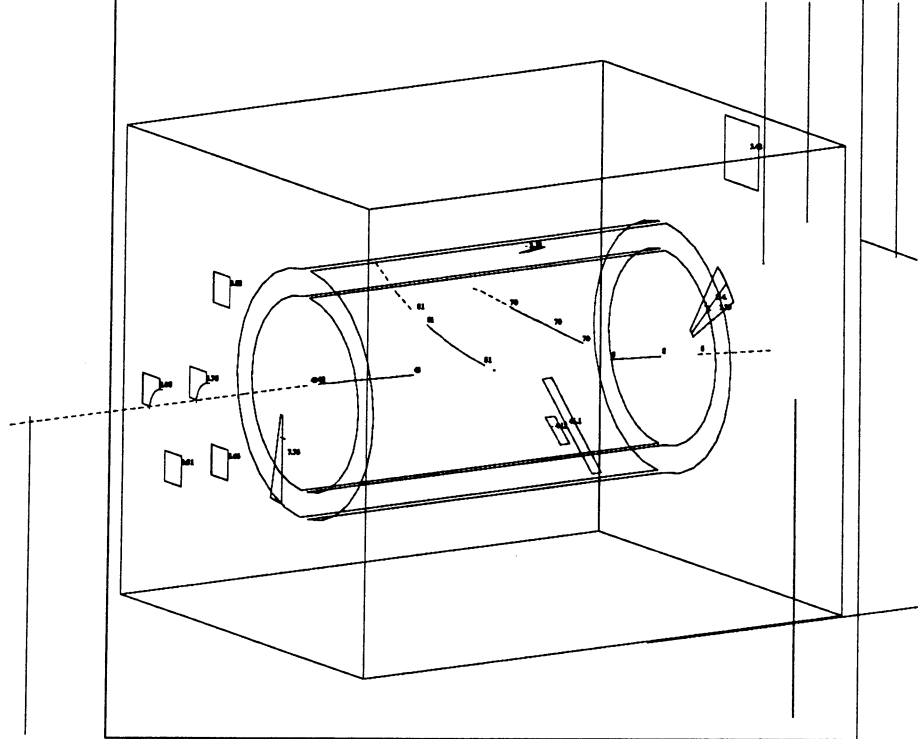


Figure 4.2 : Evénement B (candidat deux photons).

4.2. Etude de l'ensemble "déclenchement deux impacts"

4.2.1 Sélection

Nous reprenons maintenant notre recherche d'événements à deux photons dans un ensemble d'événements spécialement sélectionnés qui proviennent du déclenchement "deux impacts électromagnétiques". Un tel déclenchement présente l'avantage de pouvoir sélectionner des impacts de plus basse énergie transverse puisque, comme nous l'avons vu au chapitre 2, les seuils des valeurs des énergies transverses sont de 10GeV pour le déclenchement 1 impact, et de 6GeV (ou très occasionnellement 8GeV) pour le déclenchement 2 impacts.

Les critères de sélection utilisés sont à nouveau très proches de ceux de l'analyse du chapitre 3 puisque nous utilisons les mêmes critères de qualité pour chacun des deux impacts qui doivent avoir une énergie transverse supérieure à 12 GeV. L'ensemble de ces critères, récapitulés par la table 4.3, fournissent 6 événements pour l'ensemble des données prises à 630GeV. Leurs caractéristiques sont répertoriées par la table 4.4. Notons que la valeur de 12 GeV, largement supérieure à la valeur du seuil, permet d'éliminer les problèmes des corrections des inefficacités du système de déclenchement (voir figure 2.6).

| Coupure | Critère |
|---------------------|---|
| Energie transversee | $E_T > 12\text{GeV}$ pour les 2 photons |
| Isolement | $\sum_{\Delta R=.7} E_T < \min(2\text{GeV}, .1E_T)$ $\sum_{\Delta R=.7} p_T < \min(2\text{GeV}, .1E_T)$ |
| Qualité de l'impact | $E_{had} < \max(200\text{MeV}, 1\%E)$ $\chi_G^2 < 1$ pour les gondoles $\Delta\phi_{max} < 3\sigma$ pour les gondoles Energie transverse manquante $< 2.5\sigma$ $\sigma_y, \sigma_z > 2\text{cm}$ et $\sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2} < 7\text{cm}$ pour les bouchons |
| Acceptance | $ \phi < 75^\circ$ $ \eta < 1.4$ ou $1.6 < \eta < 3$. |
| L_γ | $L_\gamma > 0$ pour les 2 photons(coupure sur l'isolement et F_{S1n}) |

Table 4.3 : Critères de sélection des événements 2 photons.

| événement | $E_{T\gamma1}/E_{T\gamma2}$ | $\eta_{\gamma1}/\eta_{\gamma2}$ | $L_{\gamma1}/L_{\gamma2}$ | $M_{\gamma\gamma}$ | $\Delta\phi$ |
|----------------|-----------------------------|---------------------------------|---------------------------|--------------------|--------------|
| A (12861/105) | 23.3/22.7 | 1.2/0.1 | 1.4/3.1 | 53.2 | 180° |
| B (16864/287) | 31.7/30.4 | 2.0/1.0 | 0.5/0.5 | 68.6 | 178° |
| C (16465/724) | 14.8/12.0 | 1.7/-.6 | 0.5/1.8 | 48.1 | 171° |
| D (16602/1227) | 13.9/13.2 | -.4/-.1.1 | 0.3/1.8 | 28.0 | 155° |
| E (16641/954) | 18.7/15.4 | -.9/-.3 | 1.5/1.5 | 35.3 | 174° |
| F (18800/1044) | 14.0/12.6 | -2.6/.3 | 1.8/0.3 | 58.0 | 174° |

Table 4.4 : Paramètres des événements 2 photons.

Parallèlement à notre ensemble de bons événements, que nous appellerons "++", nous sélectionnons deux autres types d'événements en ne modifiant que le critère sur la valeur de L_γ . Nous obtenons:

- 4 événements avec les deux photons ayant $L_\gamma < 0$ (événement "- -").
- 7 événements ayant un photon avec une valeur positive de L_γ et l'autre avec une valeur négative (événements "+ -").

Ces événements vont nous permettre de vérifier et d'ajuster notre calcul de bruit de fond, puisqu'à cause de la distribution des photons directs en fonction de L_γ , ces événements sont principalement du bruit de fond, particulièrement pour les événements "- -".

4.2.2 Calcul du bruit de fond

Comme nous l'avons déjà signalé, les deux origines du bruit de fond sont les événements deux-jets et les événements photon-jet, où, dans les deux cas, les jets fragmentent en un ou plusieurs π^0 qui se manifestent dans le détecteur de la même manière qu'un photon direct. La quantité importante est donc la probabilité qu'un jet apparaisse comme un photon. Nous la noterons $P_{\text{jet} \rightarrow \gamma}$.

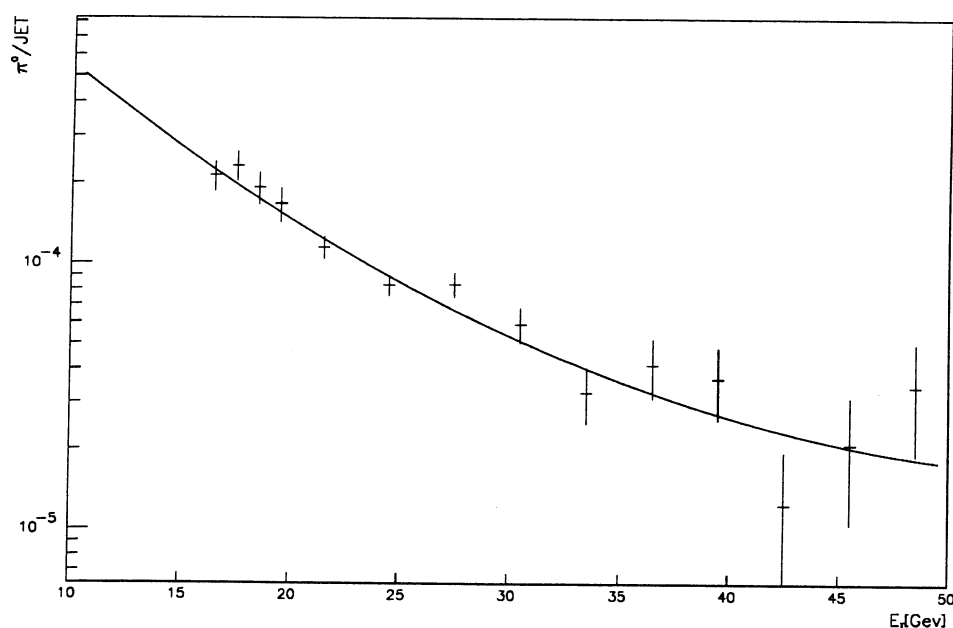


Figure 4.3 : $P_{\text{jet} \rightarrow \gamma}$ en fonction de E_T .

Or cette quantité est facilement déterminable, grâce aux résultats du chapitre 3. En effet, au cours de ce chapitre, nous avons sélectionné de manière inclusive les candidats photons directs. Nous avons déterminé la fraction de vrais photons directs, et donc nous connaissons la fraction de π^0 . Nous obtenons ainsi de manière immédiate le nombre de π^0 qui satisfont nos critères de sélection, et, en divisant ce nombre par la section efficace inclusive de production de jet déterminé par UA1 [4.1], nous obtenons $P_{\text{jet} \rightarrow \gamma}$. Le résultat en fonction de l'énergie transverse du jet est présenté par la figure 4.3. La ligne continue est la paramétrisation que nous allons utiliser pour notre calcul du bruit de fond. Notons que l'erreur systématique sur $P_{\text{jet} \rightarrow \gamma}$ est de 75%, et provient essentiellement de l'incertitude

sur la normalisation de la section efficace inclusive de jet (70%).

L'étape suivante dans le calcul du bruit de fond est très simple, puisqu'elle consiste à prendre tous les événements qui ont un photon et un jet, et à multiplier par la probabilité pour qu'un jet donne un π^0 , pour obtenir le bruit de fond pour les événements à deux photons, c'est-à-dire, à prendre tous les événements photon+jet du chapitre précédent, tels que l'énergie transverse du photon et du jet soit supérieure et à une valeur minimale (E_{Tcut}), à leur affecter un poids égal à $P_{jet \rightarrow \gamma}(E_{Tjet})$ et à sommer les poids. Bien évidemment, dans le cas où dans l'événement, il y a plus d'un jet d'énergie transverse supérieure à E_{Tcut} , on comptabilise aussi la contribution des jets additionnels. Malheureusement, à cause du seuil assez élevé utilisé pour les événements à un photon, le nombre d'événements bruit de fond ne peut être calculé que pour des valeurs de E_{Tcut} supérieures à 16 GeV. Cependant, comme le montre la figure 4.4a, où l'erreur systématique de $\pm 75\%$ n'a pas été indiquée, le nombre d'événements bruit de fond qui ont les 2 photons avec $L_\gamma > 0 (N_f^{++})$ suit une loi parfaitement exponentielle pour des valeurs de E_{Tcut} comprises entre 16 et 30 GeV. Une extrapolation à 12 GeV est donc peu risquée. Cette extrapolation est d'autant moins risquée qu'elle s'accompagne du calcul du nombre d'événements de type " - " (N_f^{--}).

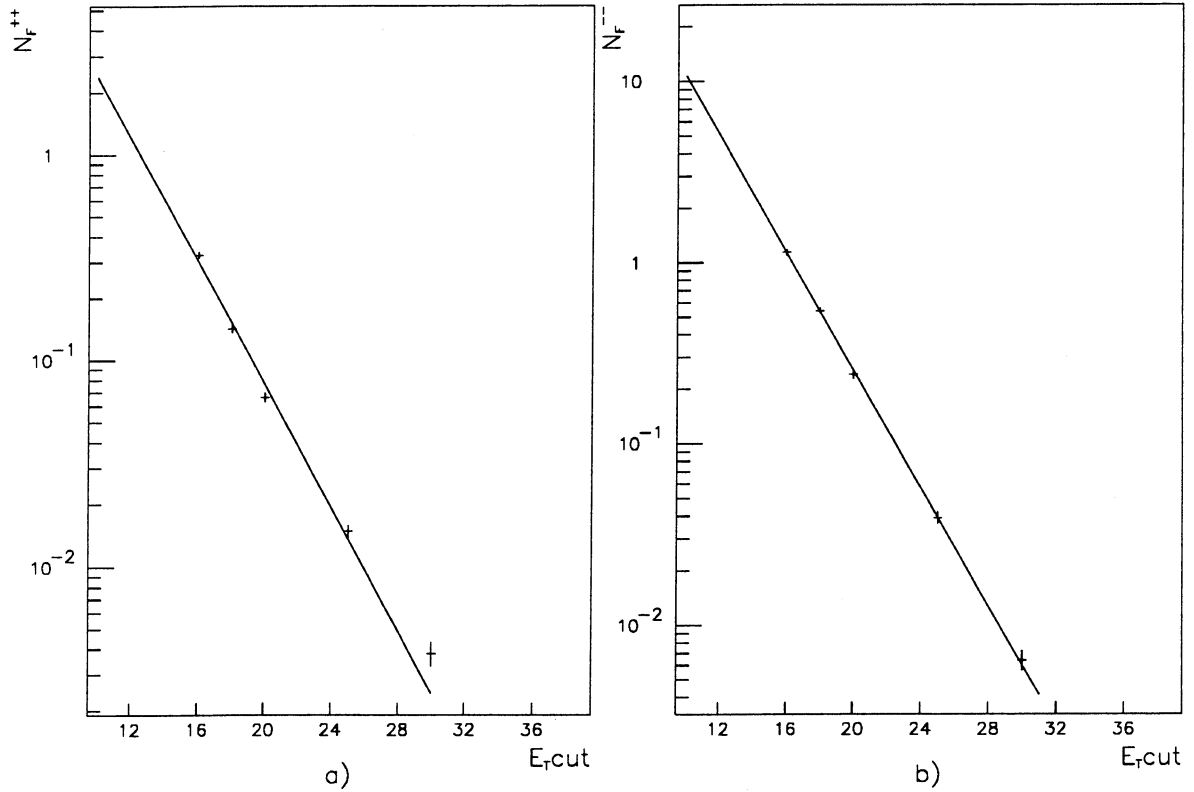


Figure 4.4 : N_f^{++} et N_f^{--} en fonction de E_{Tcut} .

N_f^{--} est effectué suivant la même technique que pour N_f^{++} . Les seuls paramètres supplémentaires sont les probabilités pour qu'un photon et qu'un π^0 aient $L_\gamma > 0$, et la fraction de photon direct dans l'ensemble d'événements à un photon puisque la combinatoire n'est pas la même pour les événements photon direct plus jet et deux jets. Le résultat est présenté par la figure 4.5b. N_f^{+-} se calcule de la même manière. Nous obtenons les valeurs

numériques suivantes:

$$\begin{aligned} N_f^{++} &= 1.2 \pm .9 \\ N_f^{--} &= 5.1 \pm 3.8 \quad (\text{pour } E_{T\text{cut}} = 12\text{GeV}) \\ N_f^{+-} &= 4.4 \pm 3.3 \end{aligned}$$

Le nombre prédit d'événements bruit de fond (N_f^{++}) ne suffit donc pas à expliquer les six événements de type "++". Nous avons donc besoin des événements à deux photons directs pour expliquer nos données. Le nombre d'événements "--" prédits est par contre tout à fait compatible avec les quatre événements observés, et confirme notre calcul du bruit de fond.

Ce calcul souffre malheureusement d'une erreur systématique importante qui correspond essentiellement aux incertitudes sur la normalisation de la section efficace inclusive de jet. Cette erreur est fortement corrélée pour N_f^{++} , N_f^{--} et N_f^{+-} . Un moyen simple de la réduire consiste à renormaliser notre calcul de bruit de fond sur la valeur que nous mesurons et qui est le nombre d'événements "--" (Le nombre d'événements à deux photons directs qui entre dans cette catégorie est négligeable). Nous obtenons alors la valeur finale pour le nombre d'événements bruit de fond:

$$\begin{aligned} N_f^{++} &= .9 \pm .45 \\ N_f^{--} &= 4.0 \pm 2. \quad (\text{fixé à partir des données}) \\ N_f^{+-} &= 3.4 \pm 1.7 \end{aligned}$$

Le nombre d'événements à deux photons directs d'énergie transverse supérieure à 12 GeV est donc:

$$N_{\gamma\gamma}(E_T > 12\text{GeV}) = 5.1 \pm .45$$

Compte tenu de cette valeur et des efficacités de la coupure sur la valeur de L_γ , on attend 3.1 événements à deux photons directs de type "+-", ce qui, ajouté aux 3.4 événements de bruit de fond, est tout à fait compatible avec les sept événements "+-" observés. Ceci confirme la validité de notre calcul de bruit de fond.

