

UNIVERSITE DE NEUCHÂTEL

Groupe de physique corpusculaire

INSTITUT DE PHYSIQUE

Professeur Eric JEANNET

---

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE  
PHOTONS DIRECTS  
LORS D'INTERACTIONS  $\pi^{\pm}$ -p A 280 GeV/c**

**T H E S E**

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de Neuchâtel

pour l'obtention du grade de docteur ès Sciences, mention physique

par

**Emmanuel BONVIN**

de Lens (VS)

physicien diplômé de l'ETH Zurich

1987

## TABLE DES MATIÈRES

<b>1.</b>	<b>MOTIVATION THEORIQUE</b>	<b>1</b>
1.1	La place des photons directs dans le cadre des interactions fortes	1
1.2	Des hadrons aux partons	4
1.3	Les photons directs au premier ordre	5
1.4	Le traitement complet du deuxième ordre	6
1.5	Le choix des échelles de renormalisation et de factorisation	9
1.6	Le choix des fonctions de structure et du paramètre $A$	11
1.7	Les possibilités offertes par les photons directs	12
<b>2.</b>	<b>HISTORIQUE DES PHOTONS DIRECTS</b>	<b>13</b>
<b>3.</b>	<b>LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL</b>	<b>16</b>
3.1	Introduction	16
3.2	Le faisceau	16
3.3	Le spectromètre OMEGA	18
3.4	La grande chambre proportionnelle	19
3.5	Les compteurs faisceau	19
<b>4.</b>	<b>LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE</b>	<b>20</b>
4.1	Les exigences physiques	20
4.2	L'élément actif	21
4.3	Le module	22
4.4	Le quadrant	24
4.5	Le calorimètre	24
<b>5.</b>	<b>L'ELECTRONIQUE DE LECTURE</b>	<b>25</b>
5.1	Les photomultiplicateurs	25
5.2	Les convertisseurs analogique-digital (ADC)	25
5.3	Le système de temps de vol	26
5.4	Le système d'acquisition	29
<b>6.</b>	<b>LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT ELECTRONIQUE (TRIGGER)</b>	<b>31</b>
6.1	Les exigences physiques	31
6.2	Le principe du trigger	31
6.3	Les conditions de fonctionnement et les performances	34
<b>7.</b>	<b>LA CALIBRATION DU CALORIMETRE</b>	<b>35</b>
7.1	Introduction	35
7.2	Le système source	37
7.3	Le système laser	37
7.3.1	La description du système laser	37
7.3.2	Les barrettes	39
7.3.3	La procédure pour la mesure laser	42
7.3.4	Les performances	42
7.3.5	Les autres utilisations du système laser	43
7.4	La procédure d'utilisation des systèmes de calibration	44
7.5	Le test de l'égalisation avec un faisceau d'électrons	47
7.6	L'égalisation finale à l'aide des données	47
7.7	L'échelle absolue en énergie	49
7.8	La résolution en énergie du calorimètre	49
<b>8.</b>	<b>LA RECONSTRUCTION DE L'EVENEMENT</b>	<b>52</b>
8.1	Le programme de reconstruction du calorimètre	53
8.2	La reconstruction des traces	57

9.	VERS UNE GERBE DE TRIGGER PROPRE .....	59
9.1	Introduction .....	59
9.2	La gerbe de trigger signée comme "halo" .....	59
9.3	La gerbe de trigger signée comme "hadron" .....	63
9.4	Les gerbes de trigger signées comme "chargées" .....	67
9.5	La gerbe de trigger signée "trace" par Trident .....	67
10.	SELECTION DES $e^0$ .....	69
11.	SELECTION DES PHOTONS DIRECTS .....	74
11.1	Le rejet des $e^0$ .....	74
11.2	Le rejet des $\gamma$ .....	76
11.3	Le résumé des sélections .....	79
12.	LES SIMULATIONS MONTE - CARLO .....	81
12.1	La motivation .....	81
12.2	La simulation de la physique .....	81
12.3	La simulation du dispositif expérimental .....	82
12.4	La comparaison avec les données expérimentales .....	83
12.5	L'influence des fichiers d'égalisation .....	87
13.	LES EFFICACITES ET L'ANALYSE A L'AIDE DES SIMULATIONS .....	90
13.1	L'efficacité d'identification des $e^0$ .....	90
13.2	L'efficacité d'identification des photons directs .....	92
13.3	Le bruit de fond du signal photon direct .....	94
14.	RESULTATS $e^0$ .....	98
14.1	Les sections efficaces des $e^0$ .....	98
14.2	Les rapports des sections efficaces pour différents faisceaux .....	101
14.3	La paramétrisation phénoménologique .....	101
14.4	La comparaison avec les expériences antérieures .....	103
15.	RESULTATS PHOTONS DIRECTS .....	105
15.1	Les sections efficaces des photons directs .....	105
15.2	La comparaison avec les prédictions QCD .....	108
15.3	La comparaison avec l'expérience NA24 .....	110
15.4	Le rapport $\gamma/e^0$ .....	111
15.5	La comparaison des sections efficaces de photons directs des faisceaux $e^+$ et protons .....	112
15.6	La comparaison des sections efficaces de photons directs des faisceaux $e^-$ et $e^+$ .....	113
15.7	La séparation des diagrammes Compton et d'annihilation .....	115
15.8	L'étude de $\Lambda$ et de la fonction de structure du gluon du $e$ .....	117

## References

# 1. MOTIVATION THEORIQUE

## 1.1 La place des photons directs dans le cadre des interactions fortes

Depuis une quinzaine d'années, la QCD (Quantum Chromodynamics) émerge comme la théorie régissant les interactions fortes [1] [2] [3]. Basée sur l'invariance de jauge du groupe SU(3) de couleur, elle décrit l'interaction entre hadrons comme des interactions au niveau de leurs constituants, les quarks et les gluons, dénommés globalement partons.

L'affaiblissement du couplage, q-q, q-g ou g-g, lorsque l'impulsion de transfert augmente est une propriété essentielle de la QCD. En effet le couplage, supposé très fort à grande distance, diminue lorsque la distance d'interaction diminue (liberté asymptotique [4]). La constante de couplage (figure 1) des interactions fortes s'exprime ainsi (à l'ordre des logarithmes dominants) :

$$\alpha_s = 12\pi / (33 - 2f) \cdot \ln(Q^2 / \Lambda^2)$$

où Q est lié à la quadri-impulsion transférée ( $-q^2 = Q^2$ ), f est le nombre de saveurs;  $\Lambda$  est un paramètre de la théorie QCD, de la dimension d'une impulsion, qui doit être déterminé expérimentalement. L'ordre de grandeur de  $\Lambda$  (100 à 400 MeV/c) et la liberté asymptotique autorisent l'utilisation du calcul perturbatif à grands  $Q^2$  car  $\alpha_s$  y est suffisamment petit. Cette région cinématique permet donc des tests expérimentaux de la théorie QCD.

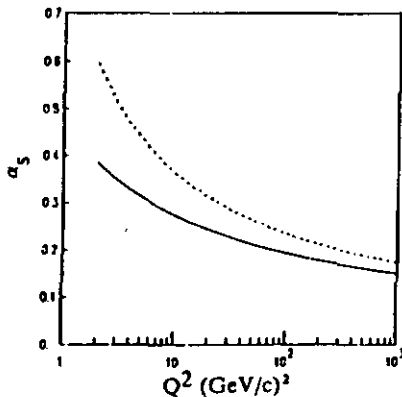


Figure 1: Variation de la constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction de  $Q^2$ , en trait plein pour  $\Lambda = 200$  MeV/c, en traitillé pour  $\Lambda = 400$  MeV/c.

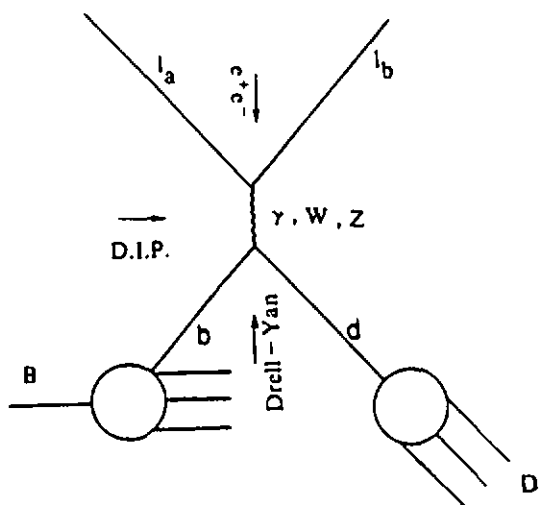


Figure 2: Interaction électrofaible hadron-lepton (D.I.P.). En modifiant le sens de lecture, ce diagramme symbolise aussi l'annihilation  $e^+e^-$  ou le processus Drell-Yan.

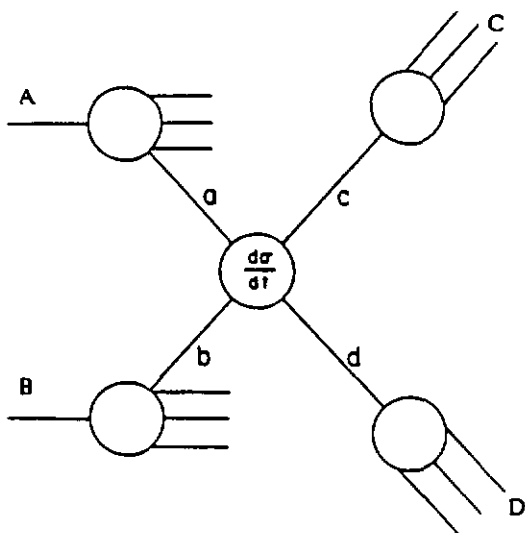


Figure 3: Production hadronique de jets.

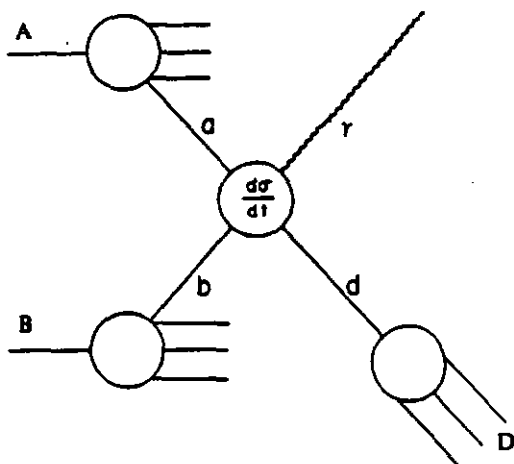


Figure 4: Production hadronique de photons directs.

La distribution des constituants des hadrons (fonction de structure) et leur fragmentation peuvent être étudiées lors d'interactions impliquant deux vertex électromagnétiques (ordre minimal  $\alpha^2$ ) ou faibles comme représenté en figure 2. La bonne connaissance des interactions électrofaibles permet d'accéder aux quarks, comme par exemple lors des processus Drell-Yan, de l'annihilation  $e^+e^-$  ou de la diffusion inélastique profonde (lepto-nucléon). Toutefois ces expériences n'étudient le couplage fort  $\alpha_s$  et le gluon que comme corrections d'ordres supérieurs.

Parallèlement, la production de jets par collisions hadroniques (figure 3) est issue d'interactions fortes q-q, q-g ou g-g (ordre minimal  $\alpha_s^2$ ). L'accès à l'interaction partonique forte y est toutefois compliqué par le nombre important de sous-processus au premier ordre et la difficulté expérimentale à reconstruire la cinématique des jets.

Dès lors, l'intérêt de la production de photons directs lors d'interactions hadroniques (figure 4) apparaît clairement. Uniquement deux sous-processus y contribuent à l'ordre minimal  $\alpha\alpha_s$ . L'étude de ces interactions utilise le couplage électromagnétique bien connu, la nature ponctuelle et la cinématique non-ambiguë du photon, pour accéder à l'interaction forte et au gluon.

Une récente publication de Owens [5] décrit la production de photons directs, sous un aspect théorique tandis qu'un article de Ferbel et Molzon [6] traite principalement des aspects expérimentaux. Ces deux publications complémentaires constituent une revue complète et très détaillée de la physique des photons directs.

## 1.2 Des hadrons aux partons

Une difficulté principale de la physique des interactions fortes consiste dans le fait que la théorie décrit l'interaction au niveau des constituants, les partons, alors que les observables mesurées le sont au niveau des hadrons. Cette difficulté est contournée par l'utilisation des fonctions de structure, des fonctions de fragmentation et de l'hypothèse de factorisation.

Les fonctions de structure décrivent, dans l'état initial, la distribution d'impulsion des partons dans les hadrons:  $F_{a,A}(x)$  est la probabilité de trouver un parton  $a$ , avec une fraction d'impulsion  $x$  par rapport à celle du hadron  $A$  auquel il appartient. Les fonctions de fragmentation  $D_{c,C}(z)$  décrivent, dans l'état final, la probabilité de trouver un hadron  $C$  emportant une fraction d'impulsion  $z$  par rapport à celle du parton  $c$  dont il est issu. Comme ces fonctions de distribution ne peuvent être calculées perturbativement, elles sont paramétrisées selon des modèles phénoménologiques et déterminées expérimentalement.

L'hypothèse de factorisation décrit les observables mesurées comme la somme des contributions de tous les processus élémentaires possibles, convolués par les fonctions de distribution. Par exemple, la section efficace invariante de la réaction hadronique  $A + B \rightarrow C + X$  est décrite [7] par

$$\int \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sum_{a,b,c,d} \left( dx_a dx_b dz_c F_{a,A}(x_a) F_{b,B}(x_b) D_{c,C}(z_c) \cdot \frac{\hat{s}}{z^2 t c} \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \cdot \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \right)$$

où  $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$  représente la section efficace de diffusion des partons (ponctuels)  $a$  et  $b$  en partons  $c$  et  $d$  [8], alors que  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  et  $\hat{u}$  sont les variables cinématiques de Mandelstam de cette réaction élémentaire.

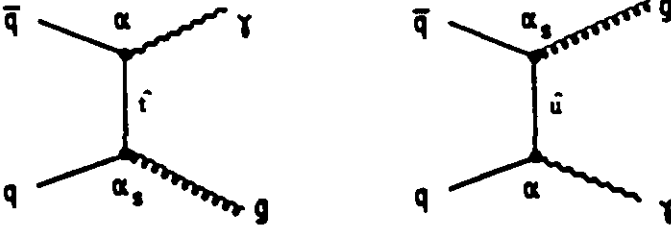


Figure 5: Processus d'annihilation  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$

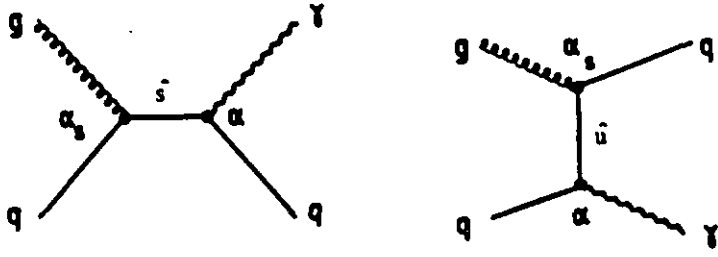


Figure 6: Diffusion Compton  $qg \rightarrow qX$

### 1.3 Les photons directs au premier ordre

Deux processus élémentaires contribuent à la production de photons directs. L'annihilation d'un quark avec un antiquark de même couleur permet l'émission d'un photon et d'un gluon dans l'état final (figure 5). La section efficace élémentaire s'écrit (9):

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{E}}(q\bar{q} \rightarrow \gamma g) = \frac{8\pi}{3} e_q^2 \frac{\alpha \cdot \alpha_s}{s^2} \frac{\hat{E}^2 + \hat{U}^2}{\hat{E} \cdot \hat{U}}$$

La diffusion d'un quark et d'un gluon peut donner dans l'état final un photon et un quark (figure 6). Cette réaction est dénommée diffusion Compton en raison de sa similitude avec l'effet Compton en QED. Sa section efficace intrinsèque s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dE}(q\bar{q} \rightarrow \gamma q) = -\frac{\pi}{3} e_q^2 \frac{\alpha \cdot \alpha_s}{s^2} \frac{s^2 + \hat{E}^2}{s \hat{E}}$$

Le formalisme développé jusqu'à présent permet donc d'obtenir des prédictions théoriques de la section efficace invariante de production des photons directs au premier ordre (ordre de Born). Il met en évidence plusieurs avantages de la physique des photons directs (par rapport soit aux expériences de DIP, soit à celles de production de jets) :

- Elle est proportionnelle à  $\alpha_s$  et donc très sensible à  $\Lambda$ , surtout dans la région cinématique étudiée par les expériences en cible fixe ( $Q^2 < 30 \text{ (GeV/c)}^2$ ), comme ce témoigne la figure 1.
- Elle est directement dépendante de la fonction de structure du gluon  $G(x)$ .
- Elle est indépendante des incertitudes liées aux fonctions de fragmentation.
- Elle dépend uniquement de deux processus élémentaires. Compte tenu des charges et des saveurs des quarks qui composent les hadrons qui interagissent, certains canaux de production de photons directs dépendent uniquement d'un seul processus. Les interactions p-p sont cotièrement dominées par la diffusion Compton. Le processus d'annihilation, dans lequel intervient impérativement un quark de la mer, n'apparaît qu'aux ordres supérieurs. Le canal  $(e^- - e^+)_p$  sélectionne les photons directs produits exclusivement par l'annihilation, car les contributions de la diffusion Compton sont égales pour les  $e^-$  et les  $e^+$ , également aux ordres supérieurs. Cette capacité de sélectionner séparément chacun des processus est un atout essentiel car elle procure ainsi un accès direct à l'interaction forte élémentaire.

#### 1.4 Le traitement complet du deuxième ordre

Les prédictions du premier ordre ne suffisent pas à l'interprétation des données expérimentales. Un facteur multiplicatif  $K$ , dont l'ordre de grandeur varie entre 1.5 et 3 suivant la réaction, est alors introduit pour relier les prédictions de l'ordre de Born et les données. Cette discrétance s'explique par la contribution importante des ordres supérieurs. Il est donc essentiel d'en tenir compte pour formuler des prédictions crédibles. Un atout supplémentaire des photons directs réside dans le fait que les calculs théoriques complets sont disponibles au deuxième ordre (ordre  $\alpha_s^2 \alpha$ ). En effet Aurenche, Baier, Diouri, Fontannaz et Schiff [10] [11] [12] ont calculé tous les diagrammes du second ordre et les ont

transcrits dans un code numérique qu'ils ont eu l'amabilité de mettre à disposition de la collaboration WA70. Toutefois certaines contributions des ordres supérieurs divergent :

- Les diagrammes possédant des boucles fermées aboutissent à des divergences ultraviolettes (figure 7 a). La théorie de renormalisation [13] permet, selon plusieurs schémas possibles, d'absorber ces divergences dans  $\alpha_s$  et d'aboutir à des contributions finies, en introduisant toutefois une échelle de renormalisation arbitraire  $\mu$ .
- Les diagrammes dans lesquels un gluon est émis parallèlement à un parton aboutissent à des singularités de masse (figure 7 b). Celles-ci sont absorbées dans les fonctions de distribution à l'aide du théorème de factorisation [14]. Ces fonctions deviennent ainsi dépendantes d'une échelle  $M$  qui doit être définie à l'aide des variables cinématiques de la réaction.

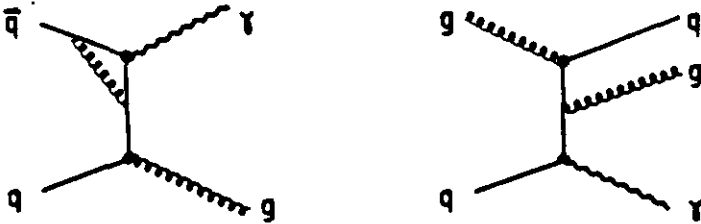


Figure 7: Exemples de diagrammes du second ordre dont les contributions divergent.

A l'aide du calcul perturbatif, les prédictions théoriques tenant compte des deux premiers ordres au complet sont désormais possibles. Comme la série est tronquée, il est nécessaire d'effectuer les "choix adéquats" des grandeurs suivantes qui ne peuvent être déduites de la théorie et dont dépendent les prédictions :

- le schéma de renormalisation
- l'échelle de renormalisation  $\mu$
- le paramètre  $\Lambda$
- l'échelle de factorisation  $M$
- les fonctions de structure  $F_{a,A}(x, M^2)$

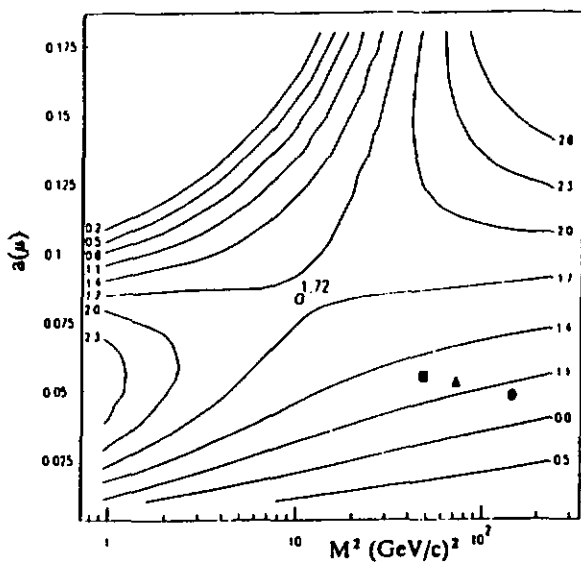


Figure 8: Sections efficaces prédites (en nbarns) en fonction de  $M^2$  et  $a(\mu) = a_3(\mu)/w$  pour le canal  $(\pi^- - \pi^+) \cdot p \rightarrow \gamma X$  à  $p_T = 6 \text{ GeV}/c$  et  $x_F = 0$ . Le point de selle, qui définit les échelles optimisées, est représenté par un cercle vide, alors que les échelles naturelles ( $4/3 p_T^2$ ,  $2 p_T^2$ ,  $4 p_T^2$ ) sont représentées par respectivement un carré, un triangle et un cercle pleins.

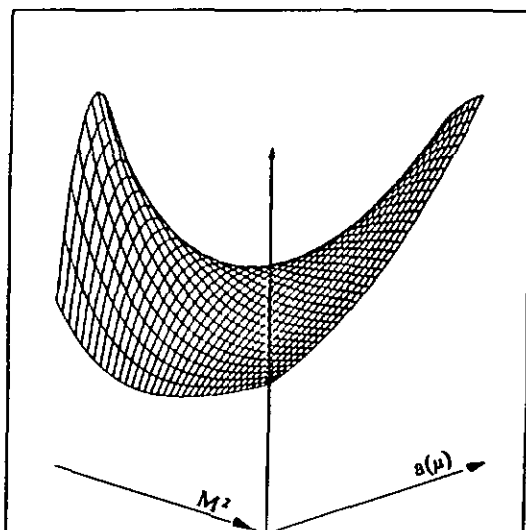


Figure 9: Sections efficaces prédites en fonction des variables  $M^2$  et  $a(\mu)$  pour le canal  $\pi^+ \cdot p \rightarrow \gamma X$  à  $p_T = 6 \text{ GeV}/c$  et  $x_F = 0$  (détails dans le texte).

### 1.5 Le choix des échelles de renormalisation et de factorisation

Les échelles de renormalisation  $\mu$  et de factorisation  $M$  sont reliées au propagateur ( $\hat{s} \sim \hat{t} \sim \hat{u} \sim p_T^2$ ), ont donc la dimension d'une impulsion et caractérisent "l'intensité" de la réaction. Lors d'interactions à deux vertex électromagnétiques (figure 2), elles correspondent à l'impulsion transférée  $Q$  et sont précisément définies par la cinématique du couple de leptons.