4.2.3 Calcul de la section efficace de production de paires de photons directs

Nous avons calculé au cours du paragraphe précédent le nombre d'événements à deux photons directs. Pour obtenir la section efficace, il faut diviser ce nombre par la luminosité (567nb^{-1}), corriger des effets d'efficacité et d'acceptance. En principe, ces corrections sont faites en utilisant un programme de simulation, à la fois de l'interaction et du détecteur. Cependant, compte tenu du faible nombre d'événements, nous utiliserons un modèle naïf qui est néanmoins proche de la réalité. Nous supposons que les deux photons sont émis de manière tout à fait symétrique en ϕ , et de manière indépendante en η . Dans ces conditions, l'acceptance dans le domaine en rapidité allant de -3 à 3, multipliée par l'efficacité moyenne de détection d'un événement à deux photons directs est de $23.8 \pm 5\%$. Un calcul immédiat donne la valeur suivante de la section efficace de production d'événements à deux photons directs:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 38 \pm 19 \pm 10\text{pb pour } E_{T\gamma} > 12\text{GeV et } |\eta_\gamma| < 3$$

La section efficace que nous venons de calculer est une section efficace intégrée, où les deux photons satisfont la condition $E_T > 12\text{GeV}$. Elle n'est donc pas directement comparable à la section efficace théorique dont nous disposons, qui est exprimée en fonction de l'énergie transverse d'un photon et de la variable z définie par $z = \vec{E}_{T\gamma 1} \cdot \vec{E}_{T\gamma 2} / E_{T\gamma 1}^2$ (voir chapitre 1). Afin d'avoir un domaine d'intégration identique au cas théorique, nous rajoutons à nos critères de sélection une coupure cinématique sur la valeur de z :

$$z > z_{\min} \text{ avec } z_{\min} = 12\text{GeV}/E_{T\gamma 1}$$

Le rôle du photon "1" est joué alternativement par les deux photons. Les événements peuvent donc être comptés zéro, une ou deux fois dans la section efficace. La table 4.5 donne les valeurs de z et de z_{\min} pour nos six événements. Dix combinaisons sur les douze possibles satisfont nos critères. La section efficace intégrée est donc:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 63 \pm 32 \pm 17\text{pb}$$

$$\text{pour } E_{T\gamma 1} > 12\text{GeV}, z_{\min} > 12\text{GeV}/E_{T\gamma 1} \text{ et } |\eta_\gamma| < 3$$

Cette valeur est une valeur intégrée sur un large domaine cinématique. Nous pouvons la ramener à une valeur en un point bien défini en la multipliant par un facteur correctif qui est le rapport entre la section efficace calculée en un point et la section efficace intégrée. Ce facteur correctif est calculé en utilisant la section efficace théorique. Le résultat de ce calcul est:

$$\frac{Ed^3\sigma_{\gamma\gamma}}{d^3P} = .0057 \pm .0029 \pm .0015\text{pb/GeV}^2 \text{ pour } p_T = 20\text{GeV et } \eta = 0.$$

| événement | z_1 | $z_{1\min}$ | z_2 | $z_{2\min}$ |
|-----------|-------|-------------|-------|-------------|
| A | .972 | .514 | 1.029 | .529 |
| B | .959 | .379 | 1.042 | .395 |
| C | .805 | .813 | 1.213 | .909 |
| D | .861 | .865 | 0.951 | .909 |
| E | .818 | .641 | 1.210 | .780 |
| F | .892 | .856 | 1.110 | .955 |

Table 4.5 : Valeurs des paramètres z des événements 2 photons.

CHAPITRE 5

Discussion des résultats

Voici donc le chapitre où, grâce aux résultats expérimentaux que nous venons d'obtenir dans les chapitres précédents, nous allons pouvoir tester les prédictions de QCD, et essayer de faire progresser notre compréhension des interactions hadroniques. Cependant, nous n'ignorerons pas les tests déjà effectués et nous commencerons donc par comparer la section efficace de production de photons directs au modèle qui semble le plus complet (voir chapitre 1) et ceci dans des domaines cinématiques nouveaux (grande impulsion transverse et grande rapidité). Nous verrons à ce moment-là, l'importance du critère d'isolement. Nous montrerons qu'aux énergies où nous travaillons, les prédictions de QCD dépendent peu des paramètres "libres" tels que le choix de l'échelle d'énergie utilisée pour le calcul de la constante de couplage α_s , la valeur du paramètre Λ , et le choix des fonctions de structure. Nous comparerons alors nos résultats à ceux des expériences précédentes. Nous étudierons ensuite diverses distributions topologiques. Puis nous ferons un rapprochement entre la section efficace de production de photons directs et celle de production de paires de muons de faible masse, qui se fait par l'intermédiaire d'un photon virtuel. Enfin, la section efficace de production de paires de photons ainsi que la symétrie du processus sera comparée aux prédictions théoriques.

5.1. Section efficace de production d'un photon direct

5.1.1 Première comparaison avec le modèle théorique présenté au chapitre 1

Nous commençons donc notre discussion des résultats par la méthode la plus simple, et qui consiste à porter sur la même figure les sections efficaces expérimentales et théoriques. L'accord entre les deux types de distribution est très bon, comme le montrent les figures 5.1 et 5.2, qui présentent les résultats obtenus à $\sqrt{s} = 546$ et 630 GeV, pour les trois domaines en rapidité étudiés. Précisons que pour ces figures, les erreurs expérimentales sont identiques à celles données par les tables de section efficace du chapitre 3, à savoir que l'erreur systématique ne correspond qu'à l'incertitude sur la correction de bruit de fond et qu'il y a donc en plus une erreur systématique globale de $\pm 23\%$ provenant de la luminosité, de la calibration et des différentes efficacités. Les lignes pointillées représentent la section efficace inclusive de production de photons directs. Elles sont calculées avec le modèle théorique présenté au chapitre 1, c'est-à-dire que les calculs sont fait à l'ordre α_s^2 , que le choix de l'échelle d'énergie découle du principe d'optimisation et que les fonctions de structure sont celles de Duke et Owens, ensemble numéro 1. Les lignes continues correspondent à la même théorie, mais avec en plus l'application d'un critère d'isolement. Ceci est réalisé en excluant de la zone d'intégration de la section efficace théorique, un cône de 57° d'ouverture, soit 1 radian, ce qui est la taille du cône dans lequel nous calculons l'isolement. Bien sûr, cette condition n'est appliquée que pour les graphes où le photon est produit par bremsstrahlung dans l'état final.

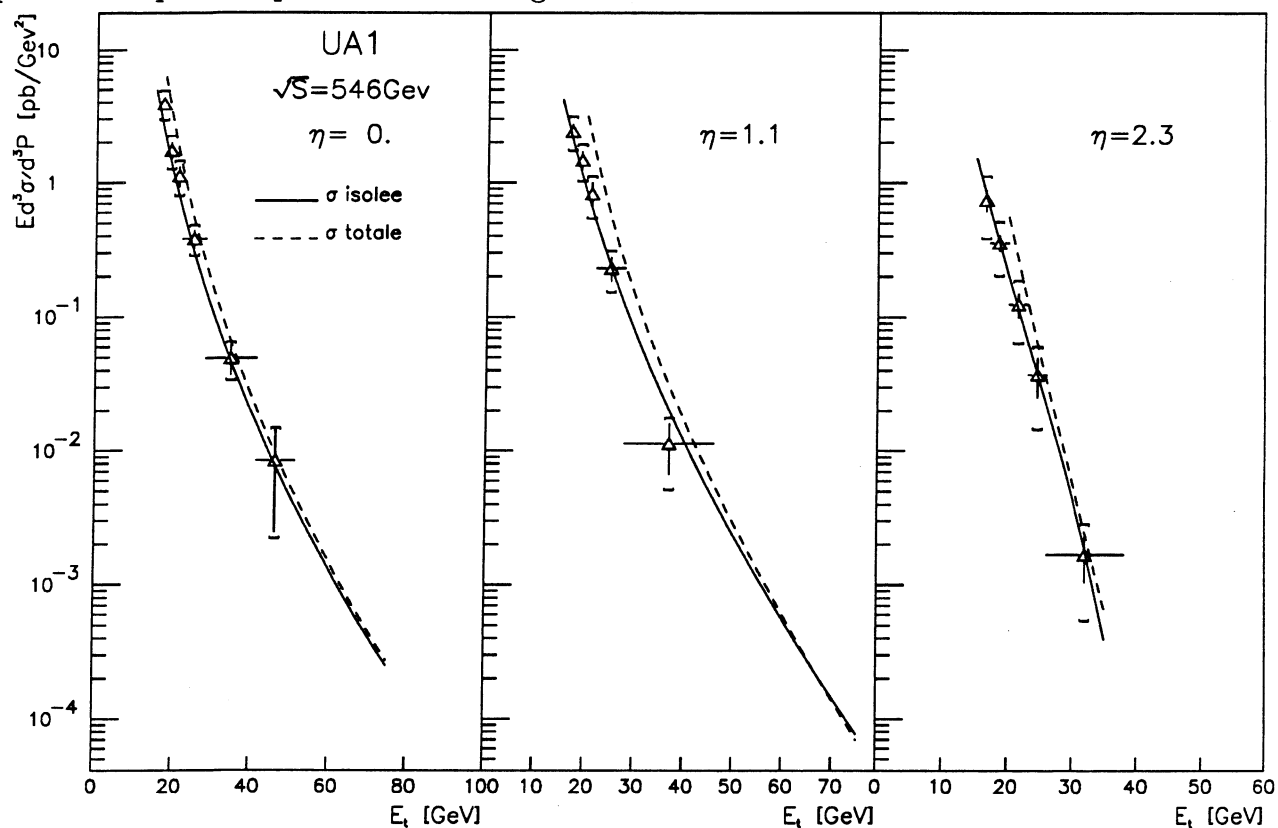


Figure 5.1 : Section efficace mesurée à 546 GeV.

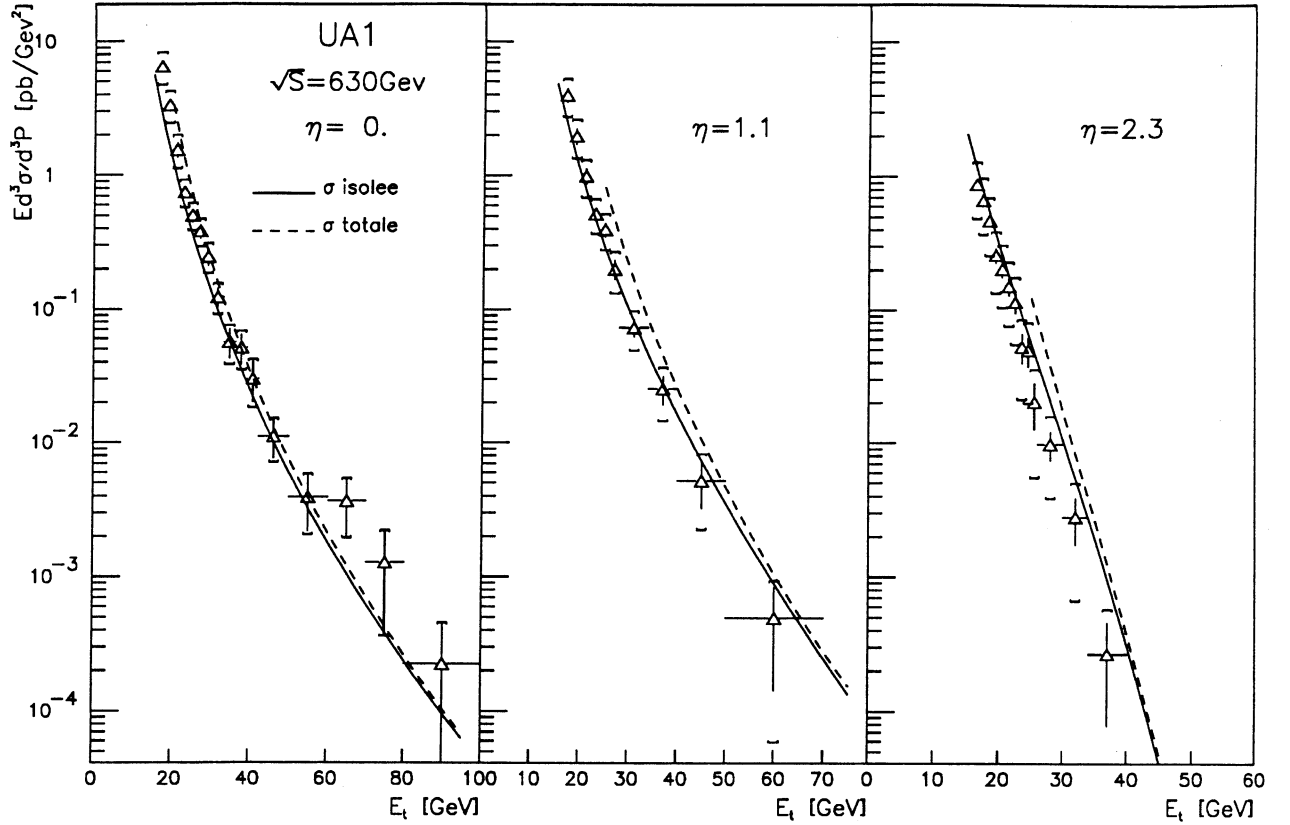


Figure 5.2 : Section efficace mesurée à 630 GeV.

5.1.2 Deuxième comparaison avec le modèle théorique présenté au chapitre 1

Le bon accord entre l'expérience et la théorie des figures 5.1 et 5.2 nous incite à présenter nos résultats de manière plus sensible en faisant le rapport des sections efficaces expérimentales et théoriques et en remplaçant l'échelle logarithmique par une échelle linéaire. Le résultat est présenté sur la figure 5.3. La section efficace théorique utilisée comme numérateur est la section efficace isolée (voir paragraphe précédent). La variable utilisée en abscisse est définie par:

$$x_t = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$$

Son utilisation permet de présenter sur la même figure les données obtenues à 546 GeV (triangles) et à 630 GeV (carrés). Comme pour les figures précédentes, il faut rajouter une erreur systématique globale de $\pm 23\%$. Afin d'alléger la figure, l'erreur sur la soustraction du bruit de fond a été ajoutée aux erreurs statistiques, et est donc incluse dans les barres d'erreur. Le commentaire qui peut être fait au vu de cette figure est que l'accord entre expérience et théorie n'est pas si mauvais que cela, étant donné les barres d'erreur. Le léger désaccord à petites valeurs de x_t n'a rien de très inquiétant puisqu'il se manifeste dans une région où les effets du critère d'isolement deviennent très importants comme l'atteste la ligne pointillée qui est le rapport entre la section efficace totale et la section efficace isolée. D'autre part, un effet systématique qui correspondrait à une diminution de la section efficace expérimentale par rapport aux prédictions théoriques lorsque la rapidité

augmente, semble se manifester. Il n'est cependant pas significatif, puisqu'il est de l'ordre de grandeur des erreurs systématiques sur la soustraction des π^0 , qui sont incluses dans les barres d'erreur, et que ces erreurs sont relativement indépendantes pour les trois domaines de rapidité, atteignant 40% (voir table 3.9) pour la région $1.6 < |\eta| < 3$.

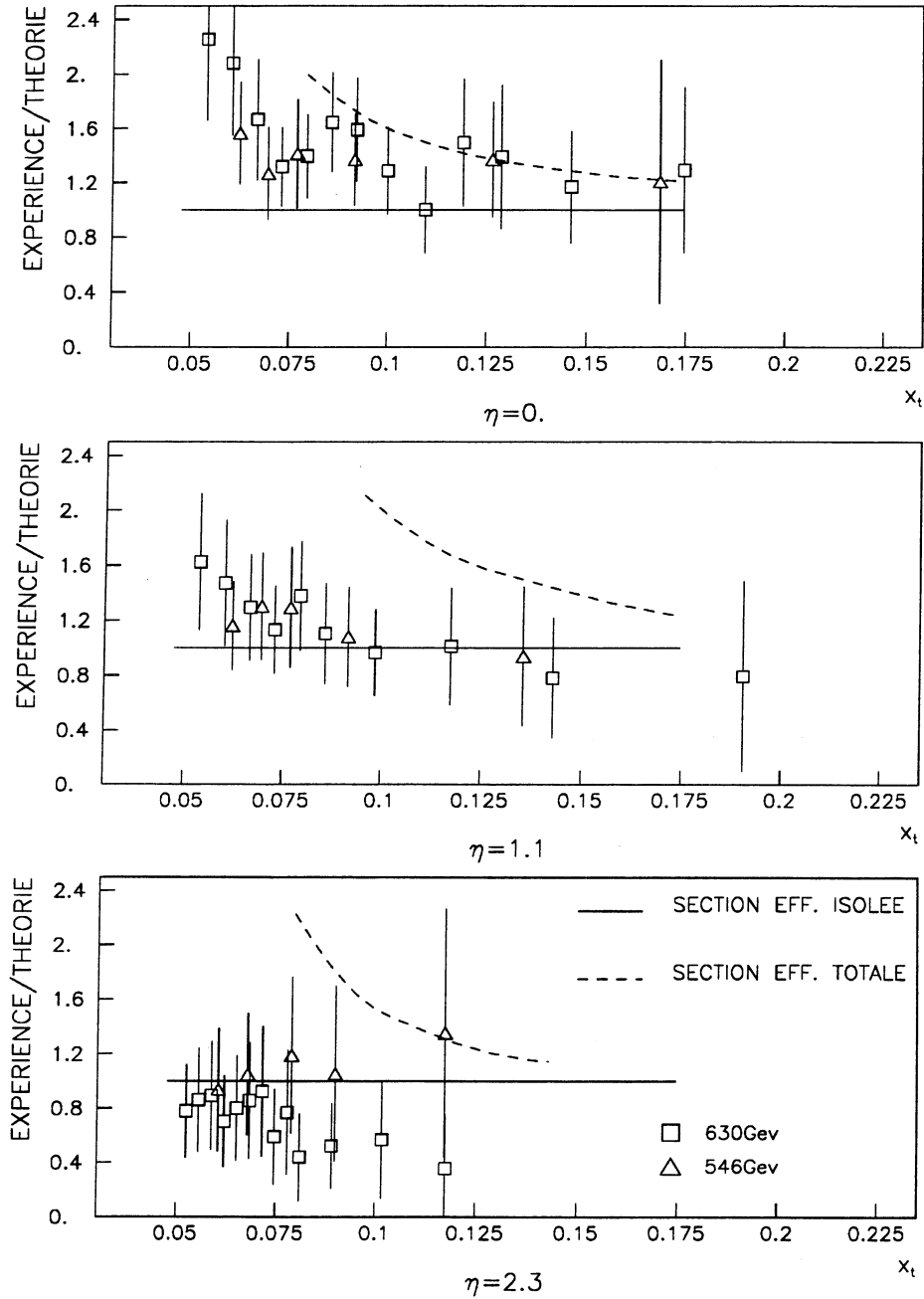


Figure 5.3 : Rapport expérience / théorie.

5.1.3 Sensibilité au choix de l'échelle d'énergie

Dans le modèle théorique que nous utilisons, un certain nombre de paramètres ne sont pas imposés par la théorie et proviennent de mesures expérimentales. Il est donc intéressant d'étudier notre sensibilité au choix de ces paramètres. L'échelle d'énergie Q^2

est l'un de ces paramètres. Nous avons déjà signalé au chapitre 1 que plusieurs choix sont possibles. Ils sont comparés aux données sur la figure 5.4, qui présente le rapport entre section efficace expérimentale et section efficace théorique, de manière identique à la figure précédente, la théorie de référence étant toujours calculée avec l'échelle optimisée. Comme on peut le constater, il est impossible de choisir une des échelles d'énergie, étant donné que les différents choix de Q^2 ne modifient pas la section efficace de plus de 20%, soit de l'ordre de grandeur de l'erreur systématique globale qui est de 23%.

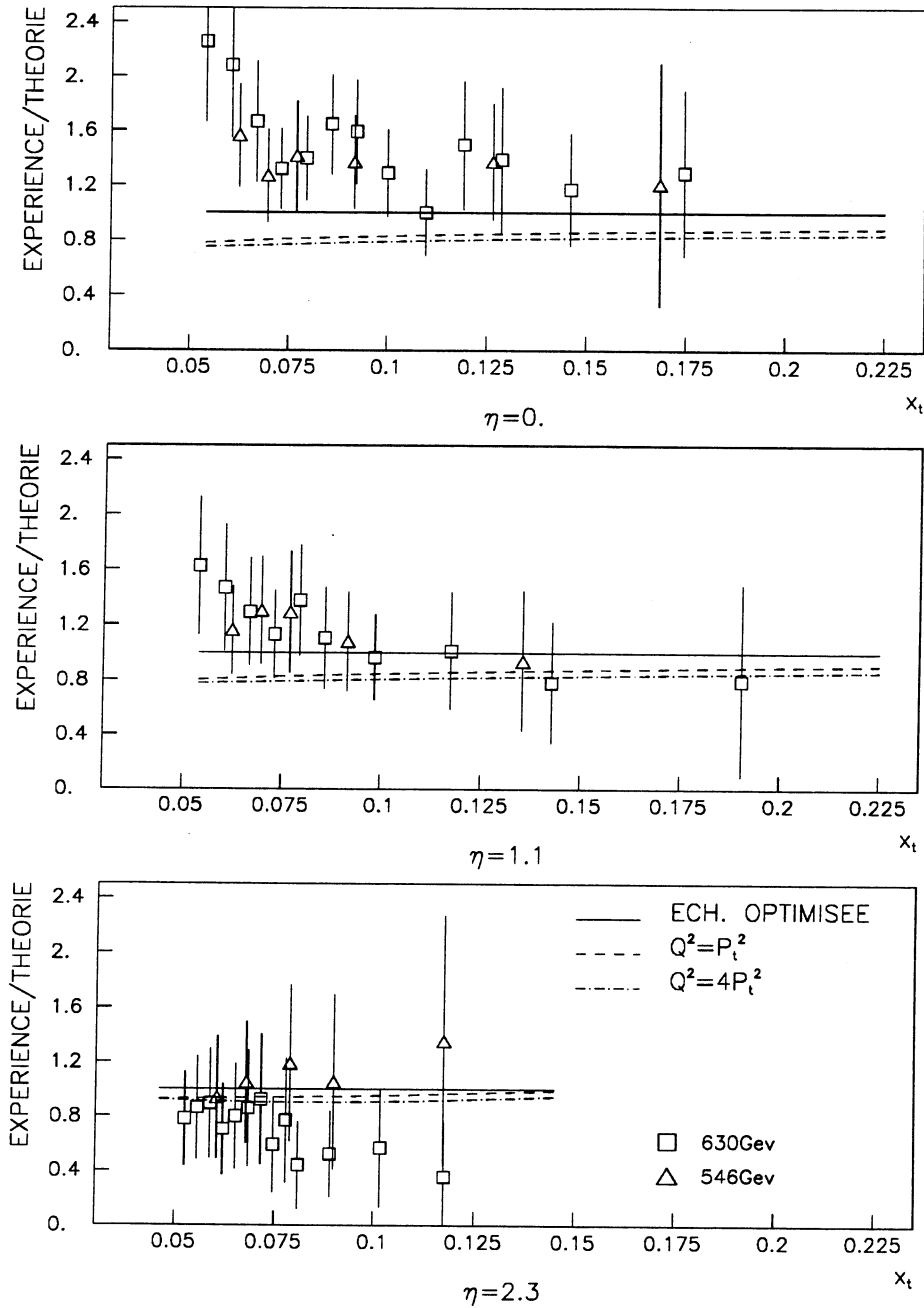


Figure 5.4 : Test du choix de l'échelle d'énergie.

5.1.4 Sensibilité à la valeur de Λ

De la même manière que précédemment, nous pouvons étudier l'influence du paramètre de QCD, Λ . Notre théorie de référence, qui est toujours la même, est calculée avec $\Lambda = 200 \text{ MeV}$. Comme le montre la figure 5.5, une variation d'un facteur deux de Λ autour de sa valeur de référence n'induit qu'au maximum 30% de modification de la section efficace.

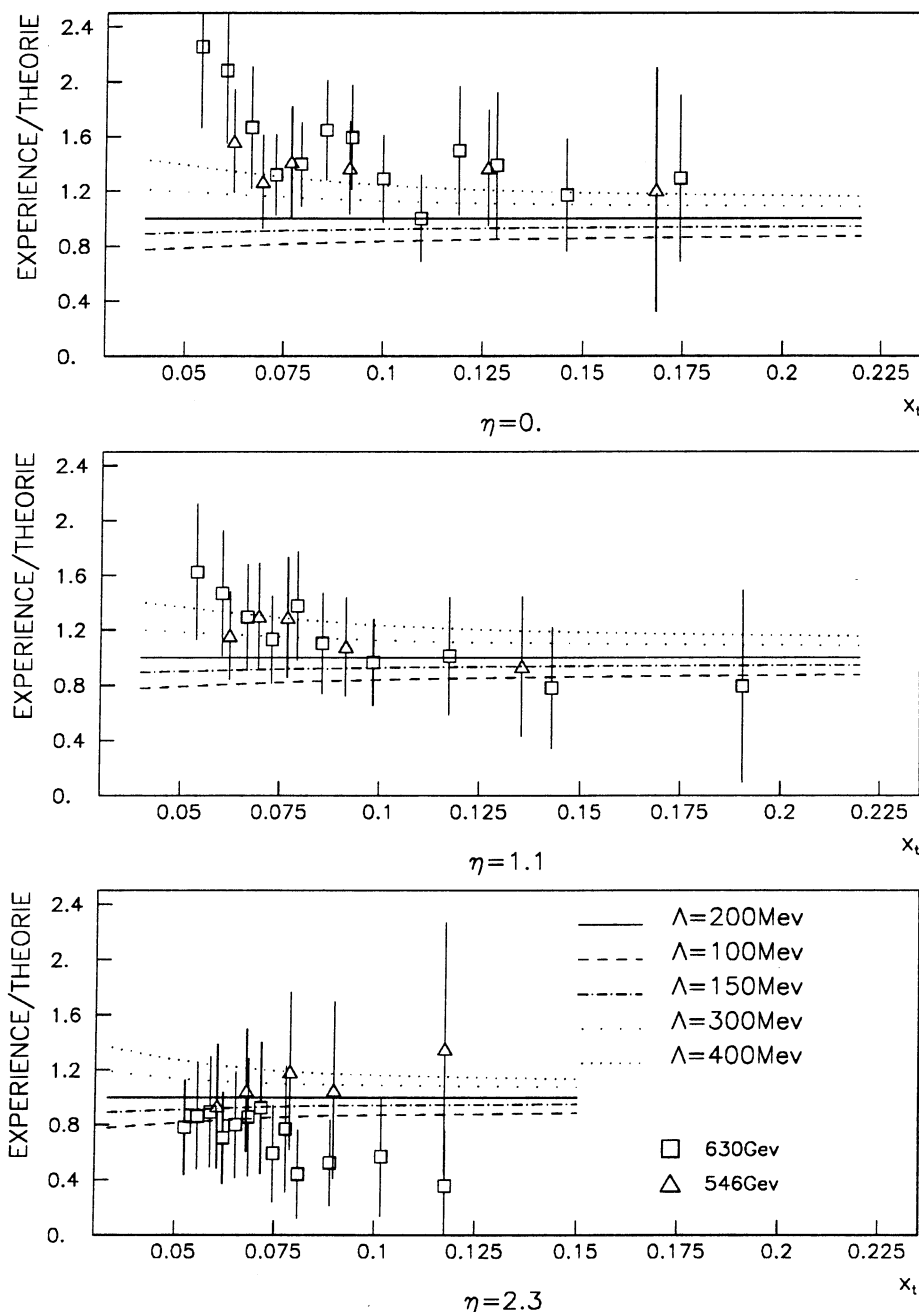


Figure 5.5 : Test de la valeur de Λ .

Etant donné l'erreur systématique globale de 23%, il est donc à nouveau difficile de conclure, bien que la valeur de 200 MeV semble globalement la plus adaptée.

Ces deux résultats (faible sensibilité au choix de Q^2 et de Λ) se comprennent assez

bien si l'on se souvient que ces deux paramètres interviennent dans la section efficace par le biais d'un logarithme dans la constante de couplage α_s :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{25 \log(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{expression au premier ordre})$$

et que les valeurs de Q^2 auxquelles nous travaillons (quelques centaines de GeV^2) sont grandes par rapport à celle de Λ . Tout ceci est illustré par la figure 5.6 qui présente la dépendance de α_s en fonction de Q^2 , calculée avec l'expression ci-dessus, pour différentes valeurs de Λ .

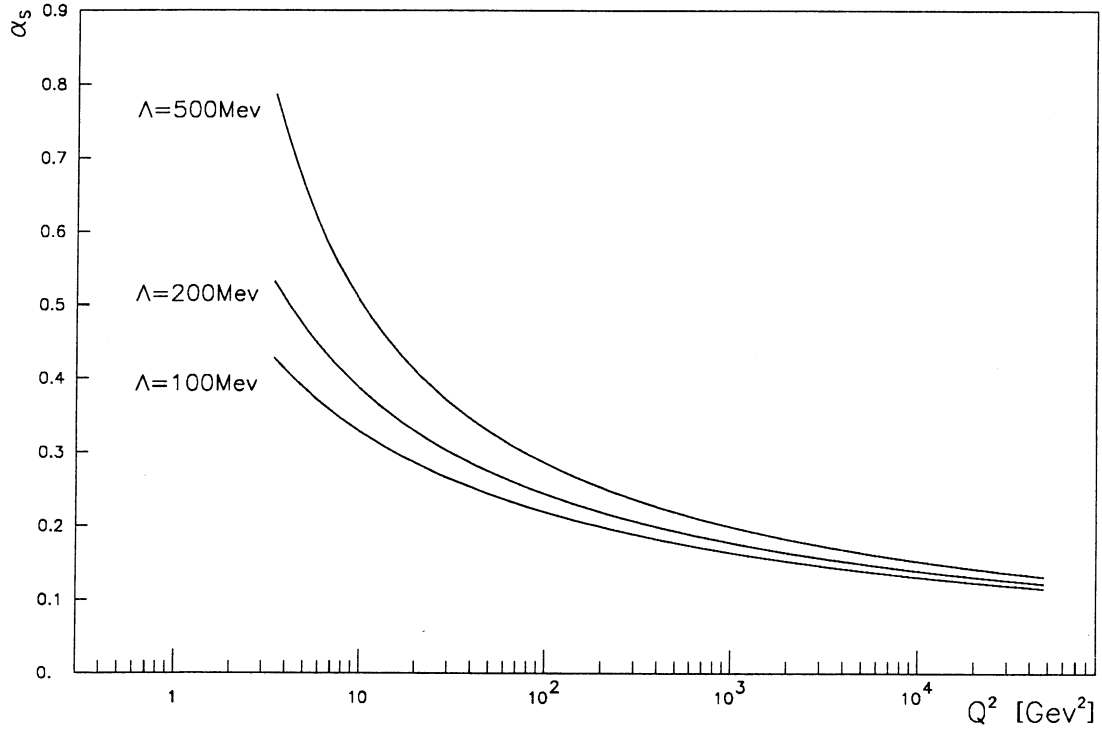


Figure 5.6 : α_s en fonction de Q^2 .

5.1.5 Sensibilité au choix des fonctions de structure

Le dernier "paramètre libre" de la théorie est le jeu de fonctions de structure utilisé. Comme nous l'avons déjà signalé au début du chapitre 1, leur expression ne peut pas être obtenue à partir de QCD, tout au moins avec la technique du calcul perturbatif. Les fonctions de structure proviennent donc d'interprétations de données expérimentales. Les paramétrisations les plus couramment utilisées ont été décrites au chapitre 1. Les sections efficaces correspondantes sont comparées aux données sur la figure 5.7, où la section efficace de référence est toujours la même, c'est-à-dire calculée avec la première paramétrisation de Duke et Owens. Encore une fois, nous ne constatons que de faibles variations entre les différents choix possibles, tous compatibles avec nos données. A nouveau, ces faibles variations s'expliquent par les grandes valeurs de Q^2 auxquelles nous travaillons et qui, par le jeu des équations d'évolution des fonctions de structure, atténuent leur différences.

La conclusion qui s'impose après ces différents tests est que les énergies auxquelles nous avons travaillé ne sont pas les meilleures pour déterminer les valeurs des "paramètres

libres" de la théorie. Ceci a cependant un côté positif puisque cela signifie que notre modèle est extrêmement prédictif et que le bon accord avec nos données est un bon test de la validité des calculs.

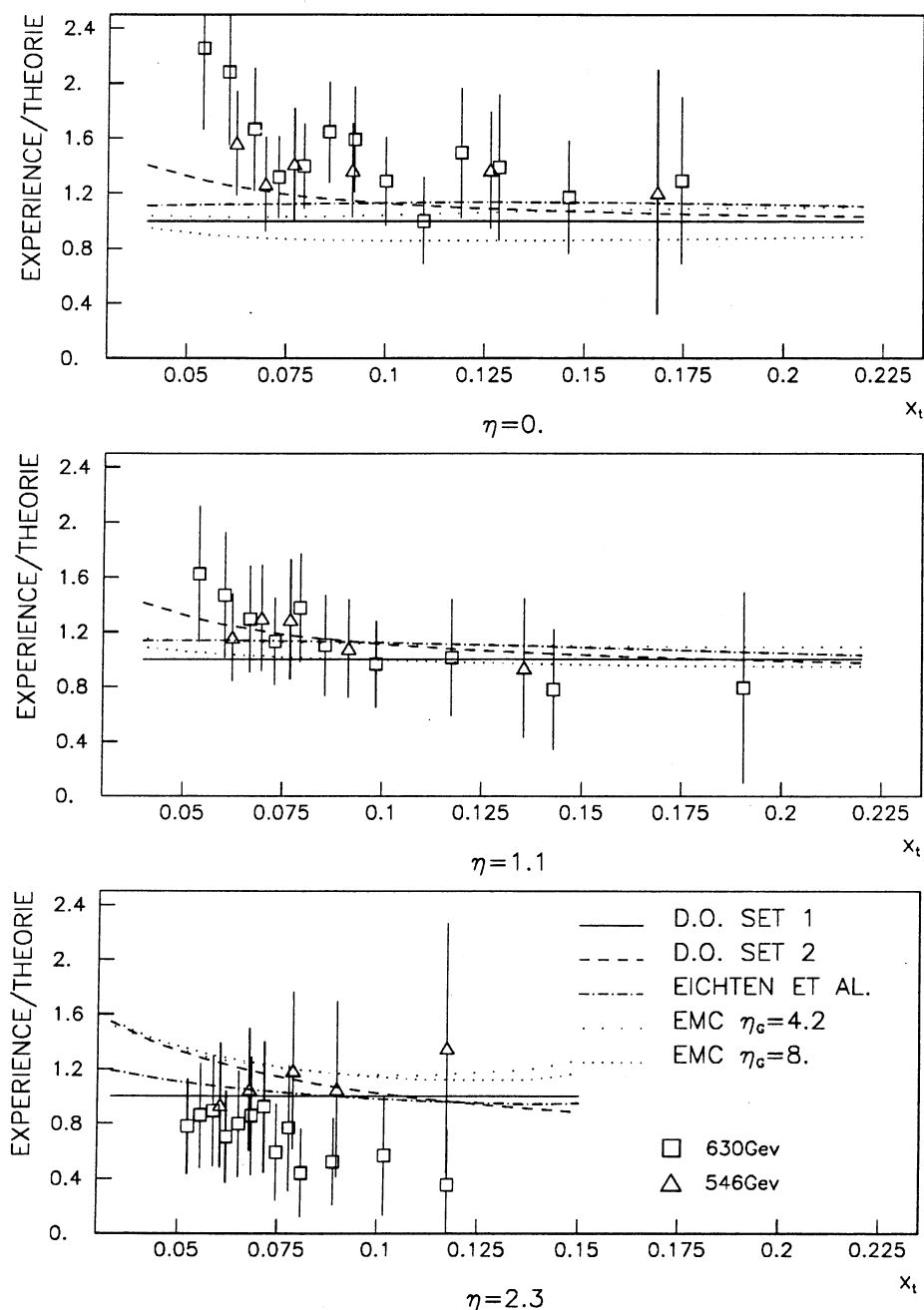


Figure 5.7 : Test du choix des fonctions de structure.