Lors de la production de photons directs, dans laquelle intervient un vertex fort  $\alpha_s$ , ces échelles ne doivent pas forcément être égales et leur détermination n'est plus univoque. Historiquement, les choix effectués, dénommés naturels, relient ces échelles à la cinématique de l'interaction :

$$\mu^2 = M^2 = \hat{s} = 4p_T^2$$

$$\mu^2 = M^2 = -\hat{t} = 2p_T^2$$

$$\mu^2 = M^2 = (\hat{s}\hat{t}\hat{u})/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2) = (4/3)p_T^2$$

Les prédictions théoriques dépendent toutefois sensiblement de ces choix. Une approche différente, développée au début de la décennie [15] [16], propose de minimiser cette sensibilité des calculs théoriques au choix des échelles. Puisque les résultats expérimentaux ainsi que les calculs perturbatifs à tous les ordres sont évidemment indépendants du choix des échelles, le principe de sensibilité minimum (PMS) exige que les prédictions issues de la série tronquée soient également indépendantes de ces paramètres non-physiques. Les conditions suivantes sont donc exigées pour définir ces échelles dites optimisées  $\mu_{opt}$  et  $M_{opt}$  [10] :

$$\mu \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \mu} \right) = 0 \quad \text{et} \quad M \left( \frac{\partial \sigma}{\partial M} \right) = 0$$

Les sections efficaces prédites sont présentées en figures 8 et 9 en fonction de  $a(\mu) = \alpha_s(\mu)/\pi$  et  $M^2$ . Le point de selle de la surface obéit aux conditions exigées par le PMS et définit donc les échelles optimisées  $\mu_{opt}$  et  $M_{opt}$ . Celles-ci sont sensiblement inférieures aux échelles naturelles, également dessinées sur la figure 9. S'il est impossible de prouver l'exactitude de ces choix, plusieurs arguments [10] suggèrent qu'ils sont raisonnables. En effet

- les prédictions sont indépendantes des schémas de renormalisation et de factorisation,
- les prédictions sont stables lors de variations locales de ces échelles,
- la contribution du deuxième ordre est faible (10-20%) et indique ainsi une convergence rapide du calcul perturbatif,

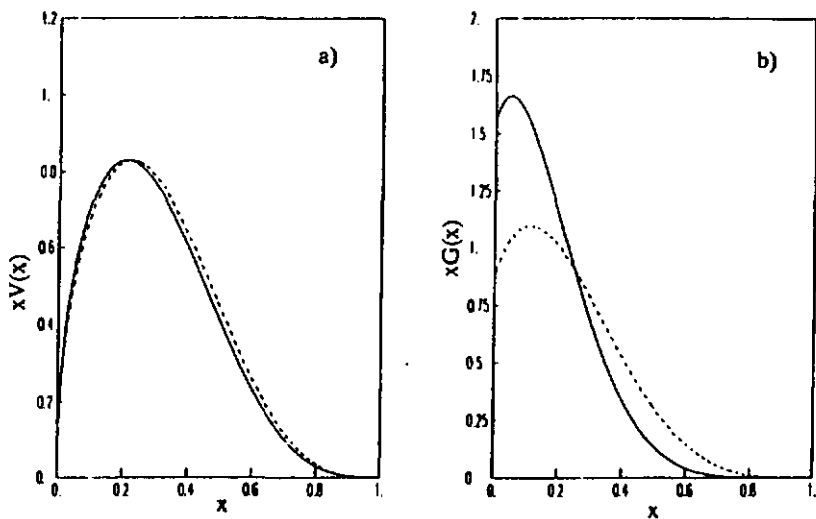


Figure 10: Fonctions de structure du nucléon, a) pour la valence, b) pour le gluon; en trait plein l'ensemble 1, en traitillé l'ensemble 2.

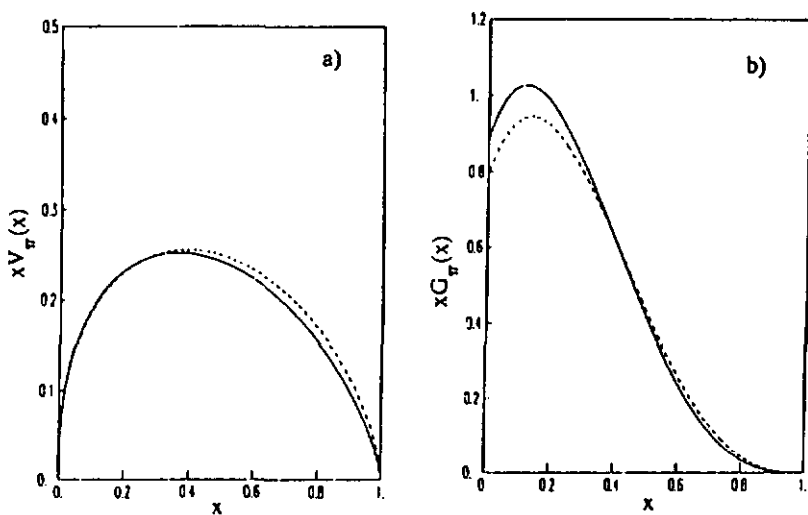


Figure 11: Fonctions de structure du pion, a) pour la valence, b) pour le gluon; en trait plein l'ensemble 1, en traitillé l'ensemble 2.

- la section efficace s'exprime sous une forme simple et universelle, elle est proportionnelle à la contribution du terme de Born.

En comparaison, les échelles naturelles ne possèdent aucune de ces propriétés.

### 1.6 Le choix des fonctions de structure et du paramètre $\Lambda$

Comme mentionné précédemment, les fonctions de structure sont déterminées à l'aide de mesures expérimentales. Pour les nucléons, une compilation d'expériences a été effectuée par Duke et Owens [17]. Comme la diffusion inélastique profonde est peu sensible à la fonction de structure  $G(x)$  du gluon, celle-ci est contrainte à l'aide de données de production de dimuons et de  $J/\psi$ . Toutefois, les fonctions de distribution sont dépendantes d'effets nucléaires (DIP) ou de modèles phénoménologiques ( $J/\psi$ ). De plus, la forme de  $G(x)$  est fortement corrélée au paramètre  $\Lambda$ . Toutes ces incertitudes ont conduit Duke et Owens à utiliser deux ensembles de données légèrement différents qui aboutissent à deux ensembles de fonctions de structure. Si ceux-ci fournissent des distributions de valence très semblables (figure 10), ils donnent des fonctions de structure  $G(x)$  du gluon ainsi que des valeurs de  $\Lambda$  sensiblement différentes, illustrant l'ordre de grandeur de l'incertitude actuelle. Pour  $M^2 = 4 (\text{GeV}/c)^2$ , les deux ensembles se différencient principalement ainsi :

$$\begin{aligned} \text{ensemble 1 : } & G(x) \sim (1+9x)(1-x)^6 & \Lambda = 200 \text{ MeV}/c \\ \text{ensemble 2 : } & G(x) \sim (1+9x)(1-x)^8 & \Lambda = 400 \text{ MeV}/c \end{aligned}$$

Par exemple, l'écart relatif ( $| \Delta G | / \bar{G}$ ) entre les deux fonctions de structure du gluon est de 50%, 35%, 0%, 75% et 180% pour  $x$  respectivement égal à 0.03, 0.10, 0.25, 0.50 et 0.80.

Dans une étape suivante [18], Owens a utilisé les fonctions de distribution du nucléon ainsi que les résultats expérimentaux ( $\nu^- N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  et  $\nu N \rightarrow J/\psi + X$ ) concernant les pions pour déterminer les fonctions de structure de ceux-ci. Il propose également deux ensembles pour les pions (figure 11) car il a utilisé les deux ensembles de fonctions de distribution du nucléon comme paramètres d'entrée dans son fit. Si pour le nucléon, les deux ensembles définissent l'ordre de grandeur de l'incertitude, ce n'est pas le cas pour le pion : le peu de données disponibles ne permet pas une estimation de cette incertitude.

### *1.7 Les possibilités offertes par les photons directs*

La production des photons directs, sensible à  $G(x)$  et à  $\Lambda$ , doit permettre d'améliorer la connaissance de ces paramètres. Les interactions p-p peuvent contraindre plus fortement  $G(x)$  (du nucléon) ou tout au moins effectuer un choix clair entre les deux ensembles proposés. Cette discrimination est plus aisée en cible fixe qu'en mode collisionneur, car dans la plage en  $x$  étudiée ( $x > 0.2$ ), les valeurs de  $a_3(\Lambda)$  (figure 1) et de  $G(x)$  (figure 10) de l'ensemble 1 sont toutes deux inférieures à celles de l'ensemble 2.

La connaissance des fonctions de structure du pion est limitée car les données expérimentales sont peu abondantes. La contribution des photons directs produits par  $\pi^-$ -p et  $\pi^+$ -p est donc essentielle pour contraindre la fonction de structure du gluon du  $\pi$ . Par ailleurs, la différence des sections efficaces de photons directs produits par  $\pi^-$  et  $\pi^+$  ne contient que des termes d'annihilation et donc est indépendante de  $G(x)$ . Cette différence permet de décorréler totalement  $G(x)$  et  $\Lambda$ . Elle est proportionnelle à  $\Lambda$  et permet une mesure relativement précise de ce paramètre, qui est généralement difficilement accessible.

En conclusion, la production de photons directs tient donc une place importante dans l'ensemble des mesures expérimentales actuelles, qui testent la théorie des interactions fortes.

## 2. HISTORIQUE DES PHOTONS DIRECTS

Si, durant la dernière décennie, maintes expériences (une revue détaillée est présentée dans la référence [19] ) ont observé puis étudié la production de photons directs lors d'interactions (anti)protons-protons, peu ont travaillé à partir d'un faisceau de pions; le tableau suivant résume les caractéristiques principales de ces dernières collaborations :

expérience	année de publication	$\sqrt{s}$ ( GeV )	faisceau et cible	domaine cinématique $p_T$ en GeV/c ; $y$ ou $x_F$
FNAL E629	1983	19.4	$\pi^+ - C$	$2.1 \text{ à } 5 ; -0.75 < y < 0.2$
CERN NA3	1986	19.4	$\pi^+, \pi^- - C$	$3 \text{ à } 6 ; -0.4 < y < 1.2$
CERN NA24	1987	23.75	$\pi^+, \pi^- - p$	$4 \text{ à } 7 ; -0.52 < y < 0.55$
CERN WA70	1987	22.94	$\pi^+, \pi^- - p$	$4 \text{ à } 7 ; -0.45 < x_F < 0.55$ $p_T = 5 \text{ GeV/c} ; -0.9 < y < 1.05$

Le but premier du groupe E629 [20] était un test de faisabilité pour une expérience future (E706). Il n'a pas moins été le premier à observer un rapport  $\gamma/\pi^0$  croissant avec  $p_T$  (figure 12).

La collaboration NA3 [21] a travaillé dans des conditions semblables ( faisceau, cible ) et tenté de mettre en évidence la contribution du graphe d'annihilation. Cette étude est possible à l'aide du rapport des productions de photons directs par  $\pi^-$  et  $\pi^+$ ; celui-ci ( figure 13 ) doit en effet différer de l'unité en raison des constituants différents ( saveur et charge des quarks ) des deux mésons  $\pi^-$  et  $\pi^+$ . Il doit également augmenter avec l'impulsion transverse car la fonction de structure des quarks est plus dure que celle du gluon.

La collaboration NA24 [22] a également étudié les photons directs, produits sur une cible d'hydrogène à une énergie de centre de masse de 23.75 GeV. Elle a exprimé les sections efficaces en fonction de  $p_T$  mais aussi, pour les  $\pi^-$ , en fonction d'une deuxième variable cinématique :  $y$  ( figure 14 ). Le rapport de production de photons directs par  $\pi^-$  et  $\pi^+$  ( figure 15 ) est compatible avec les prédictions et augmente sensiblement avec  $p_T$ , mais en raison d'erreurs statistiques relativement importantes, ne permet pas d'exclure totalement un rapport unitaire et donc d'affirmer l'évidence du processus d'annihilation.

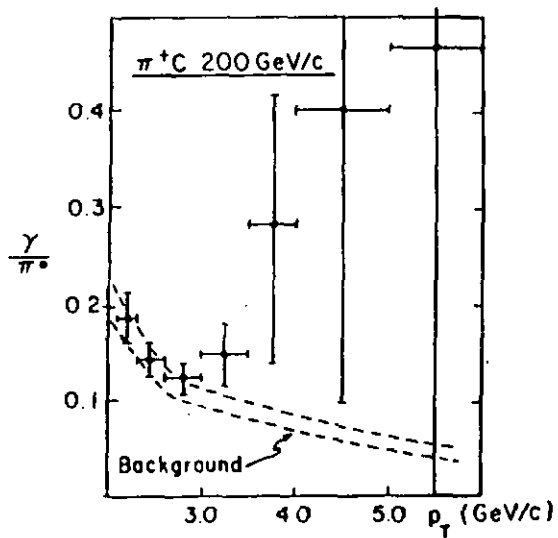


Figure 12: Rapport  $\gamma/\pi^0$  observé par E629 lors d'interactions  $\pi^+p$  à 200 GeV/c.