5.1.6 Comparaison entre les mesures faites aux deux énergies

Ayant mesuré la section efficace à deux énergies différentes, il est immédiat de faire le rapport et de le comparer aux prédictions théoriques. Le résultat est présenté sur la figure 5.8. Naïvement, on s'attend à ce que, dans ce rapport, une grande partie des différentes erreurs systématiques s'annulent. Ceci est cependant loin d'être vrai et explique

le médiocre accord entre les données et la théorie. En effet, lorsque l'on fait un tel rapport, il est important de se souvenir que l'on compare des données prises à un ou deux ans d'intervalle. Un certain nombre d'erreurs systématiques deviennent indépendantes les unes des autres. Globalement, l'erreur systématique sur le rapport de la figure 5.8 est donc de l'ordre de 20 à 30%. La courbe continue correspond à la prédiction théorique pour le rapport des deux sections efficaces.

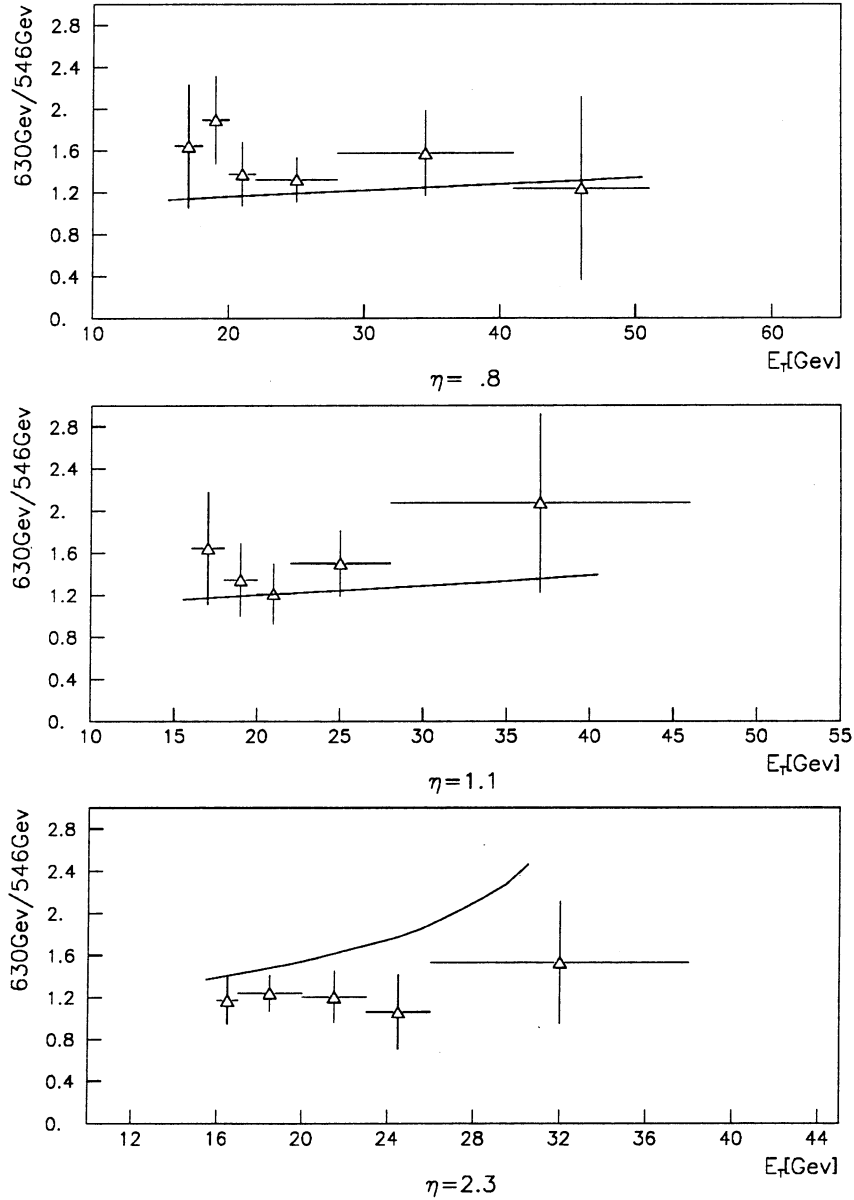


Figure 5.8 : Rapport des sections efficaces mesurées à $\sqrt{s} = 630$ et 546 GeV.

Il existe cependant un paramètre qui dépend de l'énergie et qui est assez peu sensible aux variations systématiques de la luminosité ou de la calibration. C'est la proportion de photons directs dans notre ensemble d'événements, F_γ . En effet, la dépendance en énergie de la section efficace de production de jets, et donc de π^0 est plus forte que celle

de production de photons directs. On s'attend donc à ce que la valeur de F_γ diminue lorsque \sqrt{s} augmente. Ce phénomène est bien observé, comme le montre la table 5.1 où la variation de F_γ mesurée expérimentalement est en accord avec celle calculée à partir de variations des sections efficaces théoriques de production de jets et de photons directs.

| | $F_\gamma(630)/F_\gamma(546)$ mesuré | $F_\gamma(630)/F_\gamma(546)$ calculé |
|---------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| $ \eta < .8$ | $.92 \pm .07$ | .94 |
| $.8 < \eta < 1.4$ | $.84 \pm .17$ | .91 |
| $1.6 < \eta < 3.$ | $.75 \pm .24$ | .87 |

Table 5.1 : Variation de F_γ avec \sqrt{s} .

5.1.7 Comparaison avec les autres expériences

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre 1, un certain nombre d'expériences ont déjà mesuré la section efficace de production de photons directs. Ils est donc intéressant de comparer nos résultats, à ceux déjà publiés.

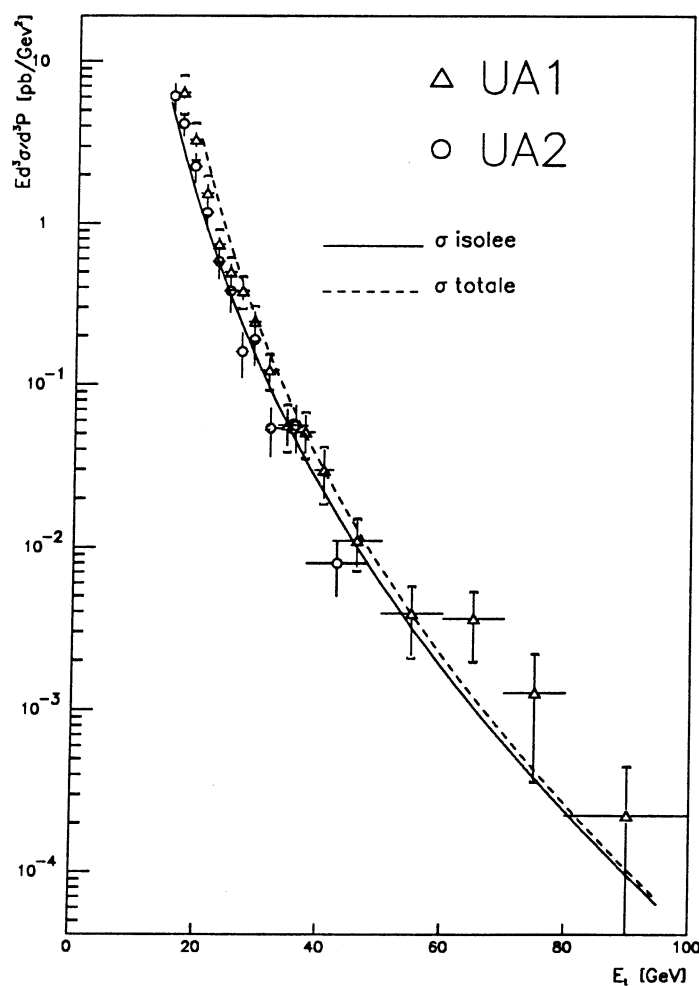


Figure 5.9 : Section efficace mesurée à 630 GeV et à $\eta=0$ par UA1 et UA2.

La première comparaison possible est avec les données de la collaboration UA2 qui a aussi travaillé à $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$. La figure 5.9 présente les deux ensembles de résultats qui sont en bon accord, d'autant plus qu'il y a une erreur systématique globale de 23% pour UA1 et de 20% pour UA2, en plus des erreurs indiquées sur cette figure. Les courbes théoriques sont celles de notre modèle de référence. Les points d'UA1 vont à plus grande impulsion transverse, essentiellement parce que la statistique utilisée est deux fois plus importante.

Une comparaison plus globale avec les données prises à plus basse énergie est aussi possible si l'on étudie le rapport entre la section efficace expérimentale et la section efficace théorique en fonction de la variable x_t (figure 5.10). Sur cette figure qui présente de manière très sensible les données, on observe un accord qualitatif entre les différentes expériences qui globalement confirment le modèle utilisé pour un très large intervalle de x_t .

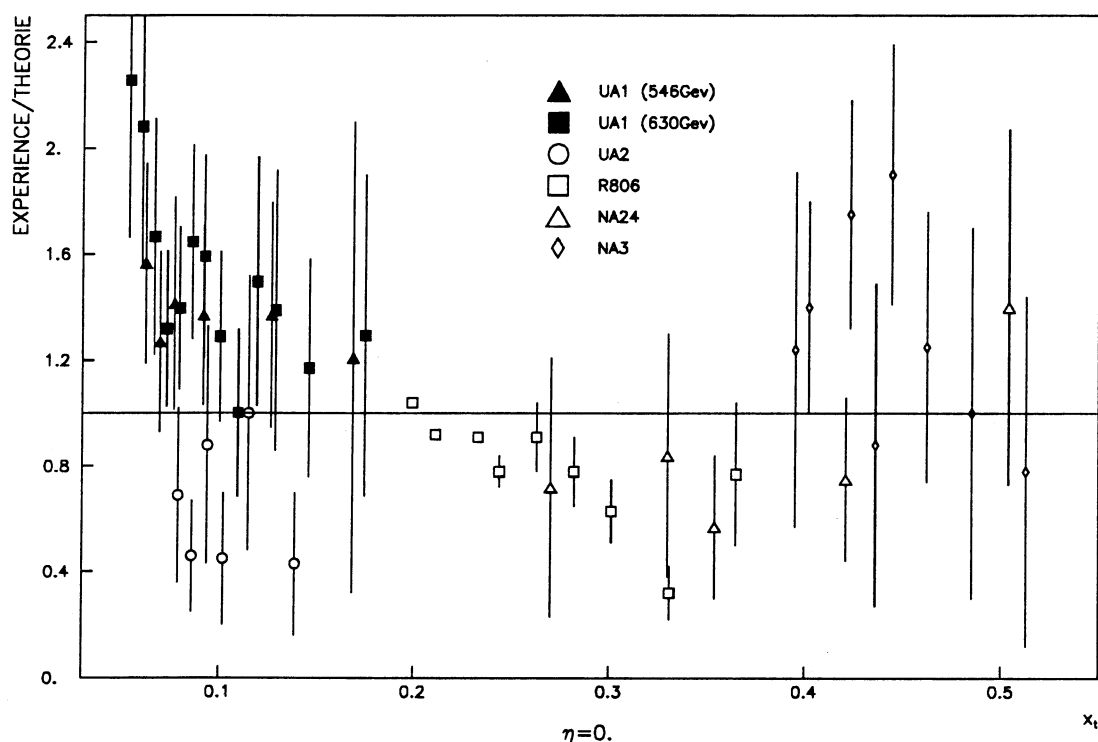


Figure 5.10 : Rapport théorie / expérience.

5.2. Etude de la topologie des événements à un photon

5.2.1 Généralités

La section efficace que nous venons d'étudier est la quantité la plus facilement comparable avec les prédictions de QCD. Un certain nombre d'autres propriétés ayant trait à la topologie des événements sont cependant intéressantes, même si l'information théorique que l'on peut en tirer reste qualitative.

Nous commencerons par étudier le nombre de partons produits, c'est-à-dire le nombre de jets puisque un parton se matérialise en un jet. Puis, au travers de l'étude de la fonction de fragmentation du jet opposé au photon, nous essayerons de voir si les partons produits sont des quarks ou des gluons. Nous verrons ensuite la dynamique du système photon-parton en étudiant leur distribution angulaire. Enfin nous verrons quelle est la contribution des partons spectateurs au travers de l'activité générale des événements.

Pour cette étude, les événements "photons directs" sont les événements utilisés pour le calcul de la section efficace et qui ont une énergie transverse supérieure à 20 GeV. Nous nous limiterons aux événements produits à 630 GeV. Nous aurons aussi besoin d'événements " π^0 ". Il s'agira alors de l'ensemble complémentaire à celui des photons directs, c'est-à-dire des événements qui ont satisfait la première sélection pour le calcul de la section efficace mais qui ont $L_\gamma < 0$. Bien sûr, il ne faudra pas oublier que nos deux ensembles d'événements ne sont pas des ensembles "purs", mais sont simplement des ensembles enrichis, respectivement en photons directs et en π^0 .

5.2.2 Nombre de jets

La première constatation que nous pouvons faire est que tous les événements possèdent au moins un jet. De plus, l'énergie transverse du jet le plus énergétique est comparable à celle du photon et leurs directions opposées dans le plan transverse, comme le montre les figures 5.11 et 5.12, qui représentent la balance en énergie transverse et la différence d'azimut. Signalons que les distributions attendues pour le bruit de fond (π^0) sont similaires.

L'étape suivante consiste à déterminer le nombre de partons produits lors de la collision dure. Malheureusement, ce nombre est difficilement accessible, car il dépend fortement de l'identification des jets qui est délicate lorsque leur énergie transverse devient trop faible ($\approx 10\text{GeV}$). D'autre part, il y a une ambiguïté théorique dans la description du processus telle qu'elle est faite par la figure 1.16 où l'on a une partie "fonction de structure" et une partie "interaction partonique": Jusqu'à quel moment les radiations de gluons dans l'état initial, et en particulier de gluons "mous", sont prises en compte par l'évolution des fonctions de structure? Tout ceci fait que nous ne nous intéresserons qu'aux jets relativement énergiques, et qui ont plus de quinze GeV d'énergie transverse.

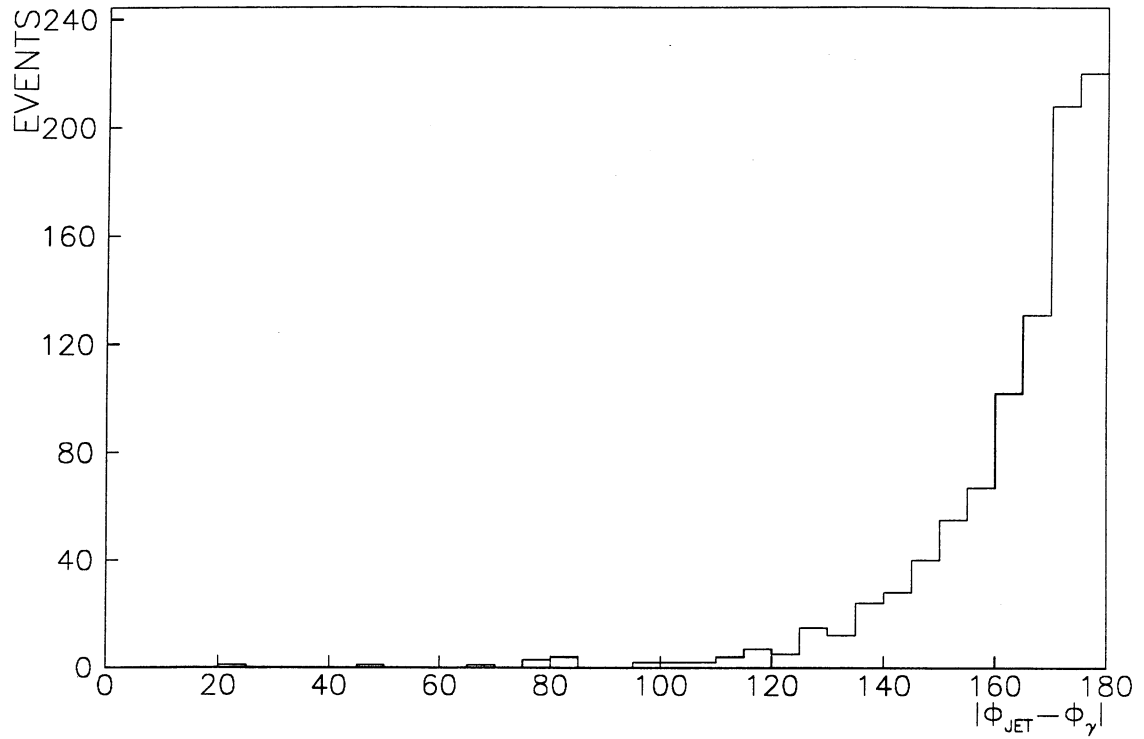


Figure 5.11 : $|\phi_{jet} - \phi_{\gamma}|$.

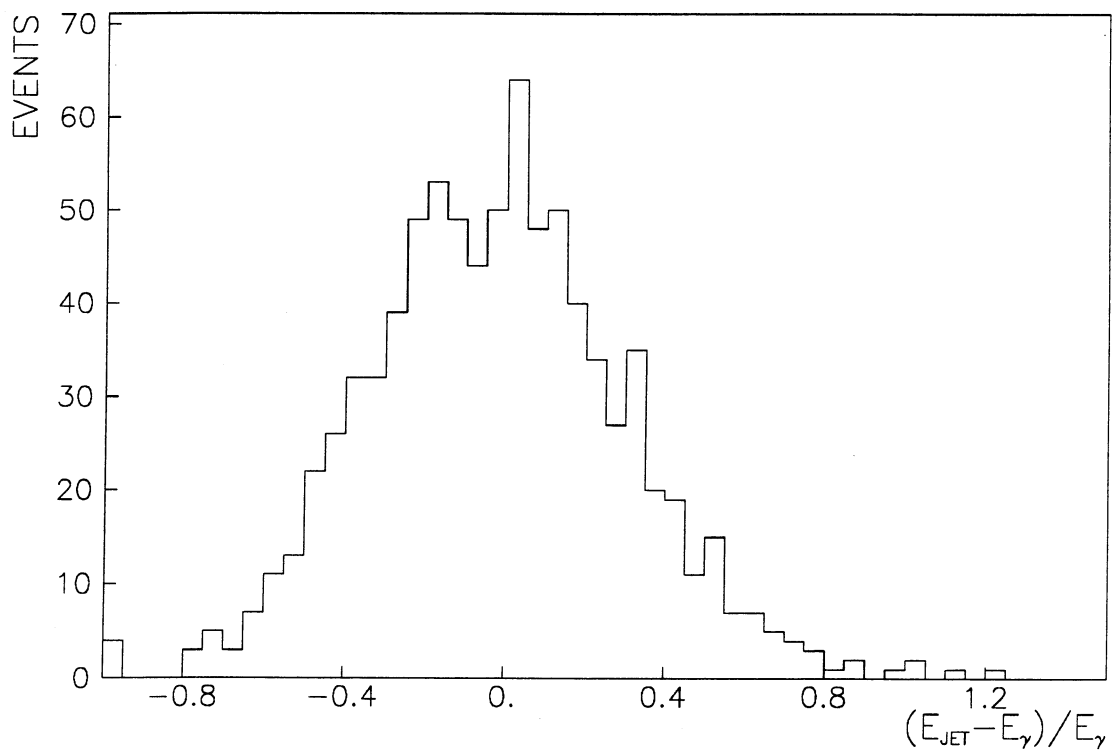


Figure 5.12 : $(E_{Tjet} - E_{T\gamma})/E_{\gamma}$.

Les fractions d'événements ayant zéro, un ou au moins deux jets sont données sur la figure 5.13, en fonction de l'énergie transverse du photon candidat, à la fois pour les

événements photons directs et pour les événements π^0 . Précisons que les événements à "zéro jet" ont en fait un jet d'énergie proche du seuil de 15 GeV. Cette figure montre que la topologie dominant est la topologie "photon plus un jet".

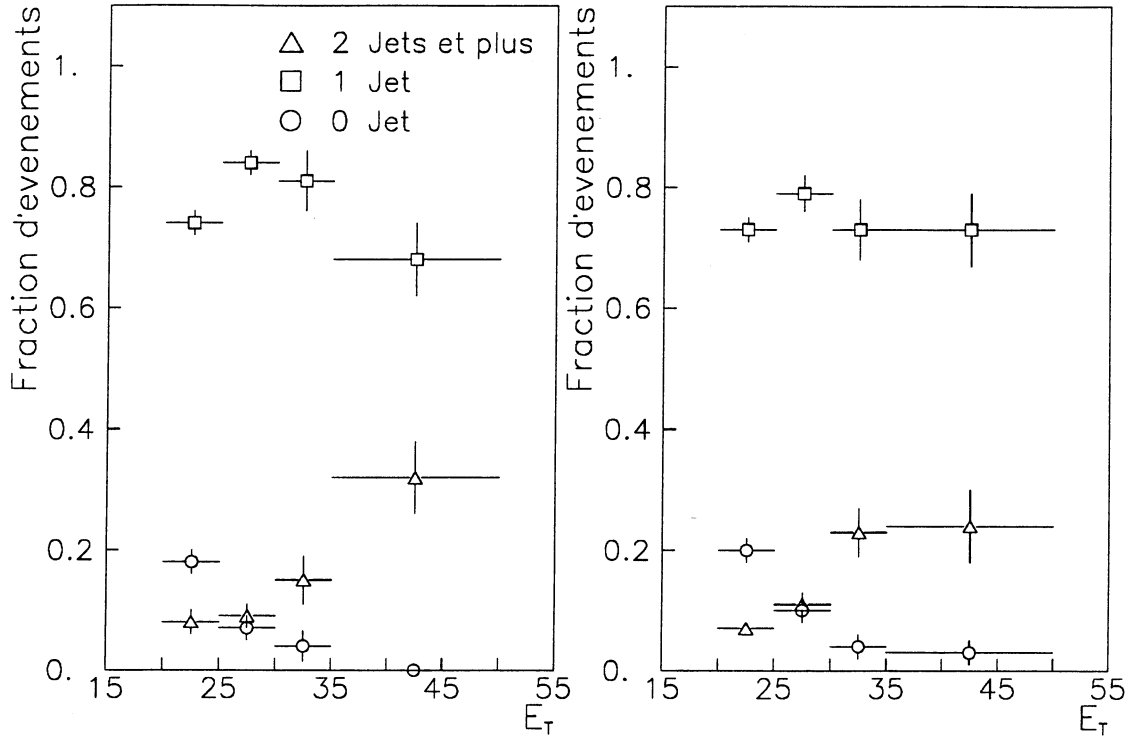


Figure 5.13 : Fractions d'événements avec 0,1 et 2 jet ($E_{Tjet} > 15$ GeV)

5.2.3 Nature du jet opposé au photon: fonction de fragmentation

Sachant que la grande majorité des événements sont du type photon plus un jet opposé, nous pouvons nous intéresser de plus près à la nature du parton qui engendre le jet, et plus précisément chercher à savoir si il s'agit d'un quark ou d'un gluon. En effet, les deux principaux graphes de production de photons directs, le graphe compton et le graphe d'annihilation (voir chapitre I), produisent respectivement un quark et un gluon, opposés au photon. Donc, toute information sur la nature du jet permet de vérifier de manière détaillée le mécanisme de production de photons directs.

Par chance, dans la région cinématique où nous sommes, le bruit de fond (π^0) est produit principalement par le graphe $gg \rightarrow gg$, c'est-à-dire qu'il produit des jets de gluon. Nous allons donc chercher à mettre en évidence la présence de jets de quark. Une quantité sensible à la différence quark/gluon est la fonction de fragmentation du jet dont nous avons déjà parlé au chapitre 3. L'expérience UA1[5.1] a montré qu'elle était plus piquée à zéro pour les jets de gluon que pour les jets de quark. Nous calculons donc le rapport des fonctions de fragmentation des jets des événements qui contiennent un π^0 sur ceux qui contiennent un photon direct (figure 5.14), en nous limitant aux événements qui contiennent au maximum un jet. Ce rapport est peu sensible aux erreurs systématiques et ne nécessite pas de correction d'acceptance puisqu'il concerne deux ensembles de jets mesurés dans la même zone du détecteur.

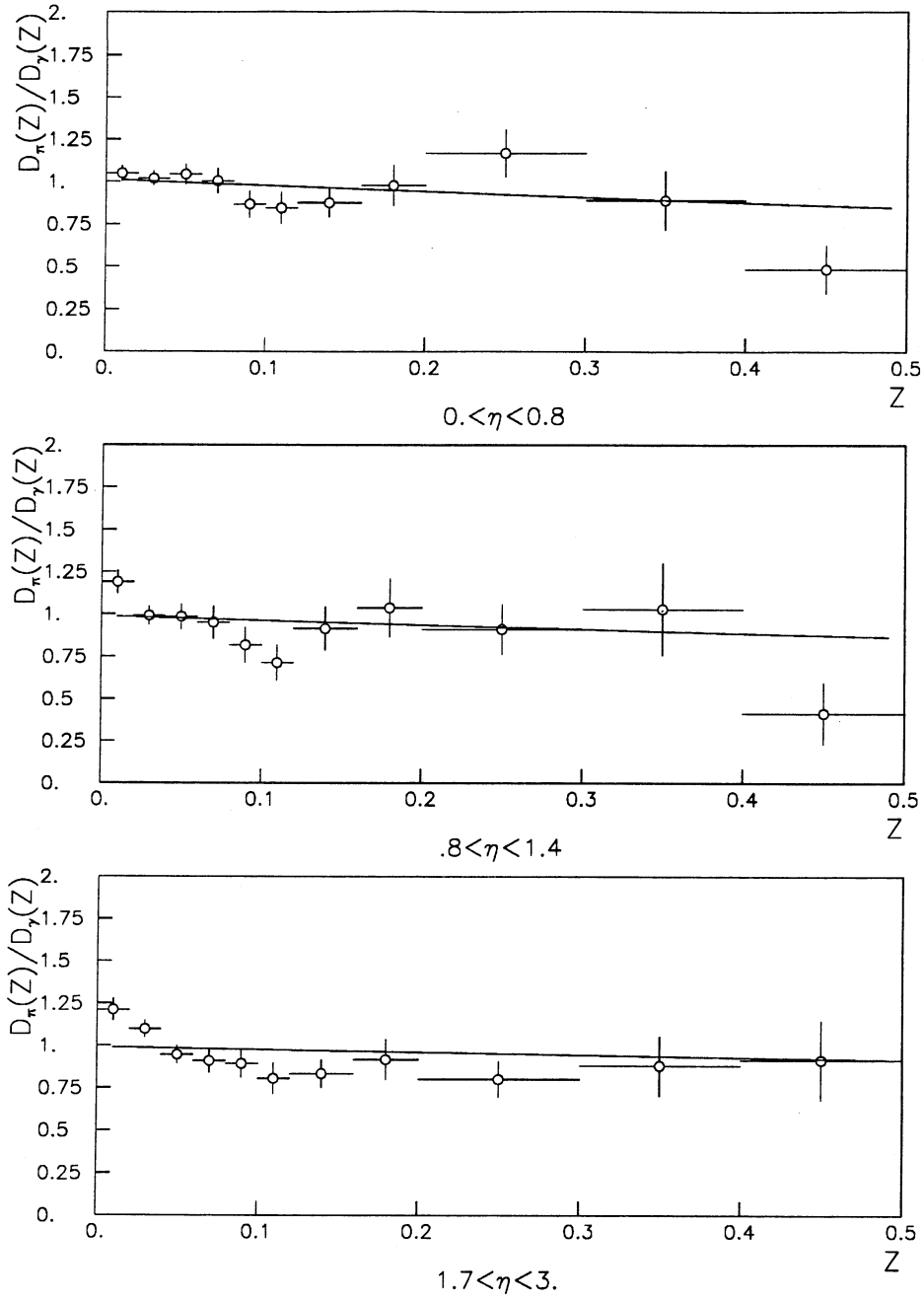


Figure 5.14 : Rapport des fonctions de fragmentations pour γ et π^0 .

Sur cette figure, on observe un léger effet qui suggère que les jets produits dans les événements photons directs ne sont pas les mêmes que ceux produits dans les événements π^0 . Cet effet va dans le sens attendu qui est matérialisé par la ligne continue. Cette ligne est obtenue en supposant que les événements photons directs contiennent 75% de jets de quark (ce qui est donné par le rapport des graphes compton et d'annihilation), que les jets des événements π^0 proviennent dans 10% des cas de quarks (rapport des éléments de matrice), en corrigeant des contaminations résiduelles de nos deux ensembles d'événements et en prenant pour les fonctions de fragmentation d'un quark et d'un gluon les paramétrisations

publiées par UA1:

$$D(z)_{gluon} = \frac{4.4}{z} e^{-6.9z}$$

$$D(z)_{quark} = \frac{3.4}{z} e^{-8.8z}$$

5.2.4 Distribution angulaire

Voyons maintenant si l'on observe des différences entre le photon direct et les π^0 dans la dynamique du système formé par le candidat photon et par le jet. Pour cela nous étudions la distribution des événements en fonction de $\cos\theta^*$, qui est l'angle entre le candidat photon et l'axe moyen des faisceaux dans le référentiel où le système photon-jet est au repos (définition de Collins et Soper). A nouveau, afin d'éliminer au maximum les erreurs systématiques et de nous affranchir du calcul d'acceptance, nous calculons le rapport des distributions obtenues pour les événements π^0 et photons directs (figure 5.15).

En première approximation, la distribution des événements à deux jets (et donc des π^0), suit une loi en $(1 - \cos\theta^*)^{-2}$ alors que pour les événements photon direct on attend une loi en $(1 - \cos\theta^*)^{-1}$. Afin de limiter les problèmes liés aux corrections d'ordre supérieur, nous éliminons, pour cette étude, tous les événements qui ont deux jets, ou plus, d'énergie transverse supérieure à 15 GeV. Le rapport des distributions angulaires attendues en utilisant ces deux paramétrisations et en corrigeant des effets des contaminations résiduelles de nos deux ensembles d'événements est donné par la ligne continue de la figure 5.15. Elle reproduit bien les données, particulièrement dans la région centrale, où l'effet est le plus significatif grâce à la bonne couverture en $\cos\theta^*$ et parce que c'est la région où nous avons la meilleure séparation entre photons directs et π^0 .

5.2.5 Activité générale des événements

Jusqu'à présent, nous nous sommes essentiellement intéressés aux photons et aux jets qui sont les produits de l'interaction "dure", c'est-à-dire de l'interaction entre les deux partons qui proviennent des deux hadrons projectiles. Mais comme nous l'avons déjà signalé, un certain nombre de particules de faible énergie sont produites de manière relativement isotrope au cours de la collision et constituent ce que nous avons appelé l'événement sous-jacent. La quantité qui caractérise le mieux l'activité générale de l'événement est le flux moyen d'énergie transverse, où de manière équivalente, la somme de l'énergie transverse mesurée par les calorimètres, en excluant, bien sûr, les régions de détection du photon et de son jet opposé.

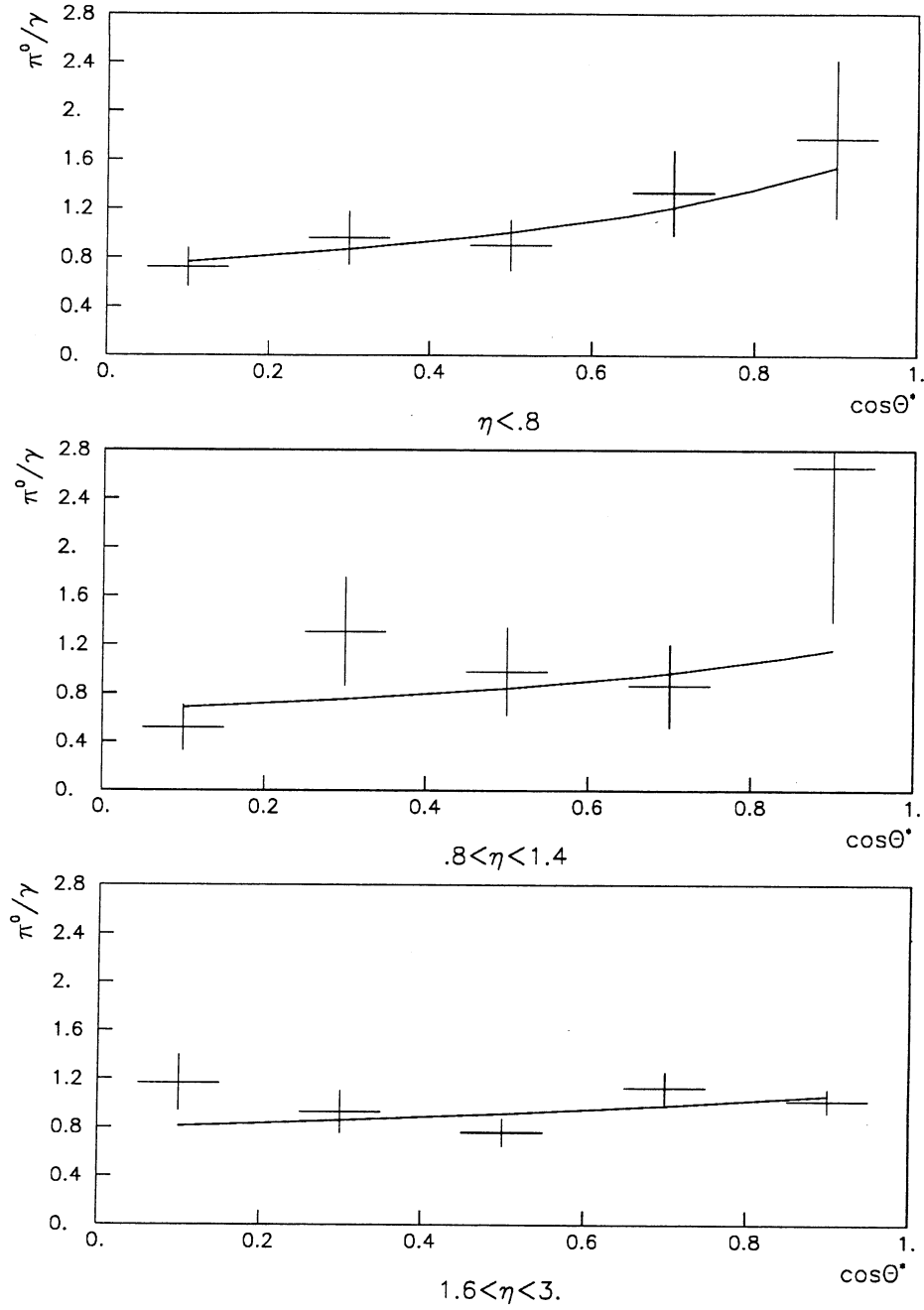


Figure 5.15 : Rapport des distributions angulaires pour de γ et des π^0 .

Pratiquement, nous calculons la somme de l'énergie transverse ($\sum E_T$) en nous limitant aux calorimètres centraux ($|\eta| < 3$), et en excluant deux cônes d'ouverture $\Delta R = 1$ centré sur le photon et sur le jet le plus énergétique. La figure 5.16 montre la valeur moyenne de $\sum E_T$ (disques noirs) mesurée en fonction de l'impulsion transverse du système photon+jet ($p_T^{\gamma+jet}$), à la fois pour les photons directs et pour les π^0 . On constate une forte corrélation linéaire, de pente voisine de un, entre ces deux variables. Ceci montre qu'en première approximation, l'événement sous-jacent a une composante indépendante de la dynamique du système photon+jet, plus une composante additionnelle qui provient principalement du deuxième jet, comme le montre les carrés qui représentent l'énergie transverse moyenne du deuxième jet, toujours en fonction de $p_T^{\gamma+jet}$. L'activité de la com-

posante indépendante est plus faible pour les photons directs, et, compte tenu du fait que l'ensemble des événements "photons directs" est contaminé par environ 40% de π^0 , sa valeur est proche de celle observée dans les événements à biais-minimum (environ 15 GeV). Ceci justifie l'utilisation des événements à biais-minimum pour calculer les courbes d'isolement attendues pour les photons directs.