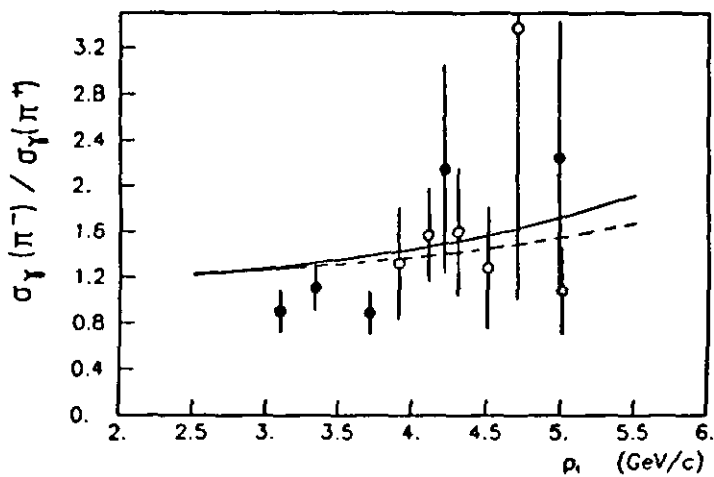


Figure 13: Rapport des productions de photons directs par faisceaux  $\pi^-$  et  $\pi^+$  sur carbone, mesuré par NA3 à 200 GeV/c.

La collaboration WA70 [23] a été spécialement conçue pour l'étude des photons directs. A l'aide d'un faisceau de 280 GeV/c, elle a accumulé une statistique suffisante pour mettre en évidence le graphe d'annihilation et accéder ainsi au paramètre  $\Lambda$ . Sa grande acceptation permet également d'exprimer les sections efficaces en fonction des variables cinématiques  $p_T$  et  $x_F$ , débouchant ainsi sur l'étude non seulement de la normalisation mais encore de la forme des fonctions de structure.

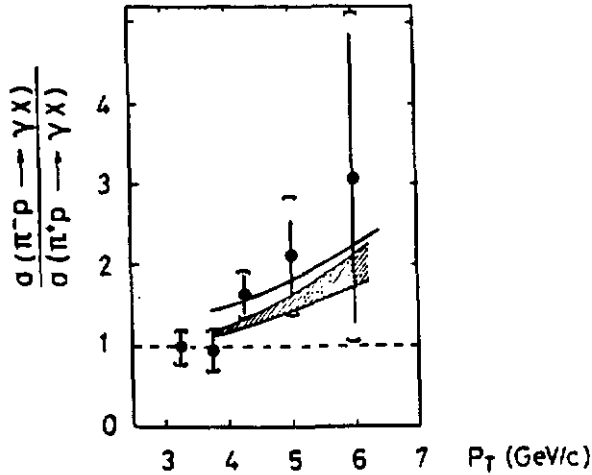


Figure 14: Rapport des productions de photons directs par faisceaux de  $\pi^-$  et  $\pi^+$  sur hydrogène, mesuré par NA24 à 300 GeV/c.

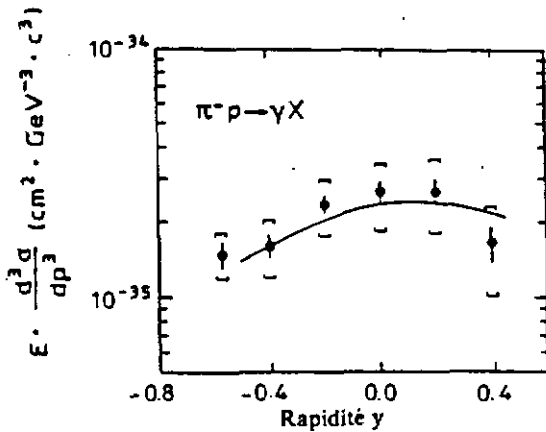


Figure 15: Section efficace  $\pi^- p \rightarrow \gamma X$  mesurée par NA24 en fonction de la rapidité  $y$  ( $p_T = 5$  GeV/c).

### 3. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### 3.1 Introduction

La collaboration WA70 a réalisé cette expérience en cible fixe dans la zone ouest du CERN. Les événements à grande impulsion transverse étudiés sont produits lors d'interactions d'un faisceau de hadrons de 280 GeV/c sur une cible d'hydrogène placée dans le spectromètre OMEGA du CERN. Les chambres proportionnelles et les chambres à dérive associées à celui-ci, ainsi qu'une grande chambre proportionnelle et un calorimètre électromagnétique de fine granularité et de grande acceptance, en sont les éléments de détection (figure 16).

Par convention, un système orthogonal droit, dénommé système OMEGA, est défini par son origine au centre du spectromètre, par l'axe X parallèle au faisceau et l'axe Z vers le haut.

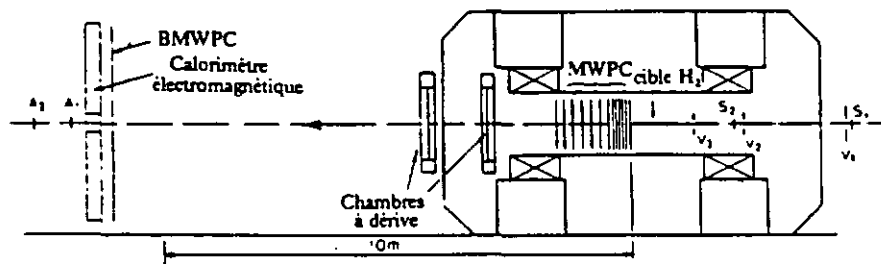


Figure 16: Dispositif expérimental

#### 3.2 Le faisceau

Le faisceau de protons provenant du SPS, d'une impulsion de 450 GeV/c et d'intensité de  $3 \cdot 10^{12}$  particules par seconde produit sur une cible de béryllium de 500 mm un faisceau secondaire de hadrons non séparés (dénommé H1). L'impulsion de 280 GeV/c de celui-ci a été choisie d'une part pour répondre au désir de travailler à une impulsion maximale, d'autre part pour satisfaire certaines exigences :

- la nécessité de compatibilité avec l'autre faisceau (H3) de la zone ouest produit sur la même cible
- la volonté de se protéger des fluctuations possibles du SPS et donc de disposer en permanence d'une intensité de  $5 \cdot 10^7$  particules par bouffée
- la nécessité d'identifier les particules incidentes du faisceau positif.

Long de 822 m, le faisceau secondaire est équipé de compteurs, de chambres proportionnelles, de collimateurs, de 12 aimants de courbure et de 47 aimants de focalisation. Ce faisceau d'une dimension de 1.5 cm en Y et de 2.0 cm en Z lors de son passage dans la cible, a une dispersion d'impulsion de 1.8 %, une divergence de 0.4 mrad et une intensité de  $2 \cdot 10^7$  particules par bouffée dont la durée est de 1.6 à 2.1 s pour un cycle de répétition de 14.4 s. De façon à enrichir le faisceau positif en pions, 1.5 m de polyéthylène et 1 m d'aluminium sont placés dans celui-ci, ces deux matériaux absorbant préférentiellement les protons. Les rapports  $p : \pi : K$  initialement de 92 : 7 : 1 deviennent ainsi 77 : 20 : 3.

Dans le but d'identifier les particules incidentes, deux compteurs Cerenkov différentiels (dénommés Cédars [24]) sont placés dans le faisceau en  $X = -55$  m. Ils sont remplis d'azote gazeux à une pression bien déterminée et la lumière Cerenkov émise par le passage des particules est récoltée via une optique achromatique et un diaphragme variable par huit photomultiplicateurs : le signal Cédar est défini par la coïncidence d'au moins six photomultiplicateurs. Les deux Cédars sont réglés en pression pour signer les pions qui sont définis par la présence d'au moins un signal Cédar.

Un problème délicat lié au faisceau incident est la présence d'un bruit de fond de muons (dénommé halo) autour du faisceau, résultant de la désintégration des pions chargés. Ce halo, malgré sa faible intensité, peut affecter l'efficacité des Cédars et surtout biaiser le système de déclenchement (dénommé trigger) en simulant des événements à grande impulsion transverse. En 1985, dans le but de prévenir de tels effets, un aimant toroïdal a été placé en amont des Cédars, autour du faisceau, éliminant ainsi les muons d'impulsion parallèle à celui-ci. De plus, dix compteurs à scintillation, couvrant chacun une surface de  $0.4 \text{ m}^2$ , ont été placés autour du faisceau en amont de la cible d'hydrogène (six en  $X = -20$  m et quatre en  $X = -46$  m), signant ainsi les événements déclenchés par des muons résiduels.

### 3.3 Le spectromètre OMEGA

Le spectromètre OMEGA [25], équipé de deux bobines supraconductrices d'un diamètre de 3 m et espacées de 1.5 m, peut produire un champ magnétique homogène de 1.8 T. Dans l'intention d'optimiser l'acceptance géométrique du calorimètre et de ne pas biaiser trop fortement le trigger par des particules chargées déviées par le champ du spectromètre, la cible d'hydrogène est placée pratiquement au centre de l'aimant et le champ magnétique utilisé est réduit à 1.1 T. La cible d'hydrogène liquide, longue de 1 m et d'un diamètre de 25 mm, est construite à l'aide de matériaux de basse densité dans le but de minimiser les conversions de photons. Sa paroi aval se trouve à  $X = -1.3$  cm.

Dans le champ magnétique du spectromètre sont placées sept chambres proportionnelles "A" (en  $X = 52, 71, 90, 109, 128, 147, 167$  cm) possédant chacune 3 plans de fils (un plan vertical définissant la coordonnée Y et deux plans obliques, faisant un angle de  $\pm 10^\circ 14$  avec la verticale, définissant les coordonnées U et V) et six chambres proportionnelles "B" (en  $X = 8.8, 14.8, 20.8, 26.8, 32.8, 38.8$  cm) équipées chacune de deux plans de fils (coordonnées Y et U ou V). Pour chacun de ces 33 plans, la distance entre les fils est de 2 mm et la surface sensible ( $153 \times 102$ )  $\text{cm}^2$ . Le gaz qui est contenu dans ces chambres est un mélange de 65% d'argon et de 35% d'isobutane. Sur la face aval du spectromètre, en  $X = 326$  cm et  $X = 446$  cm, se trouvent deux grandes chambres à dérive (une seule en 1984) d'une surface sensible de ( $320 \times 165$ )  $\text{cm}^2$ . Chacune comprend 4 plans (Y U V et Y) et fournit une précision de mesure en position de 0.3 mm. Elles sont communément dénommées chambres "bras de levier" (lever arm chambers) du fait de leur position éloignée des chambres proportionnelles et de la cible. Elles sont ainsi d'une aide précieuse lors de la reconstruction de traces chargées et de la détermination de leur impulsion pour ce dispositif expérimental particulier.

### 3.4 La grande chambre proportionnelle

Dans l'idée de signer les électrons dont une partie sont issus de la conversion d'un photon dans la matière ou l'air se trouvant entre le vertex d'interaction et le calorimètre, une grande chambre proportionnelle (BMWPC) d'une surface sensible de  $(4 \times 4) \text{ m}^2$  et d'un espacement de fils de 4 mm, constituée de quatre plans ( Y Z U et V) est placée 57 cm en amont du calorimètre, en  $X = 1025 \text{ cm}$ . Cette chambre, vu ses dimensions, a une efficacité qui varie suivant la position de l'impact des particules chargées, les zones proches des fils de soutien ainsi que celles où seulement trois plans de fils sont effectivement utilisables ayant une efficacité moindre.

### 3.5 Les compteurs faisceau

Pour obtenir une normalisation absolue du faisceau et des interactions dans la cible d'hydrogène, les compteurs faisceau  $S_1, S_2, A_1, A_2$  et les compteurs veto  $V_1, V_2$  et  $V_3$  sont placés dans la ligne du faisceau (figure 16) et reliés à des échelles électroniques rapides et doublées par sécurité, lues par le système d'acquisition via CAMAC à la fin de chaque bouffée. Le faisceau (CB : "clean beam") et l'interaction (INT) sont définis alors ainsi:

$$CB = S_1 \cdot V_1 \cdot V_2 \cdot S_2 \cdot V_3$$

$$INT = CB \cdot \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_2$$

Ces échelles sont protégées du temps mort d'acquisition ( $\approx 20\%$ ). La fraction d'interactions non comptabilisées en raison de bruit, d'accidentelles ou d'impacts de particules de diffusion élastique dans les anticompteurs  $A_1$  et  $A_2$  est estimée à 11.8% en 1984 et 7.6% en 1985.

## 4. LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

### 4.1 Les exigences physiques

Le calorimètre électromagnétique est la pièce maîtresse de détection de l'expérience WA70. La description détaillée de la conception, de la construction et des performances du calorimètre est disponible dans les références [26] [27] et [28]. La physique des photons directs requiert essentiellement les exigences suivantes pour un tel détecteur :

- une bonne efficacité de détection des  $\pi^0$  et des  $\eta$  dont les sections efficaces de production sont largement supérieures à celle des photons directs. Les désintégrations en deux photons de ces mésons neutres (98.8% pour le  $\pi^0$  et 39.1% pour le  $\eta$ ) peuvent simuler des photons directs, et principalement celles très symétriques et celles très asymétriques. Dans un cas les deux photons peuvent se confondre en une seule gerbe électromagnétique et dans l'autre cas un photon peut échapper à la détection parce que son énergie est inférieure au seuil de détection ou parce qu'il est simplement à l'extérieur de l'acceptance géométrique.
- une bonne identification des gerbes hadroniques. Si le spectromètre OMEGA et les chambres associées identifient les hadrons chargés, le calorimètre doit pouvoir reconnaître les hadrons neutres, autres que  $\pi^0$  et  $\eta$ , qui sont essentiellement des neutrons et des  $K^0_L$ . Une segmentation en profondeur (le long de l'axe X) est donc nécessaire, les développements longitudinaux des gerbes électromagnétiques et hadroniques étant bien différents.

Un calorimètre compact pour disposer de gerbes électromagnétiques étroites, impliquant donc une granularité fine, de l'ordre de grandeur de la largeur transverse de la gerbe, une grande acceptance ainsi qu'une bonne résolution en énergie sont nécessaires pour satisfaire à ces exigences et maintenir ainsi le bruit de fond des photons directs dans des limites acceptables. Dans ce but un calorimètre électromagnétique à échantillonnage ( $\sim 5\%$ ) (sandwich scintillateur-plomb) et lecture orthogonale a été construit par la collaboration WA70.

#### 4.2 L'élément actif

L'élément actif est un scintillateur liquide (NE 235) dont les propriétés principales sont un temps caractéristique de désexcitation de 4 ns, une émission maximale à 420 nm (dans le bleu) et un indice de réfraction de 1.47. Il est contenu dans des tubes téflon de 4.4 mm de diamètre, long de 2.4 m et dont l'indice de réfraction vaut 1.38. L'angle de réflexion totale pour la lumière émise par le scintillateur est donc de 20°.

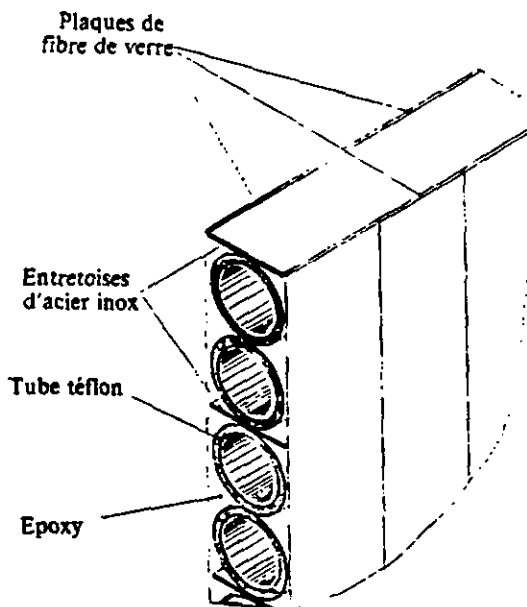


Figure 17: Structure d'une galette

Un plan de matériel actif, dénommé "galette" (figure 17), est alors constitué par la juxtaposition de 384 tubes téflon maintenus dans une matrice d'époxy par de fines plaques de fibres de verre. Une entretoise d'acier inox, présente entre chaque paire de tubes, contribue à la rigidité de la galette. celle-ci a une surface sensible de  $(2.054 \times 2.054) \text{ m}^2$  pour une épaisseur de 5.8 mm. Sur une de ses tranches, les tubes téflon dépassent d'environ 33 cm et leur flexibilité permet un groupement aisé en vue d'une lecture par des photomultiplicateurs. Sur la tranche opposée, une "barrette" (figures 31 et 32) est

appliquée, permettant l'injection de lumière par une fibre optique dans un tube téflon sur deux. Cette lumière, provenant d'un laser et distribuée par un système complexe de fibres optiques, sert à la calibration. Le plan de convertisseur est une plaque de plomb de 4.2 mm d'épaisseur et d'une surface égale à celle de la galette.

L'atténuation le long des tubes téflon est bien paramétrisée par une somme de deux exponentielles :

$$I(x) = I_0 (c_1 e^{-a \cdot x} + c_2 e^{-b \cdot x})$$

avec

x	c <sub>1</sub>	c <sub>2</sub>	a	b
cm cm	0.24	0.76	(50.6 cm) <sup>-1</sup>	(278 cm) <sup>-1</sup>

Une seule exponentielle ne suffit pas pour caractériser l'atténuation, fonction de la longueur d'onde, car le spectre continu émis est relativement large: les 10% de l'intensité maximale sont à 400 nm et à 500 nm. Cette atténuation correspond à une perte d'intensité d'un facteur 2.4 le long des deux mètres sensibles du tube téflon. La modification d'un seul paramètre suffit pour tenir compte de la dégradation dans le temps du scintillateur (3.8% par an) :  $b_{1984} = (278 \text{ cm})^{-1}$ ,  $b_{1985} = (260 \text{ cm})^{-1}$ .

### 4.3 Le module

Le module est composé d'un sandwich de dix plans de convertisseur et de dix galettes, disposées de façon à permettre une lecture alternativement en Y et en Z (figures 18 et 32). Le groupement des tubes téflon dépassant sur les deux tranches du module détermine alors la dimension du canal de lecture. Des canaux de 1.07 cm (2.14 cm), obtenus par le groupement de dix (vingt) tubes téflon, deux (quatre) tubes adjacents appartenant à cinq galettes différentes, sont ainsi définis dans la moitié du module proche (éloignée) du faisceau.

Les tubes téflon ainsi groupés sont appliqués contre une vitre de 3 mm d'épaisseur (pour supporter la pression hydrostatique du scintillateur); la lumière émise est récoltée par des mélangeurs puis lue par des photomultiplicateurs.

Dans un tel sandwich, l'énergie d'une gerbe électromagnétique est dissipée à 95% dans le plomb et à 5% dans le scintillateur. Compte tenu de l'atténuation le long des tubes téflon et des gains des photomultiplicateurs utilisés pour la lecture, les anodes de ceux-ci reçoivent une charge de 8 à 20 pC pour un photon de 1 GeV. Des photons de 500 MeV sont donc détectables.

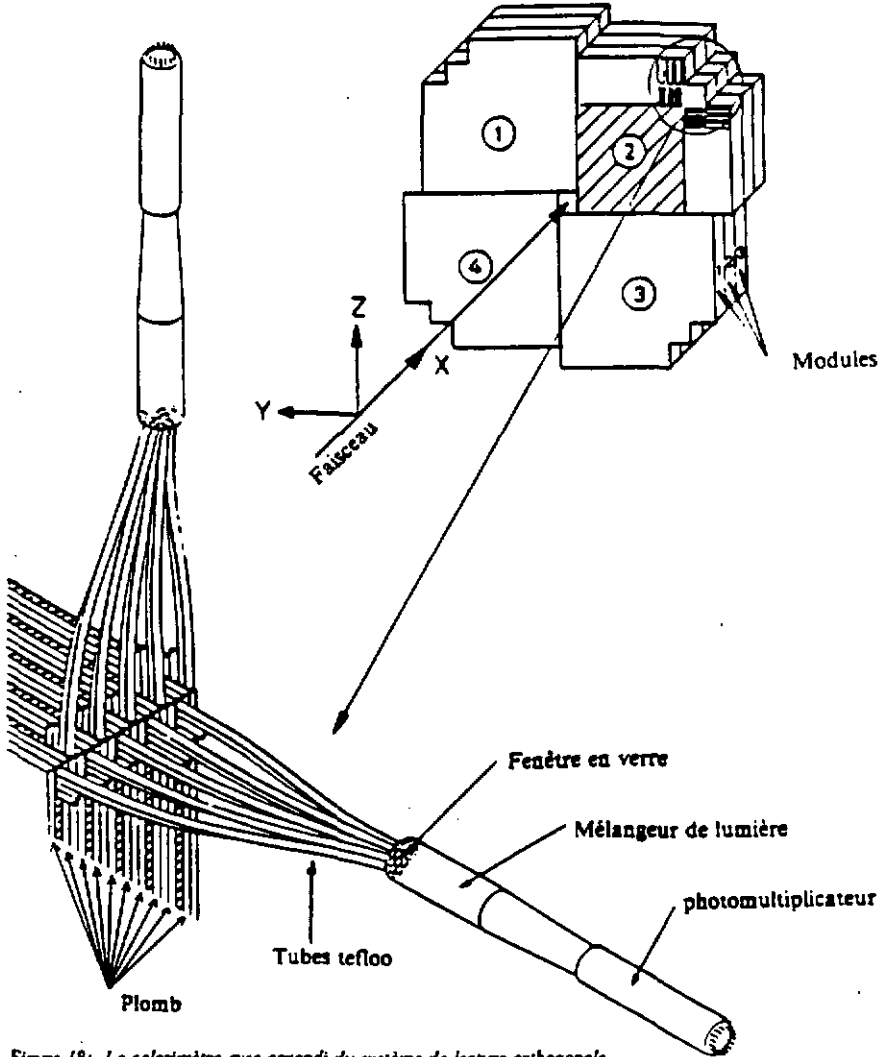


Figure 18: Le calorimètre avec agrandi du système de lecture orthogonale.

#### 4.4 Le quadrant

Le quadrant est composé en profondeur de trois modules placés entre quatre plans de source. Le troisième module possède sur toute sa largeur une granularité de 2.14 cm. Les plans de source (page 37), servant à la calibration, sont en fait de fines plaques de polypropylène dans l'épaisseur desquelles un chemin est creusé où circule une source de  $^{60}\text{Co}$  fixée à une chaîne. Deux panneaux de compression, légers mais solides, destinés à supporter la pression hydrostatique du scintillateur liquide, sont plaqués sur les deux grandes faces du quadrant.

#### 4.5 Le calorimètre

Le calorimètre est composé de quatre quadrants disposés dans un plan orthogonal au faisceau, de façon à laisser un espace vide de  $(40 \times 40)$  cm<sup>2</sup> pour le passage du faisceau (figure 18). Il est positionné en  $X = 10.89$  m. La table suivante résume ses caractéristiques techniques importantes.

Surface sensible	16.9 m <sup>2</sup>
Acceptance dans le centre de masse ( $\sqrt{s} = 22.94$ GeV) :	
... pour un photon d'un $p_T$ de 4 GeV/c	$42^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$
... pour un photon d'un $p_T$ de 7 GeV/c	$13^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$
Granularité	1.07 ou 2.14 cm
Segmentation longitudinale	3 segments
Nombre de longueurs de radiation	24
Nombre de canaux de lecture	3072
Temps caractéristique des signaux	15 ns
Pourcentage d'énergie déposée dans le scintillateur	~ 5 %
Charge récoltée pour un photon de 1 GeV	8 à 20 pC

Ces caractéristiques satisfont aux exigences physiques posées dans la section I et font du calorimètre électromagnétique un détecteur original, adéquat et performant pour la physique des photons directs.

## 5. L'ELECTRONIQUE DE LECTURE

### 5.1 Les photomultiplicateurs

Les 3072 canaux de lecture du calorimètre sont équipés de photomultiplicateurs Philips XP2972, spécialement conçus selon les spécifications de l'expérience WA70. Dans le but de contrôler parfaitement leur comportement en conditions réelles, de déterminer leurs caractéristiques principales (gain, non-linéarité, stabilité à court et long terme) et d'optimiser à l'aide de celles-ci leur emplacement sur le calorimètre, 3500 photomultiplicateurs ont subi de nombreux tests. La description détaillée de ceux-ci et leurs résultats sont disponibles dans la référence [29].

Ces photomultiplicateurs, à dix dynodes, ont un gain de fonctionnement qui peut être paramétrisé par :

$$G = K \cdot V^\alpha$$

où  $V$  est la tension (en kV). Les paramètres de fonctionnement des photomultiplicateurs, pour un gain  $G = 2.5 \cdot 10^5$ , sont en moyenne :  $V = 1.55$  kV,  $K = 8 \cdot 10^2$  (valeur la plus probable, 10% du maxima à  $3 \cdot 10^2$  et  $3 \cdot 10^4$ ) et  $\alpha = 7.30$  (valeur moyenne avec un écart-type de 0.27).

Les photocathodes qui équipent ces photomultiplicateurs, d'un diamètre utile de 23 mm, sont bialcalines (Sb-K-Cs). Comme dix ou vingt tubes téflon sont regroupés dans un même canal de lecture, une bonne homogénéité des photocathodes est indispensable. Celle-ci est obtenue à l'aide de mélangeurs de lumière en plexiglas (figure 18).

Les 3072 photomultiplicateurs sont alimentés individuellement par un système Lecroy 1440, contrôlé par CAMAC, avec un pas de 4 V, permettant ainsi une modification rapide du gain de chaque photomultiplicateur.