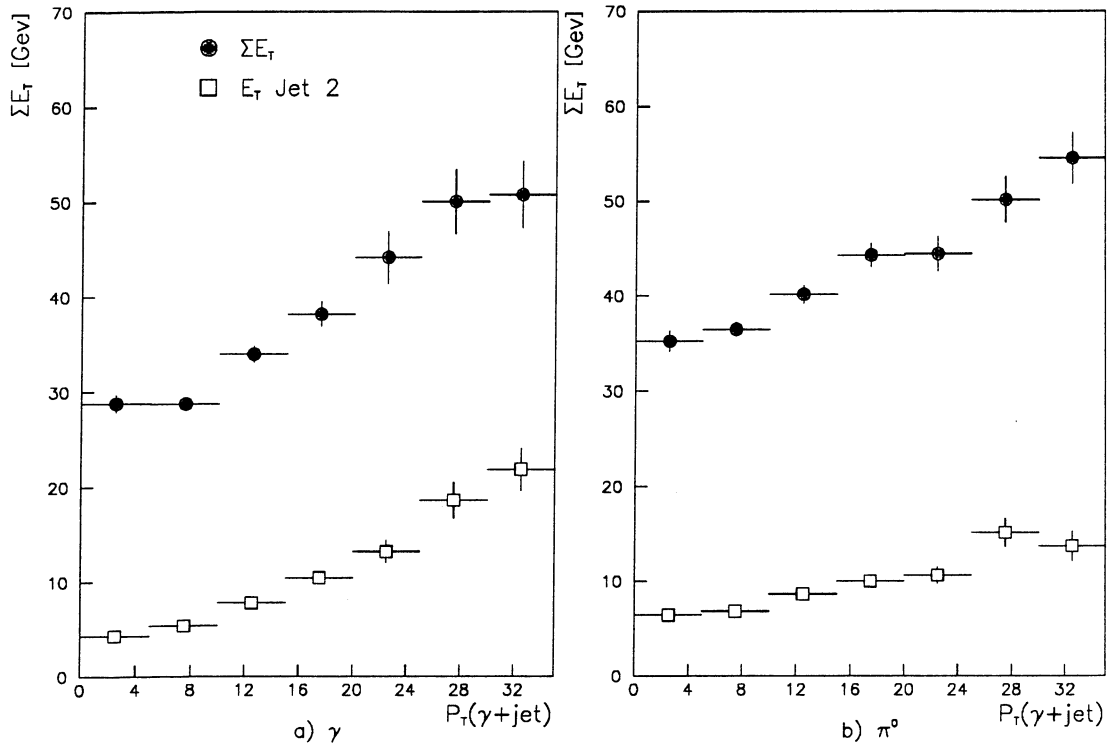


Figure 5.16 : Energie transverse totale de l'événement.

5.2.6 Recherche d'événements "exotiques"

Nous avons jusqu'à présent étudié des processus classiques (production de jets, de π^0 , de photons directs). Cependant, grâce à l'énergie élevée disponible dans le centre de masse, de nouvelles particules peuvent être produites et éventuellement produire un photon lors de leur désintégration. Par exemple les modèles composites prédisent l'existence de quarks excités Q^* [5.2]. Ces états peuvent être produits dans les collisions proton-antiproton par fusion quark-gluon et se désintégrer en un quark et un photon. La signature d'un tel processus sera donc une bosse dans le spectre en masse des événements photon-jet. La figure 5.17 présente cette distribution pour tous les événements qui ont un photon d'énergie transverse supérieure à 20 GeV. Aucune structure particulière n'affecte cette distribution. De même, les distributions en masse des événements photon plus deux jets (figure 5.18) sont continues et ne présentent aucune évidence pour un signal particulier.

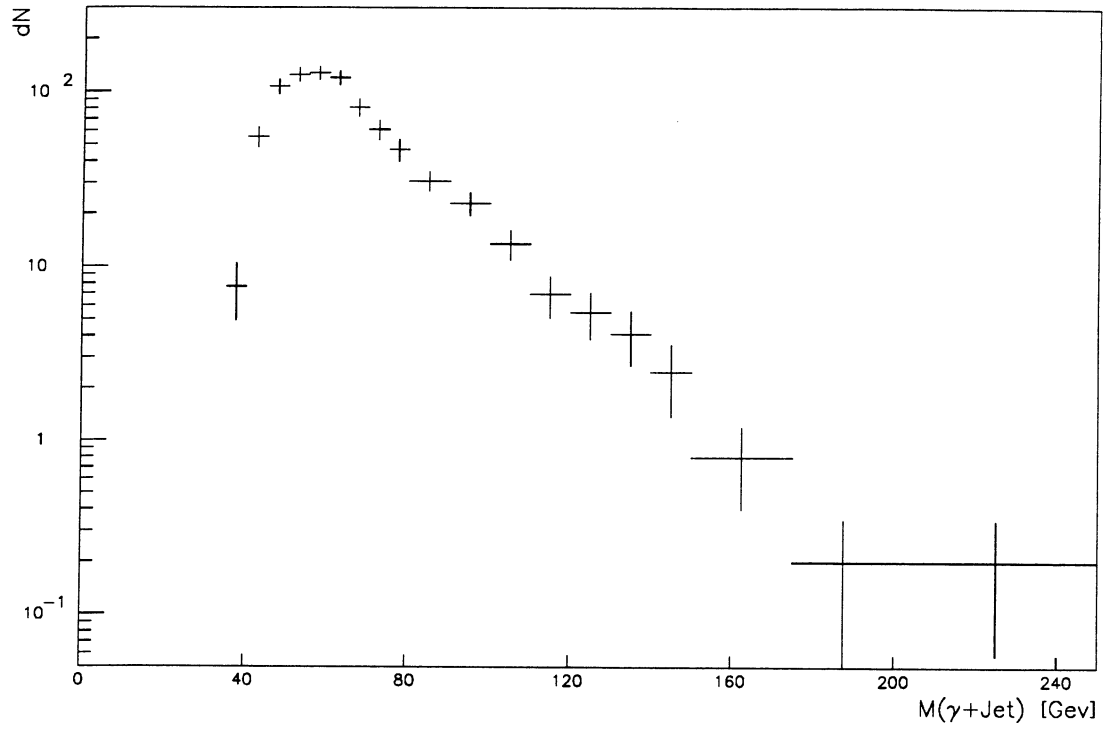


Figure 5.17 : Spectre en masse des événements $\gamma+1\text{jet}$.

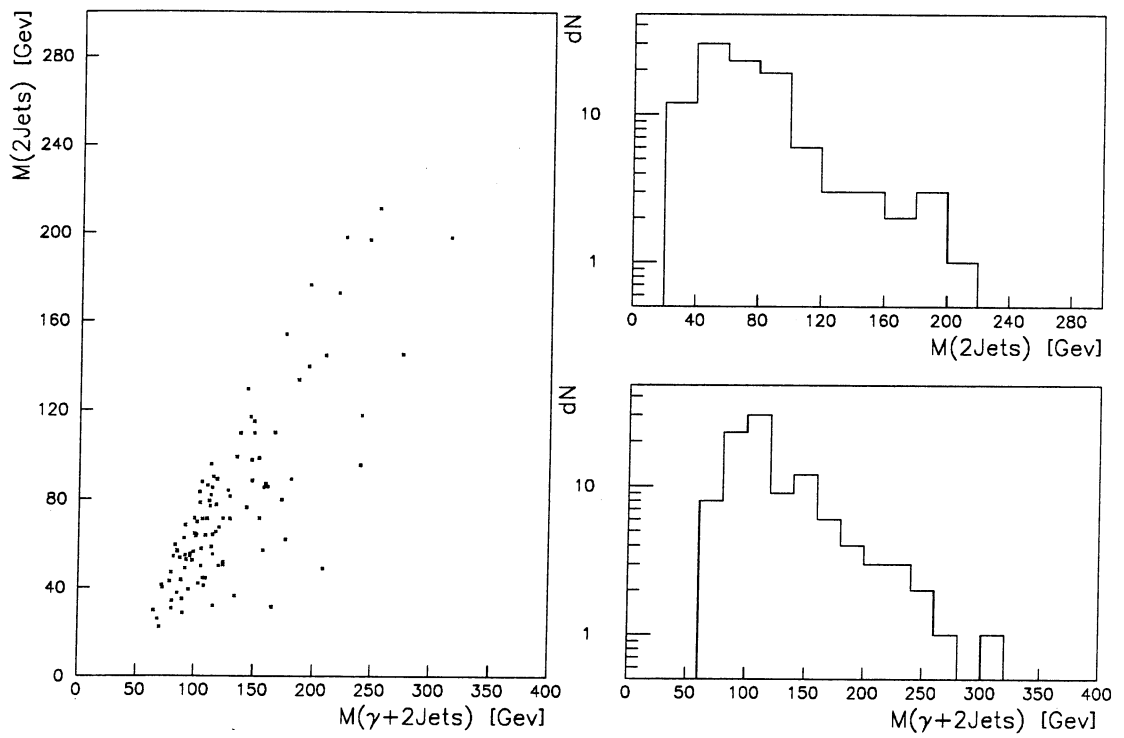


Figure 5.18 : Spectre en masse des événements $\gamma+2\text{jet}$.

5.3. Section efficace de production de dimuons de faible masse

5.3.1 Introduction

Il peut paraître assez étrange de parler de paires de muons dans une thèse consacrée à l'étude des photons directs. Cependant, il existe un lien entre les deux processus. En effet, jusqu'à présent nous avons considéré le photon produit comme étant de masse nulle, et donc stable. Si cependant, on tolère une masse pour le photon qui reste petite par rapport à son impulsion, le mécanisme de production du photon ne change pas, mais il devient virtuel et peut donc se désintégrer en une paire de muons.

La section efficace d'un tel processus s'obtient très facilement puisque c'est la section efficace de production d'un photon direct, multipliée par un facteur qui est un pseudo rapport de branchement pour qu'un photon se matérialise en deux muons.

$$\sigma_{\mu\mu} = \sigma_{\gamma} B_{\gamma \rightarrow \mu\mu}$$

5.3.2 Calcul du pseudo rapport de branchement

Puisque la contribution du vertex électromagnétique de création d'un dimuon s'écrit:

$$B_{\gamma \rightarrow \mu\mu} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{1}{Q^2}$$

où Q^2 est la masse de la paire de muons. Une première approximation du rapport de branchement s'obtient en intégrant sur Q^2 entre la valeur minimale qui est deux fois la masse du muon et la valeur maximale Q_M^2 :

$$B_{\gamma \rightarrow \mu\mu} = \frac{\alpha}{3\pi} \ln\left(\frac{Q_M^2}{M_\mu^2}\right)$$

Dans notre cas, la valeur maximale utilisée est :

$$Q_M = 2.5 \text{ GeV}$$

et donc :

$$B_{\gamma \rightarrow \mu\mu} = \frac{\alpha}{1.91}$$

5.3.3 Sélection des événements

Les événements utilisés pour cette analyse [5.3] proviennent du déclenchement dimuon. Chacun des deux muons vérifient des critères de qualité et d'isolement ($\sum_{\Delta R=0.7} E_T < 3 \text{ GeV}$). Une valeur minimale de 6 GeV est demandée pour l'impulsion transverse du dimuon. Seuls les dimuons qui ont une masse inférieure à 2.5 GeV sont

acceptés. La condition $P_{t\mu\mu} \gg M_{\mu\mu}$ est donc bien vérifiée. Le spectre en masse des événements sélectionnés est présenté par la figure 5.19. Plusieurs courbes sont portées sur cette figure. Elle représente de manière cumulative, le bruit de fond (événements où l'un des muons provient de la désintégration d'un hadron), la production de $b\bar{b}$ (les muons proviennent dans ce cas de désintégrations semi-leptoniques), du continuum (ou Drell-Yan) et des résonances ($J/\Psi, \rho \dots$). Dans la région qui nous intéresse ($M_{\mu\mu} < 2.5\text{GeV}$), la contribution des processus autres que le continuum est faible.

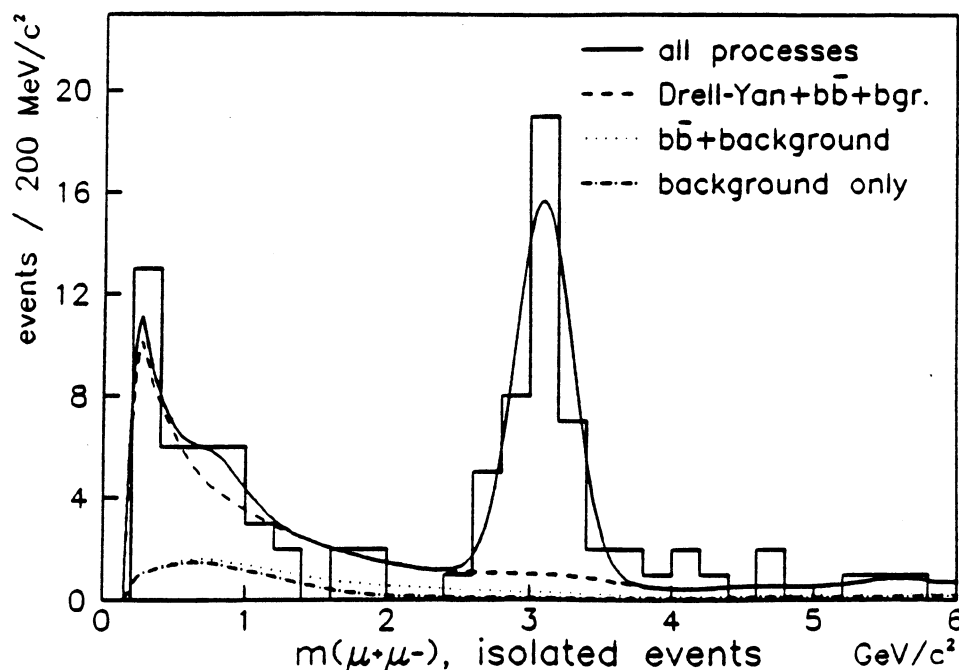


Figure 5.19 : Spectre en masse des événements dimuons.

5.3.4 Section efficace

La section efficace en fonction de l'impulsion transverse du dimuon, et donc du photon virtuel est présenté sur la figure 5.20 (disques noirs). Elle a été divisée par $\alpha/1.91$ pour corriger du pseudo-rapport de branchement. Sur cette figure, la section efficace de production de photon direct (triangle) est également représentée. L'accord de ces deux distributions confirme le lien réalisé entre photon virtuel et photon réel.

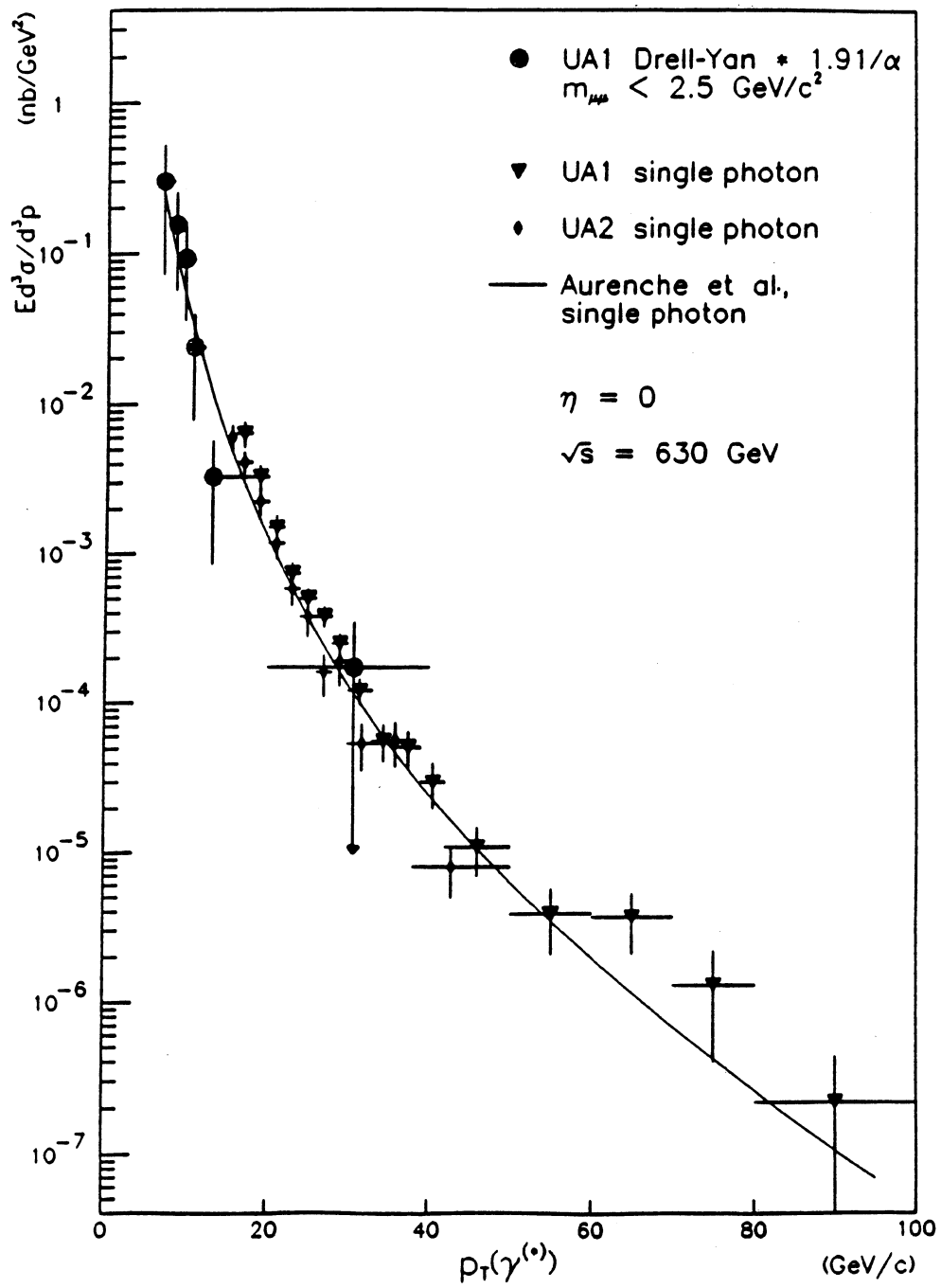


Figure 5.20 : Section efficace de production de photon virtuel et de photon réel.