### 5.2 Les convertisseurs analogique-digital (ADC)

Pour chaque photomultiplicateur, l'anode qui récolte la charge proportionnelle à l'énergie déposée dans le canal correspondant, est reliée par un câble coaxial (50  $\Omega$ ) de 80 m à un convertisseur analogique-digital (ADC Lecroy 2282C) de 12 bits, d'une sensibilité de 4 coups par pC. Chacune des quatre baies CAMAC contient seize modules de 48 ADC, assure la lecture d'un quadrant complet et

est lue en coïncidence avec le trigger (porte de 110 nsec). Quatre processeurs Lecroy 2280 effectuent la soustraction automatique des piédestaux (niveaux correspondant à une charge nulle) et le compactage des informations (uniquement les données des canaux non nuls sont transmises). Le temps de conversion nécessaire pour une baie est de 2 ms.

Il est important que tous les ADC donnent le même résultat pour une charge d'entrée équivalente. Une mesure réalisée avec un seul photomultiplicateur, récoltant la lumière du système de calibration laser et connecté successivement aux 48 canaux ADC d'un module, détermine la dispersion (2.5%) des réponses ADC (figure 19).

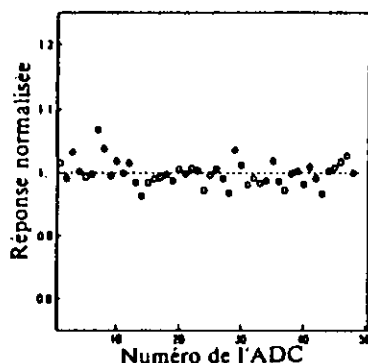


Figure 19: Réponses normalisées de 48 canaux d'ADC à une charge d'entrée équivalente.

### 5.3 Le système de temps de vol

Le système de temps de vol associé au calorimètre est détaillé dans la référence [30]. La méthode de lecture orthogonale du calorimètre entraîne des ambiguïtés de reconstruction dès qu'il y a plus d'un impact dans le quadrant comme montré par exemple dans la figure 20. Pour lever ces ambiguïtés, un système, capable de mesurer le temps de transit de la lumière dans les tubes téoOn et de déterminer ainsi la position de l'impact des gerbes, est utilisé. Ce temps de transit est abusivement dénommé temps de vol. Seul le premier module de chaque quadrant (soit 1152 canaux) est équipé d'un système de temps de vol, étant entendu que 8 longueurs de radiation suffisent en général pour déclencher le développement des gerbes électromagnétiques.

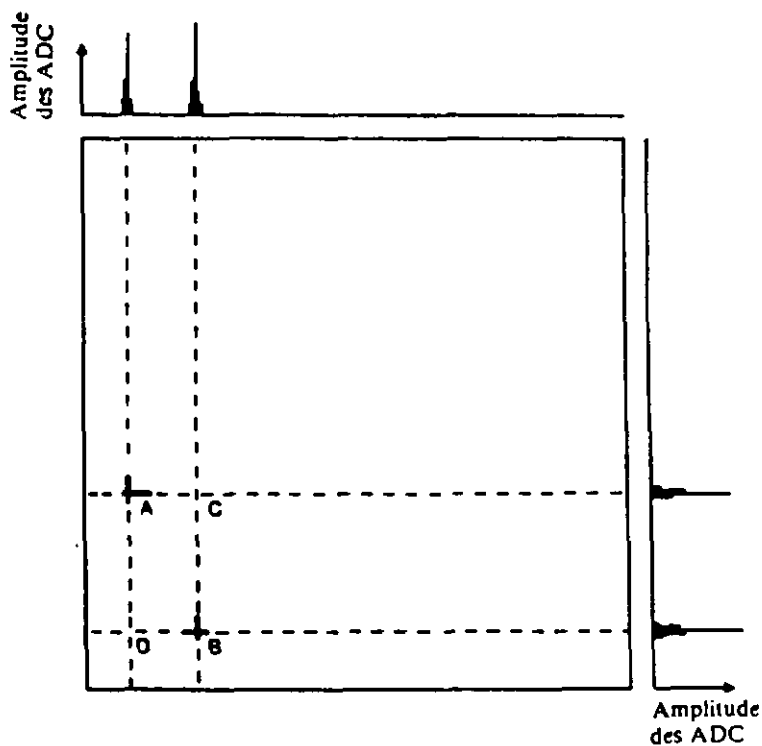


Figure 20: Impacts de deux gerbes dans un quadrant, l'ambiguïté de reconstruction est levée à l'aide du système TOF.

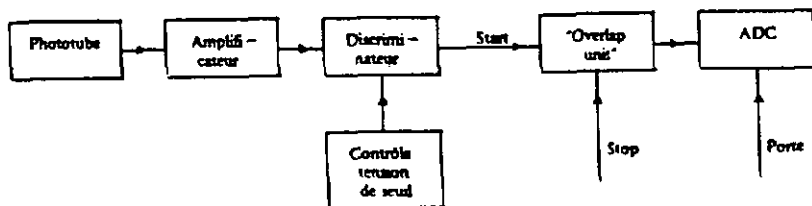


Figure 21: Principe électronique du système TOF.

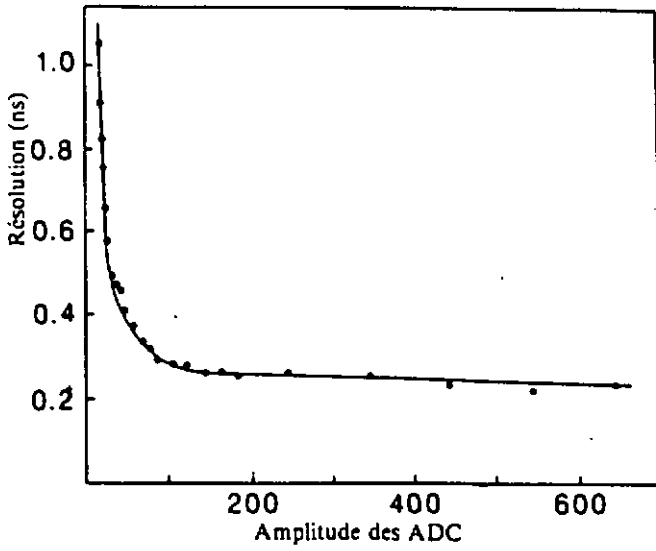


Figure 22: Résolution en temps du système TOF en fonction de l'amplitude.

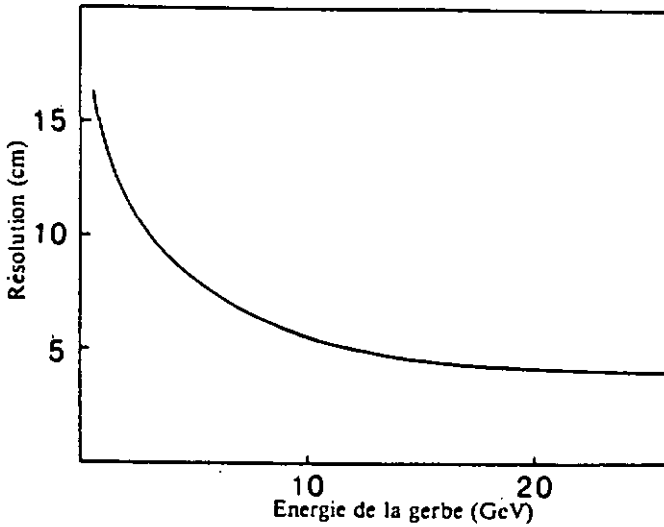


Figure 23: Résolution en position du système TOF en fonction de l'énergie de la gerbe.

Le principe électronique du système de temps de vol est représenté en figure 21. Pour chaque canal touché par une gerbe, un courant constant est généré et la charge récoltée, proportionnelle au temps de transit, est alors digitalisée par un ADC. Le signal de l'avant-dernière dynode du photomultiplicateur (après amplification et discrimination) effectue l'enclenchement (START) du courant constant dont le déclenchement (STOP) est donné (pour tous les canaux) par le signal retardé du compteur faisceau S2. Les performances d'un tel système sont fixées principalement par les fluctuations en temps du START et du STOP. Les premières sont fortement fonction de l'amplitude du signal tandis que les secondes sont de l'ordre de 0.24 ns. La résolution totale en temps du système de temps de vol est représentée en fonction de l'amplitude des ADC sur la figure 22. A l'aide de la mesure de la vitesse de transit de la lumière dans le scintillateur (19.4 cm par ns), il est aisé de déterminer la résolution en position : environ 5 cm pour des photons d'énergie supérieure à 15 GeV (figure 23).

Le système de temps de vol contribue non seulement à lever passablement d'ambiguïtés lors de la reconstruction des gerbes dans le calorimètre mais permet également d'identifier deux événements superposés, caractérisés par deux paquets de temps STOP séparés de plus de 2 ns.

#### *5.4 Le système d'acquisition*

Le système d'acquisition a pour tâche d'accéder aux informations digitalisées par l'électronique associée aux différents détecteurs, et de les stocker sur bandes magnétiques. Plusieurs standards d'électronique (CAMAC, REMUS, ROMULUS) sont utilisés, définissant une structure en arbre et canalisant ainsi les données vers un ordinateur en ligne (VAX 11-780), géré par le système d'acquisition du CERN (DAQ). Les chambres proportionnelles et les chambres à dérive sont lues par plusieurs branches ROMULUS tandis que deux branches REMUS accèdent aux données du calorimètre. Toutes ces informations, canalisées dans une branche REMUS, sont dirigées par un "router" REMUS soit au microprocesseur MICE [31], soit directement à l'ordinateur d'acquisition via deux baies CAMAC. En mode d'acquisition normale, les données transitent par MICE qui fait office de mémoire tampon et de filtre, permettant ainsi simultanément une acquisition plus rapide et une réduction sensible des données stockées sur bandes magnétiques. La figure 24 représente le schéma simplifié du système d'acquisition.

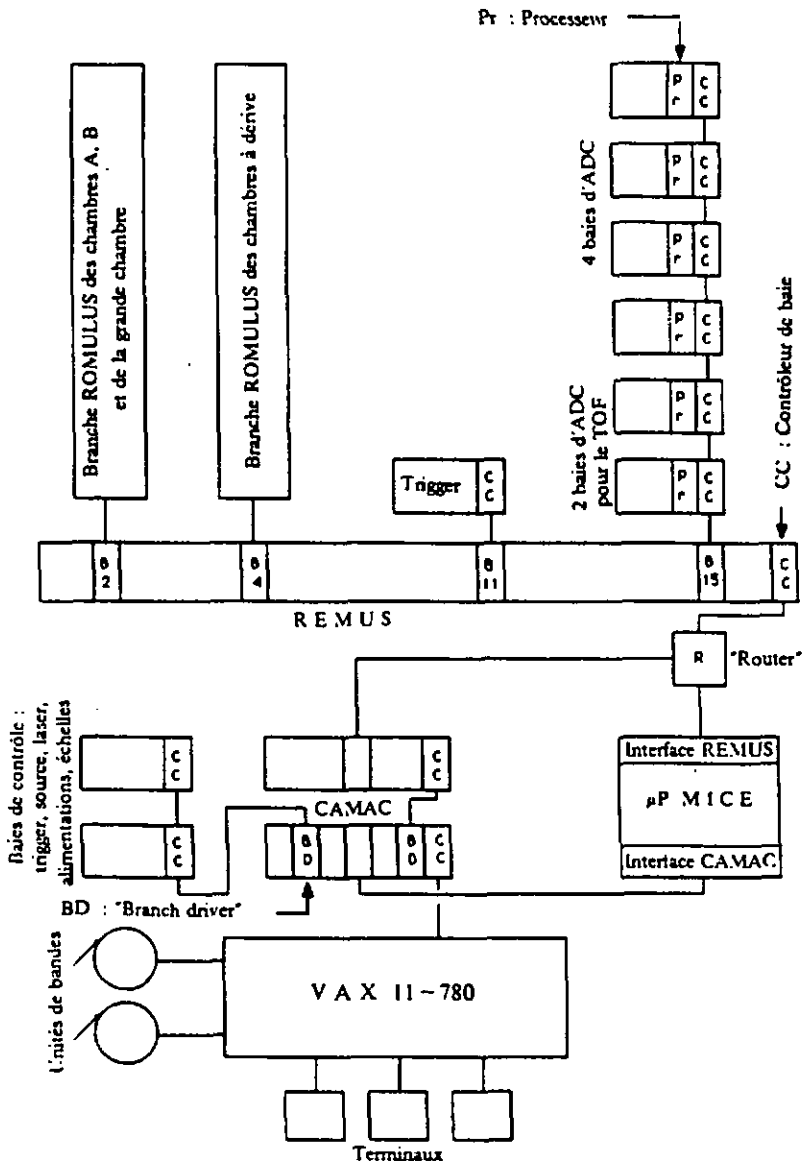


Figure 24: Schéma simplifié du système d'acquisition.

## 6. LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT ELECTRONIQUE (TRIGGER)

### 6.1 Les exigences physiques

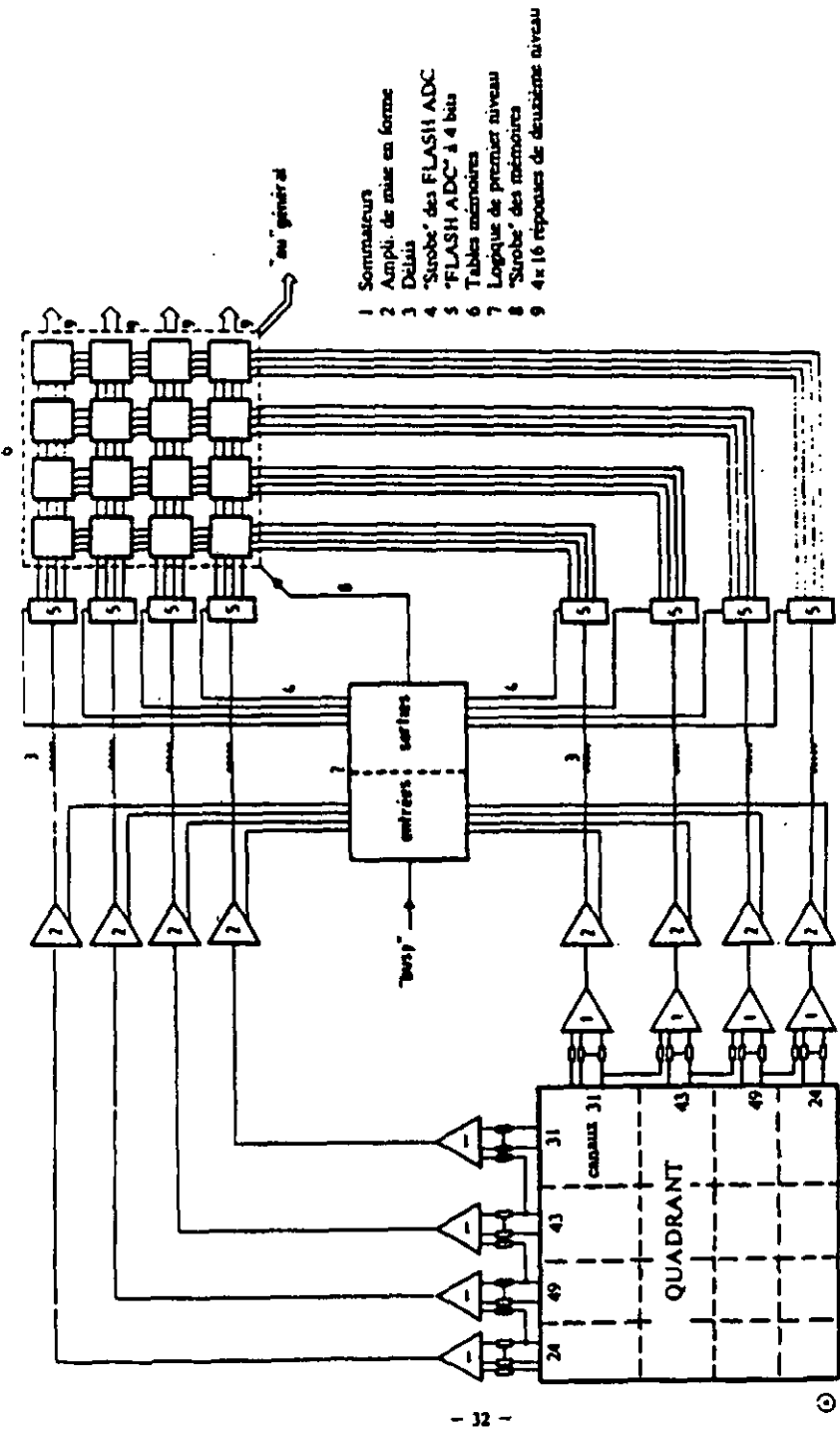
Le trigger est présenté en détail dans la référence [32]. La physique des photons directs lui assigne une tâche bien définie : la sélection de photons à haut moment transverse ( $p_T$ ). Compte tenu du dispositif expérimental et des caractéristiques du calorimètre, principalement de sa lecture orthogonale, cette tâche se résume à :

- un trigger basé essentiellement sur les informations provenant du calorimètre.
- un trigger rapide et très sélectif en raison du taux d'interactions élevé ( $5 \cdot 10^6$  par bouffée) et des possibilités du système d'acquisition (100 événements par bouffée pour un temps mort raisonnable de 20%). La décision doit intervenir dans un délai de 400 ns, fixé par la longueur des câbles (80 m) reliant les photomultiplicateurs aux ADC.
- la transformation des énergies  $E_y$  et  $E_z$  en énergie transverse  $E_T$  où
$$E_T = \sqrt{(E_T^y)^2 + E_T^z^2}$$
- la prise en compte de l'atténuation de lumière le long des tubes téflon, qui se traduit par une perte d'intensité d'un facteur 2.4 sur la longueur sensible des tubes.
- la différenciation d'une gerbe à haut  $p_T$  d'un paquet de gerbes à plus bas  $p_T$ .

### 6.2 Le principe du trigger

Ces exigences sont satisfaites (point par point) ainsi :

- Le trigger est défini comme la coïncidence du trigger d'interaction (déterminé par les compteurs faisceau, page 19) avec un trigger purement calorimétrique, basé sur les signaux provenant de la dernière dynode de chaque photomultiplicateur du calorimètre.
- L'électronique utilisée est rapide. Les temps de transit à travers les divers éléments électroniques du trigger sont de 6 ns pour les sommateurs, de 67 ns pour les amplificateurs de mise en forme, de 15 ns pour les Flash-ADC et de 30 ns pour la table de mémoire; auxquels s'ajoutent 76 ns pour les câbles rapides (19 m,  $v/c = 0.83$ ) reliant les sommateurs (proches de



- 1 Sommatriceurs
- 2 Ampli. de mise en forme
- 3 Délais
- 4 "Strobe" des FLASH ADC
- 5 "FLASH ADC" à 4 bits
- 6 Tables mémoires
- 7 Logique de premier niveau
- 8 "Strobe" des mémoires
- 9 4x16 réponses de deuxième niveau

Figure 25: Schéma du trigger

photomultiplicateurs) aux amplificateurs de mise en forme (dans la salle de comptage). Compte tenu d'autres câbles de liaison, la prise de décision intervient donc en 225 ns.

- Le signal de la dernière dynode de chaque photomultiplicateur est corrigé par une résistance appropriée, fonction de la position par rapport au faisceau, transformant ainsi l'énergie  $E_y$  ( $E_z$ ) en énergie transverse  $E_{Ty}$  ( $E_{Tz}$ ). Par ailleurs, chaque quadrant est divisé en quatre bandes horizontales et quatre bandes verticales, définissant ainsi seize cellules de trigger. Les signaux sont sommés par bande puis transmis à un amplificateur de mise en forme qui fournit un signal bipolaire de 40 ns dont l'amplitude du premier lobe est proportionnelle à la charge. Ce signal est alors digitalisé par un Flash-ADC de quatre bits avec une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz, puis adresse une table de mémoire ("look-up table") préprogrammée. De l'amplitude des signaux Y et Z à l'entrée du Flash-ADC dépendent donc les adresses de la table de mémoire, qui décide alors, pour chaque cellule, si le couple d'adresses correspond à une énergie transverse supérieure à un seuil donné. La table de mémoire exige également que l'asymétrie d'énergie  $|E_y - E_z|/(E_y + E_z)$  soit inférieure à 0.7 : les énergies déposées dans les deux coordonnées Y et Z doivent être ainsi du même ordre de grandeur.
- Les valeurs des seuils de la table de mémoire sont préprogrammées en tenant compte de la position de chaque cellule dans le quadrant et donc de l'atténuation de la lumière le long des tubes téflon.
- La division de chaque quadrant en seize cellules privilégie les triggers dus à une gerbe à haut  $p_T$  par rapport à ceux déclenchés par un paquet de gerbes à plus bas  $p_T$ . Pour améliorer cette sélection, un microprocesseur frontal rapide ( MICE [31] ) utilise, après la lecture du calorimètre par le REMUS et avant l'écriture sur bandes, les informations des ADC de la (des) cellule(s) touchée(s). Il recalcule en 10 ms un  $p_T$  et une asymétrie en énergie pour la plus grande gerbe de la (des) cellule(s). Ce filtre sélectionne ainsi une gerbe à haut  $p_T$  et permet une réduction notable (50%) des données avant le stockage sur bandes magnétiques.

La figure 25 représente le schéma électronique du trigger. Par ailleurs, la table de mémoire possède quatre sorties par cellule, permettant ainsi à plusieurs triggers différents d'être opérationnels

simultanément. Elle est de plus contrôlée par CAMAC et, pour chaque cellule, les niveaux de seuil, la coupure en asymétrie d'énergie et les coefficients d'atténuation peuvent être modifiés à tout moment, permettant ainsi une grande souplesse d'utilisation.

### 6.3 Les conditions de fonctionnement et les performances

En conditions réelles, (environ  $2 \cdot 10^6$  interactions par bouffée) le seuil en  $p_T$  du trigger principal, signant les photons à haut  $p_T$ , est fixé à 3.0 GeV/c, sélectionnant ainsi environ 100 événements par bouffée avec un temps mort de 20%. Le microprocesseur MICE rejette alors 50% d'événements en exigeant un  $p_T$  de 1.5 GeV/c pour la plus grande gerbe de la cellule de trigger. La figure 26 (a) représente la distribution de l'énergie transverse reconstruite des cellules touchées pour différents seuils arbitraires ainsi que pour le trigger d'interaction; la figure 26 (b) représente la distribution en  $p_T$  de la plus grande gerbe électromagnétique reconstruite pour les mêmes seuils en  $p_T$ .

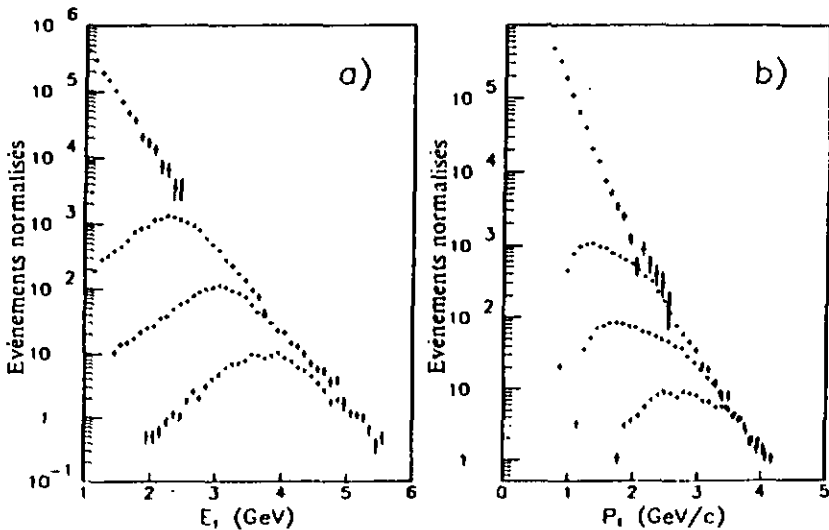


Figure 26: Distribution pour différents seuils de fonctionnement de a) : l'énergie transverse de la cellule de trigger, b) : l'impulsion transverse de la plus grande gerbe électromagnétique.

## 7. LA CALIBRATION DU CALORIMÈTRE

### 7.1 Introduction

La tâche de la calibration peut se résumer ainsi: chaque canal doit, à une même sollicitation en énergie, fournir une même réponse. Cette tâche est rendue plus ardue par la dimension des éléments de détection ( $1.07$  ou  $2.14 \times 205 \text{ cm}^2$ ), le nombre important de ceux-ci et surtout l'impossibilité de transporter le calorimètre, excluant une calibration de toute sa surface dans un faisceau test.

De la précision de l'égalisation et de la calibration en énergie du calorimètre dépend la précision des sections efficaces différentielles des photons directs car celles-ci décroissent fortement avec  $p_T$ :  $da/dp_T \sim e^{-b p_T}$  avec  $b \approx 1.8$  à  $2.3 \text{ c/GeV}$  selon les projectiles, pour la région cinématique étudiée ( $4 < p_T < 7 \text{ GeV/c}$ ). Une imprécision de 1% en énergie induit une incertitude de 8 à 15% en section efficace.