5.4. Production de paires de photons

5.4.1 Section efficace

Pour les paires de photons, notre résultat se limite à une valeur de la section efficace intégrée que nous avons aussi ramenée à une valeur en un point. La table 5.2 redonne ces deux valeurs, avec en parallèle, la section efficace prédite par le calcul qui prend en compte les corrections d'ordre supérieur (voir chapitre 1), ainsi que la contribution du terme de Born. Les données sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Cependant, l'importante erreur sur le résultat expérimental limite cette comparaison à l'ordre de grandeur de la section efficace.

| | σ [pb] ($p_T > 12\text{GeV}, z > z_{min}, \eta < 3.$) | $\frac{E d^3\sigma}{d^3P}$ [pb/GeV ²] ($p_T = 20\text{GeV}, \eta = 0$) |
|----------------|---|---|
| Données | $63 \pm 32 \pm 17$ | $.0057 \pm .0029 \pm .0015$ |
| Calcul complet | 54 | .0049 |
| Terme de Born | 34 | .0026 |

Table 5.2 : Section efficace de production de paires de photons.

5.4.2 Distributions topologiques

La figure 5.21 présente la distribution des six événements à deux photons en fonction de la masse $M_{\gamma\gamma}$. Le bruit de fond n'est pas soustrait. Il est représenté par la ligne pointillée. Les événements à deux photons se trouvent en moyenne à une masse plus élevée que le bruit de fond, ce qui est naturel, puisque le rapport signal sur bruit augmente avec l'énergie transverse des photons. Aucun événement à deux photons ayant une masse compatible avec celle du Z^0 n'est observé.

La figure 5.22 présente la distribution des événements à deux photons en fonction de la variable z ($z = \vec{E}_{t1} \cdot \vec{E}_{t2} / E_{t1}^2$). Tout comme pour le calcul de la section efficace, seul les photons qui satisfont la condition $z > z_{min} = 12\text{GeV}/E_{t1}$, sont comptabilisés dans cet histogramme. Un événement peut donc contribuer deux fois dans cette distribution. De la même manière que pour la figure précédente, la contribution du bruit de fond n'a pas été soustraite. Elle est représentée par la ligne pointillée. La distribution des photons pique à une valeur de z proche de 1, c'est-à-dire que les vecteurs énergies des deux photons s'équilibrent, ce qui correspond bien à ce que prédit le modèle théorique.

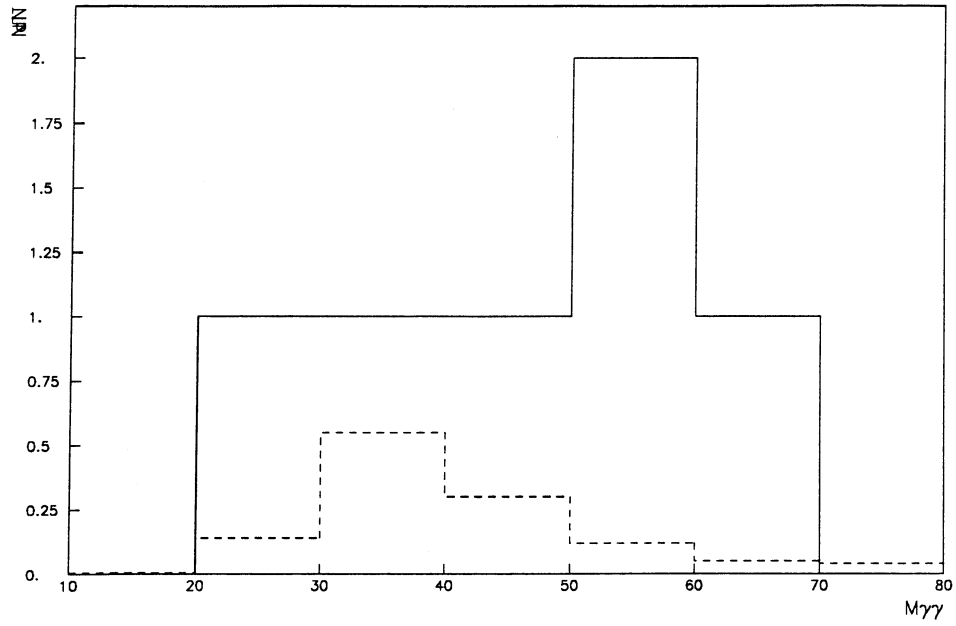


Figure 5.21 : Distributions des événements deux photons en fonction de $M_{\gamma\gamma}$.

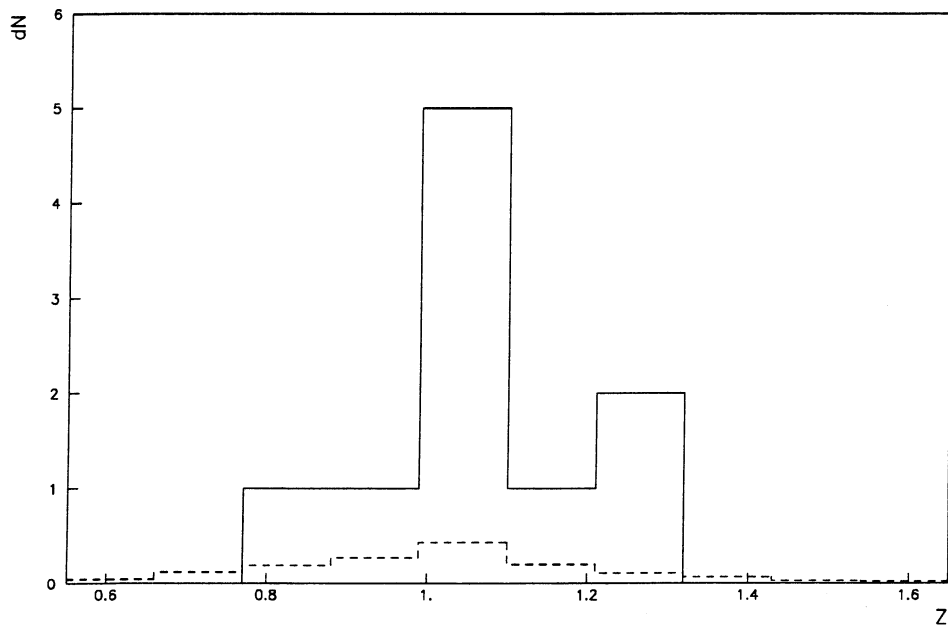


Figure 5.22 : Distributions des événements deux photons en fonction de z .

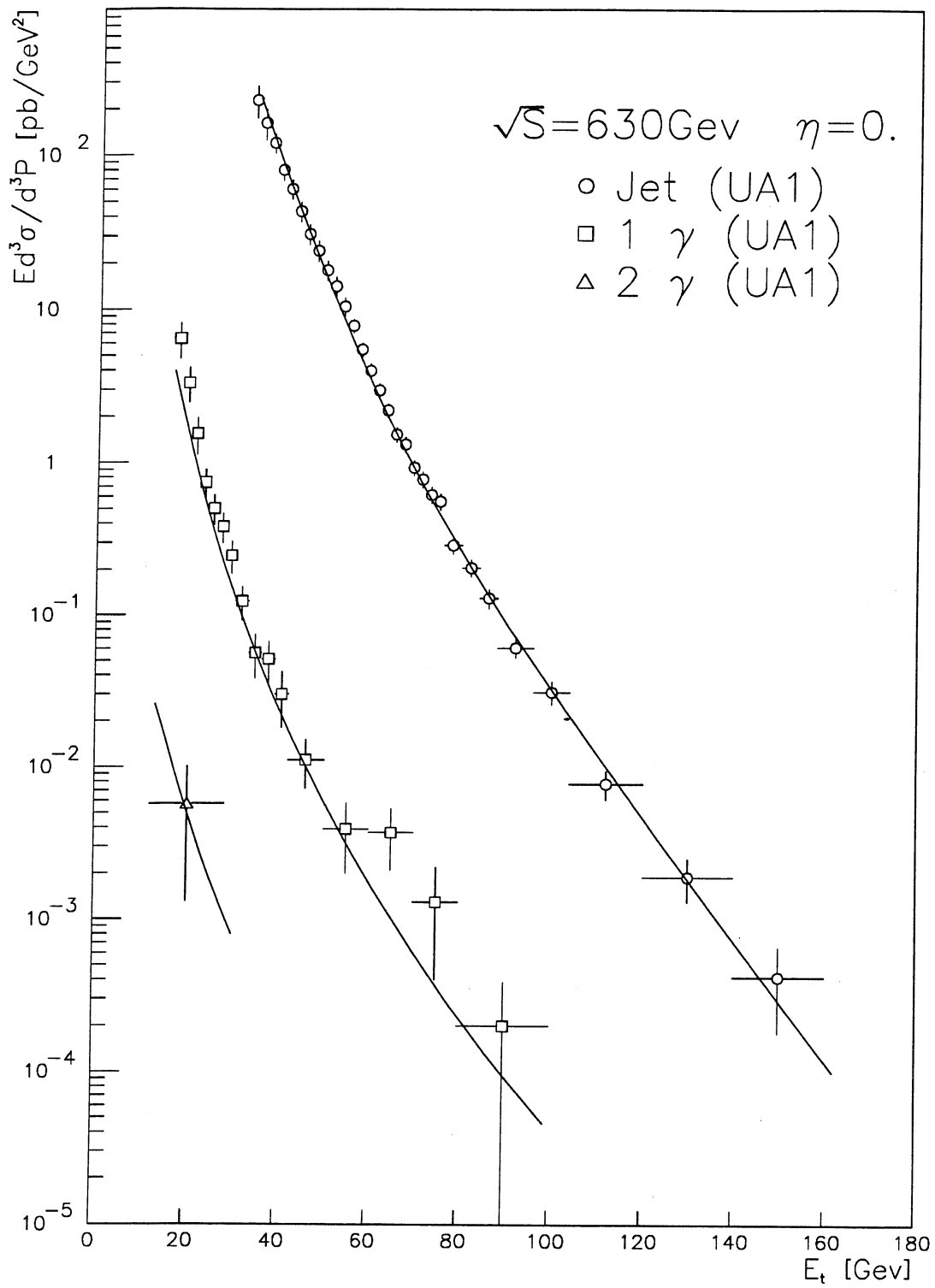


Figure 5.23 : Sections efficaces de production d'un jet, d'un photon et de deux photons.

CONCLUSION

Au cours de cette étude, nous avons tout d'abord montré qu'avec le détecteur UA1, nous observons un signal de photons directs isolés dans les collisions proton-antiproton, en dépit de l'important bruit de fond provenant de désintégrations de mésons.

Nous avons alors calculé la section efficace différentielle en fonction de l'énergie transverse, pour trois domaines en rapidité et pour $\sqrt{s}=546$ et 630 GeV. Les prédictions QCD, calculées à l'ordre α_s^2 sont en bon accord avec ces résultats. La sensibilité du modèle théorique aux différents paramètres "libres" (fonctions de structure, valeur de Λ , choix de l'échelle d'énergie) est faible, ce qui renforce le caractère prédictif du modèle. L'étude de plusieurs distributions topologiques des événements (nombre de jets, distributions angulaires,...) confirme les prédictions de QCD. D'autre part, l'observation de la production de paires de photons à un taux compatible avec celui prédit par QCD est un autre point positif. Le bon accord entre QCD et les différentes sections efficaces est résumé par la figure 5.23. Aucun effet spécial, pouvant trahir la présence de nouvelles particules, tel qu'une bosse dans des spectres de masse invariante, n'a été observé.

L'accroissement des performances du détecteur UA1, ainsi que du collisionneur du CERN va permettre d'accroître sensiblement, dans un proche avenir, la sensibilité de ce type d'étude.

ANNEXE

Définitions des variables utilisées

Les principales variables utilisées au cours de notre analyse sont:

x,y,z: les trois variables du repère orthogonal direct. L'axe des x est orienté selon la direction des antiprotons, y est orienté vers le haut,

ϕ : l'angle azimutal repéré dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux,

θ : l'angle polaire par rapport à l'axe des faisceaux,

η : la rapidité, qui, pour des particules de masse nulle (ce qui est notre cas), est directement reliée à l'angle θ :

$$\eta = -\log(\operatorname{tg}(\theta/2))$$

R: la distance dans le plan η, ϕ , qui est définie par:

$$R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$$

où ϕ est exprimé en radians.

REFERENCES

- [0.1] Proposition d'expérience UA1, CERN-SPSC 78-06 (1978).
- [1.1] E.D.Bloom et al., Phys.Rev.Lett., **23** (1969) 930
M.Breidenbach et al., Phys.Rev.Lett., **23** (1969) 935
- [1.2] R412 Collab., Darriulat et al., Nucl. Phys. **B110** (1976) 365
- [1.3] R107 Collab., Amaldi et al., Phys. Lett. **77B** (1978) 240
- [1.4] R806 Collab., Diakonou et al., Phys.Lett. **87B** (1979) 292
- [1.5] CCOR Collab., Angelis et al., Phys.Lett. **94B** (1980) 106
- [1.6] E95 Collab., Baltrusaitis et al., Phys.Rev.Lett. **44** (1980) 122
- [1.7] E629 Collab., McLaughlin et al., Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 971
- [1.8] R807 Collab., Akesson et al., Phys.Lett. **123B** (1983) 133
- [1.9] AFS Collab., Akesson et al., Phys.Lett. **158B** (1985) 282
- [1.10] R110 Collab., Proc. of the 23rd Int. conf. on H.E.P. (Berkley,1986) 1122
- [1.11] NA3 Collab., Badier et al., Z. Phys. C. **31** (1986) 341
- [1.12] WA70 Collab., Bonesini et al., preprint CERN-EP/87-222(1987)
- [1.13] na24 Collab., De Marzo et al., Phys. Rev. **D36** (1987) 8
- [1.14] UA6 Collab., Proc. of the 23rd Int. conf. on H.E.P. (Berkley,1986) 1122
- [1.15] UA2 Collab., Appel et al., Phys. Lett. **176B** (1986) 239
- [1.16] Field R.D., Proceedings of the XiXth Int. Conf. on H.E.P., Tokyo", (1978) 783
- [1.17] A.P. Contogouris et al., Phys. Lett. **B104** (1981) 143
- [1.18] S.Berman, J.D. Bjorken et J.Kogut, Phys. Rev. **D4** (1971) 3388
- [1.19] B.L. Combridge, Nucl. Phys. **B174** (1980) 243
- [1.20] Aurenche et al., Z. Phys. C. **29** (1985) 459
- [1.21] C. Kourkoumelis et al.; Z. Phys. C **16** (1982) 101
- [1.22] Akesson et al., Z. Phys. C **32** (1986) 491
- [1.23] NA3 Collab., J. Badier et al., Phys. Lett. **164B** (1985) 184
- [1.24] NA24 Collab., Proc. of the 23rd Int. conf. on H.E.P. (Berkley,1986) 1122
- [1.25] Altarelli et Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298
- [1.26] D.W. Duke et J.F. Owens, Phys. Rev. **D30** (1984) 49
- [1.27] E.Eichten et al., Rev.Mod.Phys. **56** (1984) 579
- [1.28] Berger et al., Nucl. Phys. **B239** (1984) 52
- [1.29] Aurenche et al., Phys. Lett. **B176** (1984) 87 et preprint LPTHE/87-30 (Orsay)
- [1.30] P.M. Stevenson et H.D. Politzer, Nucl. Phys., **B277** (1986) 758
- [2.1] C. Perault, Thèse (1987) Université de Savoie (LAPP Annecy).
- [3.1] UA2 Collaboration, M. Banner et al., Phys. Lett. **B118** (1982) 203 et UA1 collaboration, G.Arnison et al., Phys. Lett. **B123** (1983) 115.
- [3.2] P. Ghez, Thèse d'état (1986) LAPP 86.02
- [3.3] ISAJET, F.E. Paige and S.Protopescu, BNL 29777 (1981)
- [3.4] J.P. Lees, Thèse de troisième cycle (1981) Université de Grenoble I (LAPP Annecy)
- [3.5] J.Sass, Thèse d'état, Paris VI, (1984)
- [4.1] UA1 Collab., G. Arnison et al., Phys. Lett. **172** (1986) 461
- [5.1] UA1 Collab., Nucl. Phys. **B276** (1986) 253
- [5.2] U.Baur, I.Hinchliffe, D.Zeppenfeld FERMILAB-Conf-87/102-T (1987)
- [5.3] A. Geiser UA1/TN 87-97 et PITHA 87/05 (1987)

FIGURES

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Diagrammes de production de photons directs au premier ordre en α_s | 5 |
| 1.2 | Premier rapport γ/π^0 publié (R412)..... | 6 |
| 1.3 | Rapport γ/π^0 mesuré dans l'expérience R107..... | 6 |
| 1.4 | Résultats pour les sections efficaces obtenues dans l'expérience R806..... | 8 |
| 1.5 | Résultats sur la topologie des événements obtenus par R806..... | 9 |
| 1.6 | Résultats de la collaboration E95..... | 9 |
| 1.7 | Résultats de la collaboration E629..... | 10 |
| 1.8 | Résultats de l'expérience R807..... | 11 |
| 1.9 | Résultats de la collaboration R808..... | 11 |
| 1.10 | Résultats de l'expérience NA3..... | 12 |
| 1.11 | Résultats de l'expérience NA24..... | 12 |
| 1.12 | Résultats de la collaboration WA70..... | 13 |
| 1.13 | Section efficace de production de photons directs mesurée dans l'expérience UA6..... | 14 |
| 1.14 | Résultats de l'expérience UA2..... | 15 |
| 1.15 | Graphes dominants pour la production de paires de photons directs..... | 16 |
| 1.16 | Sections efficaces expérimentales de production de paires de photons..... | 17 |
| 1.17 | Schématisation de la production de photons directs..... | 18 |
| 1.18 | Distributions des partons pour différentes paramétrisations..... | 20 |
| 1.19 | Différents graphes de production de photons directs..... | 21 |
| 1.20 | Section efficace en fonction de $a(\mu)$ et de C_M | 22 |
| 1.21 | Section efficace en fonction de M^2 | 23 |
| 1.22 | Distribution théorique des événements en fonction de z | 25 |
| 2.1 | Coupe du détecteur UA1..... | 29 |
| 2.2 | Vue des fils touchés dans le détecteur central..... | 30 |
| 2.3 | Une paire de gondoles..... | 31 |
| 2.4 | Un bouchon..... | 32 |
| 2.5 | Efficacité du premier niveau de déclenchement..... | 36 |
| 2.6 | Efficacité de la coupure sur l'énergie transverse pour les émulateurs..... | 37 |
| 2.7 | Vue d'un événement photon isolé dans le détecteur UA1..... | 41 |
| 3.1 | Événement "cosmique"..... | 45 |
| 3.2 | Événement "halo"..... | 45 |
| 3.3 | Événement avec problème de reconstruction..... | 45 |
| 3.4 | Événement "W" avec l'électron non identifié dans le C.D..... | 46 |
| 3.5 | Schématisation de la production de photons "indirects"..... | 48 |
| 3.6 | Fonction de fragmentation déterminée par UA1..... | 50 |
| 3.7 | Flux de $E_T, p_T, < N_{ch} >$ pour des jets..... | 52 |
| 3.8 | Efficacité de détection d'un γ en fonction de ϕ et η | 54 |
| 3.9 | Résolution sur la mesure de l'énergie d'un γ en fonction de ϕ et η | 54 |
| 3.10 | Distribution du signal et du bruit de fond en fonction de χ_G^2 | 55 |
| 3.11 | Distribution du signal et du bruit de fond en fonction de $N_\sigma(\Delta\phi_M)$ | 56 |
| 3.12 | Image de l'impact d'un électron dans le détecteur de position..... | 57 |
| 3.13 | Energie hadronique déposée par des π et des électrons de 20 GeV..... | 58 |
| 3.14 | Distributions d'isolement attendues pour les événements photon direct..... | 59 |
| 3.15 | Distributions des candidats photon en fonction de E_T et E_{T_m} | 61 |

| | |
|---|-----|
| 3.16 Distributions des événements en fonction de E_T et de $N_\sigma^2(E_{Tm})$ | 62 |
| 3.17 Distribution des photons directs et des π^0 en fonction de E_c | 63 |
| 3.18 Isolement des hadrons chargés et des π^0 Monte-carlo (ligne continue)..... | 64 |
| 3.19 Distributions des données en fonction de E_c | 66 |
| 3.20 Définition de E_r | 67 |
| 3.21 Distributions attendues pour des γ et des π^0 en fonction de E_r | 68 |
| 3.22 Distributions des données en fonction de E_r | 69 |
| 3.23 $\langle F_{S1} \rangle$ pour des γ en fonction de leur énergie. | 70 |
| 3.24 Energie déposée dans les 4 segments pour des électrons de W et Z..... | 70 |
| 3.25 Distributions des γ et des π^0 en fonction des F_{S1n} | 71 |
| 3.26 Distributions des données en fonction de F_{S1n} | 73 |
| 3.27 Distributions des événements isolés a) et non isolés b) en fonction de F_{S1n} | 74 |
| 3.28 Distributions des événements isolés a) et non isolés b) en fonction de F_{S1n} | 75 |
| 3.29 Distributions des π^0 et des γ en fonction de L_γ | 75 |
| 3.30 Distributions des données en fonction de L_γ | 77 |
| 3.31 Distributions des événements en fonction de E_T à 546 GeV..... | 79 |
| 3.32 Distributions des événements en fonction de E_T à 630 GeV..... | 79 |
| 3.33 Ajustement des spectres en L_γ à 630 GeV et $ \eta < .8$ | 81 |
| 3.34 F_γ en fonction de E_T déterminée à 630 GeV..... | 81 |
| 3.35 Fonction de correction des effets de résolution..... | 85 |
| 3.36 Matière située sur le trajet des photons, en fonction de η | 87 |
| 4.1 Événement A (candidat deux photons)..... | 91 |
| 4.2 Événement B (candidat deux photons)..... | 92 |
| 4.3 $P_{jet \rightarrow \gamma}$ en fonction de E_T | 94 |
| 4.4 N_f^{++} et N_f^- en fonction de E_{Tcut} | 95 |
| 5.1 Section efficace mesurée à 546 GeV..... | 100 |
| 5.2 Section efficace mesurée à 630 GeV..... | 100 |
| 5.3 Rapport expérience / théorie. | 102 |
| 5.4 Test du choix de l'échelle d'énergie..... | 103 |
| 5.5 Test de la valeur de Λ | 104 |
| 5.6 α_s en fonction de Q^2 | 105 |
| 5.7 Test du choix des fonctions de structure..... | 106 |
| 5.8 Rapport des sections efficaces mesurées à $\sqrt{s} = 630$ et 546 GeV..... | 107 |
| 5.9 Section efficace mesurée à 630 GeV et à $\eta=0$ par UA1 et UA2..... | 108 |
| 5.10 Rapport théorie / expérience..... | 109 |
| 5.11 $ \phi_{jet} - \phi_\gamma $ | 110 |
| 5.12 $(E_{Tjet} - E_{T\gamma})/E_{T\gamma}$ | 111 |
| 5.13 Fractions d'événements avec 0,1 et 2 jet ($E_{Tjet} > 15$ GeV)..... | 112 |
| 5.14 Rapport des fonctions de fragmentations pour γ et π^0 | 112 |
| 5.15 Rapport des distributions angulaires pour de γ et des π^0 | 115 |
| 5.16 Energie transverse totale de l'événement..... | 116 |
| 5.17 Spectre en masse des événements $\gamma+1jet$ | 117 |
| 5.18 Spectre en masse des événements $\gamma+2jet$ | 117 |
| 5.19 Spectre en masse des événements dimuons..... | 119 |
| 5.20 Section efficace de production de photon virtuel et de photon réel..... | 120 |
| 5.21 Distributions des événements deux photons en fonction de $M_{\gamma\gamma}$ | 122 |
| 5.22 Distributions des événements deux photons en fonction de z | 122 |

| | |
|--|-----|
| 5.23 Sections efficaces de production d'un jet, d'un photon et de deux photons. | 124 |
|--|-----|

TABLES

| | |
|---|-----|
| 1.1 Liste des expériences détectant des photons directs. | 5 |
| 1.2 Estimation des différents processus de production de photons de $p_T=20\text{GeV}$ | 21 |
| 1.3 Estimation des différents processus de production de 2 γ de $p_T=20\text{GeV}$ | 24 |
| 2.1 Seuils en énergie transverse pour le premier niveau de déclenchement. | 35 |
| 2.2 Critères de sélection utilisés par les émulateurs. | 37 |
| 3.1 Sous-processus de l'interaction parton-parton au premier ordre. | 49 |
| 3.2 Nombre d'événements qui satisfont la première sélection. | 62 |
| 3.3 Valeurs de F_γ en pour-cent. | 76 |
| 3.4 Coupures utilisées pour la sélection finale. | 78 |
| 3.5 F_γ pour les événements acceptés par la sélection finale et avec $E_T > 20 \text{ GeV}$ | 78 |
| 3.6 Efficacité des coupures utilisées. | 83 |
| 3.7 Luminosité intégrée. | 84 |
| 3.8 $C_C(E_T, \eta)$ | 86 |
| 3.9 Valeurs de la section efficace de production de photons directs. | 88 |
| 4.1 Critère de sélection des événements 2 photons. | 90 |
| 4.2 Paramètres des événements 2 photons. | 91 |
| 4.3 Critères de sélection des événements 2 photons. | 93 |
| 4.4 Paramètres des événements 2 photons. | 93 |
| 4.5 Valeurs des paramètres z des événements 2 photons. | 97 |
| 5.1 Variation de F_γ avec \sqrt{s} | 108 |
| 5.2 Section efficace de production de paires de photons. | 121 |

TABLES DES MATIERES

| | |
|--|-----------|
| INTRODUCTION : Pourquoi la physique des photons directs ? | 1 |
| CHAPITRE 1: Phénoménologie de la physique des photons directs | 3 |
| 1.1 Bref historique | 4 |
| 1.1.1 Généralités | 4 |
| 1.1.2 Production d'un photon direct | 4 |
| 1.1.3 Production d'une paire de photons directs | 15 |
| 1.2 Formalisme pour la production d'un photon | 18 |
| 1.2.1 Généralités | 18 |
| 1.2.2 Fonctions de structure | 19 |
| 1.2.3 Eléments de matrice | 20 |
| 1.2.4 Choix de l'échelle d'énergie | 22 |
| 1.3 Formalisme pour la production de deux photons | 24 |
| 1.3.1 Section efficace | 24 |
| 1.3.2 Impulsion transverse relative des deux photons | 24 |
| CHAPITRE 2: Appareillage | 27 |
| 2.1 Le collisionneur | 28 |
| 2.2 Le détecteur UA1 | 28 |
| 2.2.1 Le détecteur central | 30 |
| 2.2.2 Les Gondoles | 30 |
| 2.2.3 Les Bouchons | 32 |
| 2.3 Le système de déclenchement et d'acquisition de données | 34 |
| 2.3.1 Le prédéclenchement | 34 |
| 2.3.2 Le déclenchement de premier niveau | 34 |
| 2.3.3 Les émulateurs | 36 |
| 2.4 La reconstruction des événements | 39 |
| 2.5 La visualisation des événements | 40 |
| CHAPITRE 3: Mesure de la section efficace de production d'un photon | 43 |
| 3.1 Le Bruit de fond | 44 |
| 3.1.1 Le bruit de fond d'origine instrumentale | 44 |
| 3.1.2 Le bruit de fond d'origine "physique": son origine | 47 |
| 3.1.3 Moyens d'étude du bruit de fond d'origine physique | 51 |
| 3.2 Première sélection des événements | 54 |
| 3.2.1 Les coupures d'acceptance | 54 |
| 3.2.2 Qualité de la mesure de l'impact en fonction de x : χ_g^2 | 55 |
| 3.2.3 Qualité de la mesure de l'impact en fonction de ϕ | 56 |
| 3.2.4 Coupure sur la taille de la gerbe e.m. dans le détecteur de position | 57 |
| 3.2.5 La coupure sur l'énergie hadronique | 58 |
| 3.2.6 L'isolement | 58 |
| 3.2.7 La coupure sur la valeur de l'énergie manquante | 60 |
| 3.2.8 Résultat | 62 |
| 3.3 Mise en évidence d'un signal de photon direct | 63 |
| 3.3.1 Méthode | 63 |

| | |
|---|------------|
| 3.3.2 Etude de l'isolement dans un cône | 63 |
| 3.3.3 Etude de l'isolement dans un anneau | 67 |
| 3.3.4 Etude de la fraction d'énergie déposée dans le premier segment | 70 |
| 3.3.5 Définition de L_γ | 74 |
| 3.4 Calcul de la section efficace | 78 |
| 3.4.1 Sélection finale | 78 |
| 3.4.2 Estimation du bruit de fond résiduel | 80 |
| 3.4.3 Efficacités | 83 |
| 3.4.4 Luminosité | 83 |
| 3.4.5 Correction des effets de la résolution des calorimètres | 84 |
| 3.4.6 Correction des effets de taille de cellules | 85 |
| 3.4.7 Perte des photons par conversion | 86 |
| 3.4.8 Résultat: valeur de la section efficace | 87 |
| CHAPITRE 4: Mesure de la section efficace de production de 2 photons .. | 89 |
| 4.1 Recherche de paires de photons dans l'ensemble "déclenchement un photon" | 90 |
| 4.1.1 Sélection des événements | 90 |
| 4.1.2 Paramètres des événements sélectionnés | 90 |
| 4.2 Etude de l'ensemble "déclenchement deux impacts" | 93 |
| 4.2.1 Sélection | 93 |
| 4.2.2 Calcul du bruit de fond | 94 |
| 4.2.3 Calcul de la section efficace de production de paires de photons directs | 96 |
| CHAPITRE 5: Discussion des résultats | 99 |
| 5.1 Section efficace de production d'un photon direct | 100 |
| 5.1.1 Première comparaison avec le modèle théorique présenté au chapitre 1 | 100 |
| 5.1.2 Deuxième comparaison avec le modèle théorique présenté au chapitre 1 ... | 101 |
| 5.1.3 Sensibilité au choix de l'échelle d'énergie | 102 |
| 5.1.4 Sensibilité à la valeur de Λ | 104 |
| 5.1.5 Sensibilité au choix des fonctions de structure | 105 |
| 5.1.6 Comparaison entre les mesures faites aux deux énergies | 106 |
| 5.1.7 Comparaison avec les autres expériences | 108 |
| 5.2 Etude de la topologie des événements à un photon | 110 |
| 5.2.1 Généralités | 110 |
| 5.2.2 Nombre de jets | 110 |
| 5.2.3 Nature du jet opposé au photon: fonction de fragmentation | 112 |
| 5.2.4 Distribution angulaire | 114 |
| 5.2.5 Activité générale des événements | 114 |
| 5.2.6 Recherche d'événements "exotiques" | 116 |
| 5.3 Section efficace de production de dimuons de faible masse | 118 |
| 5.3.1 Introduction | 118 |
| 5.3.2 Calcul du pseudo rapport de branchement | 118 |
| 5.3.3 Sélection des événements | 118 |
| 5.3.4 Section efficace | 119 |
| 5.4 Production de paires de photons | 121 |
| 5.4.1 Section efficace | 121 |
| 5.4.2 Distributions topologiques | 121 |
| CONCLUSION: | 125 |

| | |
|--|------------|
| ANNEXE: Définitions des variables utilisées | 127 |
| REFERENCES | 128 |
| INDEX DES FIGURES | 129 |
| INDEX DES TABLES | 131 |
| TABLES DES MATIERES | 132 |

Remerciements

C'est l'expérience UA1 qui a fourni les éléments de ce travail. Je tiens donc, tout d'abord, à remercier l'ensemble des membres de la collaboration, qui, par des tâches parfois fort diverses, ont tous contribué à obtenir les résultats présentés ici.

Je remercie Monsieur Daniel Decamp de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de thèse. Messieurs Jacques Haïssinski, Louis Massonnet et Daniel Treille, ont bien voulu examiner mon travail et participer au jury. Qu'ils en soient ici remerciés.

Monsieur Bernard Aubert a bien voulu diriger cette thèse. Je le remercie pour ses conseils et encouragements.

J'ai eu de nombreuses discussions avec Monsieur Patrick Aurenche. Il n'a pas ménagé ses efforts pour rendre la théorie plus "accessible". Je lui en suis sincèrement reconnaissant.

Madame Marie-Noëlle Minard m'a fait l'amitié d'une relecture du manuscrit. J'ai beaucoup apprécié son esprit critique et stimulant.

Tout au long de ce travail, j'ai bénéficié de l'aide amicale et critique de l'ensemble des membres du groupe UA1 d'Annecy, ainsi que de la compétence d'Alain Givernaud. Qu'ils sachent combien le temps qu'ils ont bien voulu me consacrer m'a été profitable.

Je remercie également Monsieur Denis Linglin, Directeur du L.A.P.P d'Annecy, et en son nom tout le personnel du laboratoire pour l'accueil chaleureux que j'ai reçu. Pour obtenir les résultats décrits dans cette thèse, ainsi que sa réalisation, j'ai abondamment utilisé les moyens informatiques du L.A.P.P., pour lesquels, l'assistance de Denise Dufournaud, Nicole Iribarnes et Alain Pellier, m'a été des plus précieuses.

Etude de la production de photons directs dans l'expérience UA1

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des photons directs produits par les collisions proton-antiproton réalisées dans l'expérience UA1 à une énergie de 546 GeV et 630 GeV dans le centre de masse.

Nous mettons tout d'abord en évidence la présence d'un signal de photons directs. Puis le calcul de la section efficace de production de photons directs isolés est décrite. Un signal d'événements à deux photons directs est aussi observé, et la section efficace correspondante est déterminée. Les prédictions théoriques de QCD, calculée au deuxième ordre en fonction de la constante de couplage de l'interaction forte, reproduisent bien nos résultats. Leur sensibilité aux différents paramètres est aussi décrite. Enfin, la structure des événements est étudiée et correspond à ce que prédit QCD, en particulier pour la distribution angulaire du système photon-jet pour les événements à un photon direct.

Study of the direct photon production in the UA1 experiment

Abstract

This thesis is a study of direct photon production in $p\bar{p}$ collisions in the UA1 experiment at the center of mass energies of 546 and 630 GeV.

We first give the evidence for the direct photon signal. Then we describe the calculation of the direct photon cross-section. Few events with two direct photons are observed, and the corresponding cross-section is computed. The QCD predictions, calculated at second order of the constant of the strong interaction, are in good agreement with our results. Their sensitivity to various parameters is also described. Finally, the structure of the events is studied and found to be in agreement with QCD predictions, particularly for the angular distribution of the photon-jet system for the events with one direct photon.