Avant la prise de données, une bonne égalisation doit être déjà effective, pour ne pas provoquer un biais au niveau du trigger, particulièrement sensible en raison de la lecture orthogonale du calorimètre.

Pendant la prise de données, la dérive des gains des photomultiplicateurs doit être suivie pour permettre, lors de l'analyse hors ligne ("offline") une égalisation fine, en incluant par ailleurs tous les effets connus comme les défauts de linéarité des photomultiplicateurs et la variation de leur gain en fonction du courant anodique.

Pour répondre à ces exigences, deux systèmes de calibration ont été développés. Dans un système (dénommé système source), seize sources radioactives de  $^{60}\text{CO}$  se déplacent le long des coordonnées de chaque module du calorimètre. Le deuxième système (dénommé système laser), basé sur un laser distribuant de la lumière par un réseau de fibres optiques à tous les canaux du calorimètre, a été développé en grande partie à l'Université de Neuchâtel. Ces deux systèmes, qui ont été intégrés au calorimètre pendant sa construction, ne diminuent pas son acceptation géométrique et permettent surtout une calibration sans faisceaux. Leur description et leurs performances font l'objet de la référence [33].

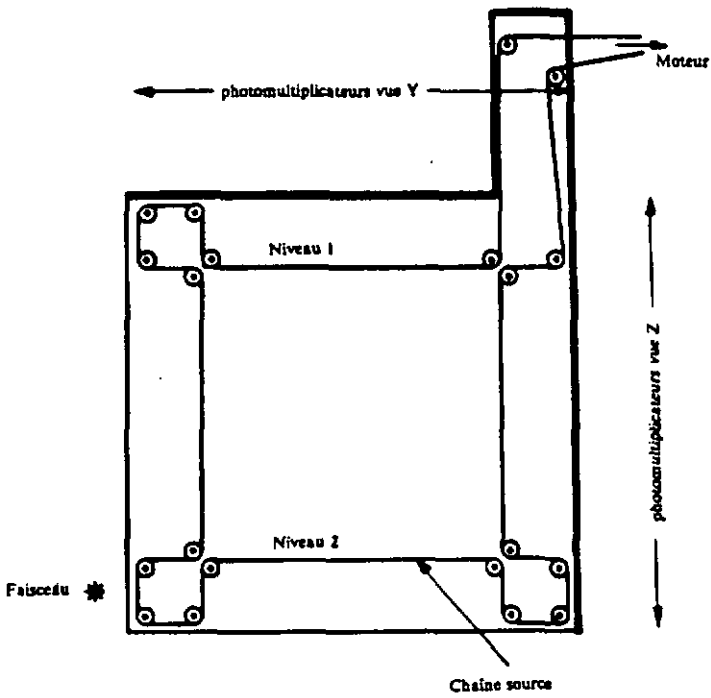


Figure 27: Schéma du système source (quadrant 2).

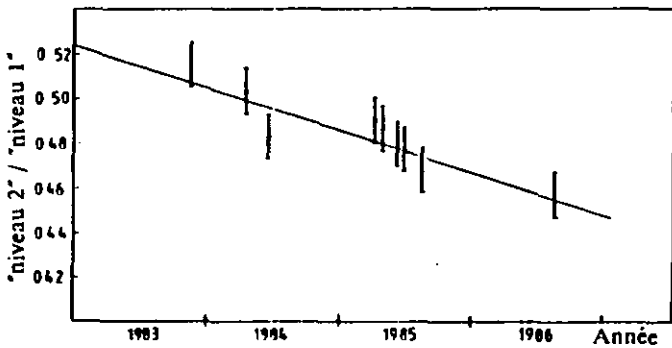


Figure 28: Evolution dans le temps du rapport "niveau 2"/"niveau 1".

## 7.2 Le système source

Le système source est composé de seize sources de  $^{60}\text{Co}$ , 5 mCi, capables de se positionner précisément en face de chaque canal. Chaque source est fixée à une chaîne, mue par un moteur contrôlé par ordinateur. La chaîne se déplace dans un canal usiné dans un plan de polypropylène (figure 27) parallèle au module à mesurer. Elle est fermée sur elle-même et permet ainsi deux mesures de chaque canal à des positions différentes (niveau 1 et niveau 2). Un contrôle grossier de l'atténuation du scintillateur et de sa dégradation (3,8% par an) est ainsi possible. La figure 28 présente l'évolution dans le temps du rapport des signaux "niveau 2 / niveau 1".

Chaque quadrant comprend alternativement quatre plans de source et trois modules. Chaque module est ainsi entouré de deux plans de source: chaque canal est donc testé quatre fois, par deux sources à deux positions différentes, permettant ainsi des tests de consistance entre les différentes mesures. Le positionnement de la source en face d'un canal est effectué à l'aide des réponses du canal lui-même et des deux canaux adjacents avec une précision de 1 mm.

Lors des mesures source, la porte des ADC est de 10  $\mu\text{s}$  et le signal intégré fournit 6 à 90 coups d'ADC selon la géométrie. Ces conditions de fonctionnement sont sensiblement différentes des conditions normales. Pour comparaison, la porte des ADC est de 110 ns lors des mesures laser et lors de l'acquisition des données alors qu'une gerbe électromagnétique de 50 GeV donne un signal d'environ 1000 coups d'ADC, ce qui est du même ordre de grandeur que les signaux laser. La faiblesse du signal source exige 1000 lectures par canal. La reproductibilité de mesure du système (2,0%), est définie par l'écart-type du rapport de deux mesures source successives (en 48 heures).

## 7.3 Le système laser

### 7.3.1 La description du système laser

La fonction du système laser est de permettre l'injection de lumière dans chaque canal du calorimètre. Le schéma du système laser est présenté en figure 29. Un laser à azote, pulsé (4 ns FWHM, 10 mJ), émet dans l'ultraviolet (337 nm). Un faible pourcentage de cette lumière (4%) est dirigé par un diviseur de faisceau vers un "wave length shifter" puis transmis par une fibre optique à un photomultiplicateur

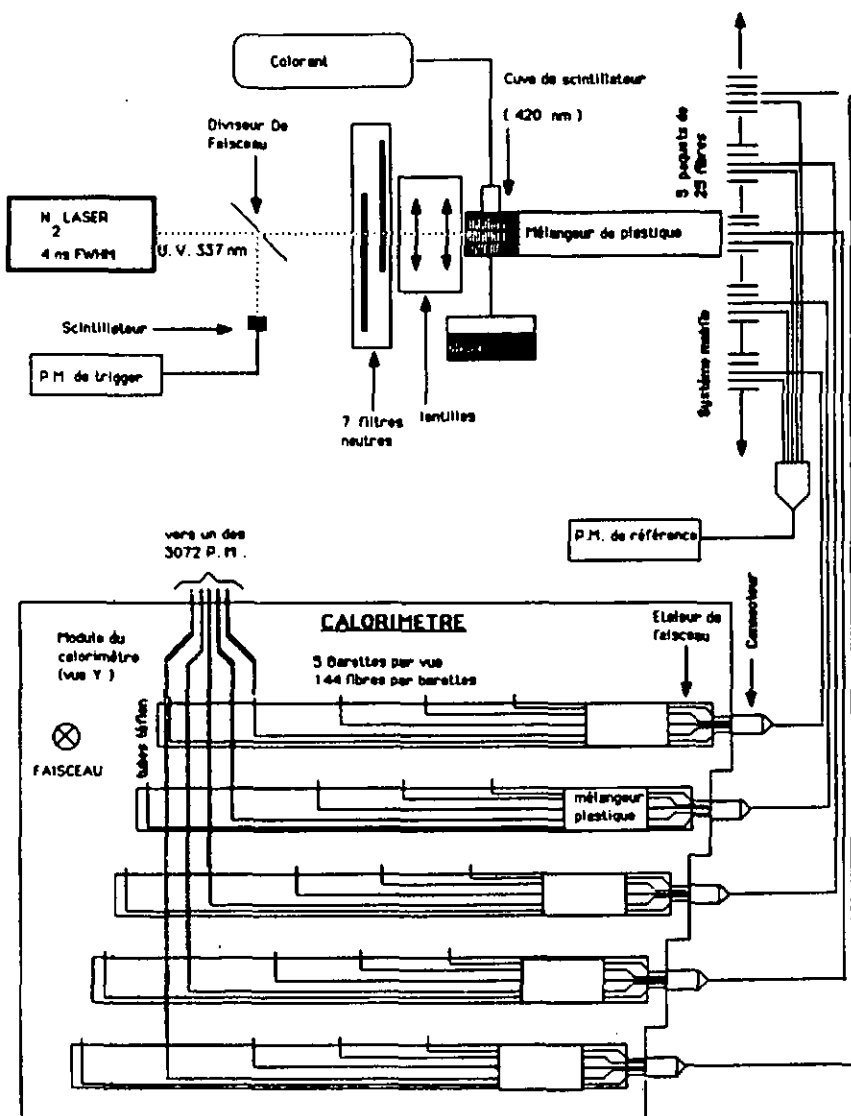


Figure 29: Schéma du système laser

de référence qui sert de trigger au système laser en contrôlant la porte des ADC et le signal STOP du système de temps de vol.

L'intensité du reste de la lumière émise par le laser est contrôlée par une combinaison de deux des sept filtres neutres en quartz à disposition. Le choix parmi 32 couples de filtres est commandé par ordinateur, permettant une transmission de 0.05% à 100%. La lumière est ensuite focalisée par deux lentilles en quartz sur une cuve à faces parallèles en quartz contenant une solution de méthanol et de stilbène. Le rayonnement ultraviolet pompe donc optiquement le colorant et la lumière incohérente et isotrope ainsi réémise (420 nm) correspond ainsi parfaitement à celle produite par les gerbes dans le scintillateur du calorimètre. Un mélangeur de plastique à section carrée (16 X 16) mm<sup>2</sup> et long de 400 mm contribue à améliorer l'homogénéité spatiale de cette lumière qui est ensuite distribuée à l'un des cinq paquets de 25 grandes fibres optiques plastiques de 6 m de long et d'un diamètre de 1.5 mm. Une de ces fibres transmet la lumière vers un photomultiplicateur de référence utilisé pour contrôler l'intensité et la stabilité du laser. Chacune des 24 autres fibres transporte la lumière vers une coordonnée (dénommée vue) d'un module du calorimètre. Comme chaque vue des modules est composée de cinq plans de matériel actif, cinq paquets de fibres sont nécessaires pour tester tous les plans de scintillateur. Un moteur pas à pas, contrôlé par ordinateur, positionne le paquet de fibres désiré en face du mélangeur. L'injection de la lumière dans chaque canal de la vue est alors réalisée par une "barrette" possédant 144 (96) fibres en quartz. La jonction entre une fibre plastique dont le diamètre est de 1.5 mm et une barrette dont le diamètre utile est de 3 mm est assurée par un étaleur de faisceau d'une section de (4 X 4) mm<sup>2</sup> collé à un mélangeur de lumière en plastique de (3.5 X 3.5 X 350) mm<sup>3</sup>. La fonction de ce mélangeur est de fournir une quantité égale de lumière à chacune des 144 (96) fibres de la vue. L'intensité de la lumière le long de la section utile du mélangeur est représentée en figure 30.

### 7.3.2 Les barrettes

Chaque barrette (figure 31) comprend 144 (96) fibres optiques en quartz d'un diamètre de 125 µm, le diamètre du coeur étant de 50 µm. Elle a une longueur de 2.3 m et une section de (5 X 6) mm<sup>2</sup>. Les barrettes sont placées sur la tranche des modules opposée aux photomultiplicateurs, à l'intérieur de rainures usinées dans le support du module (figure 32).

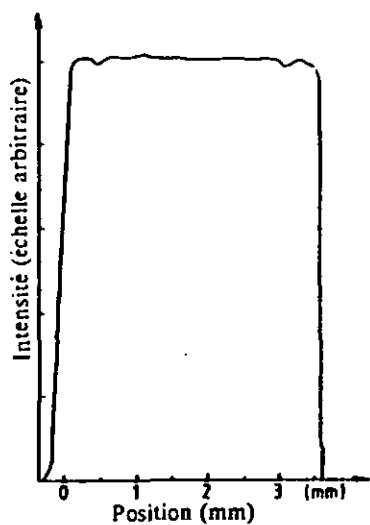


Figure 30: Distribution de lumière à la sortie du mélangeur.

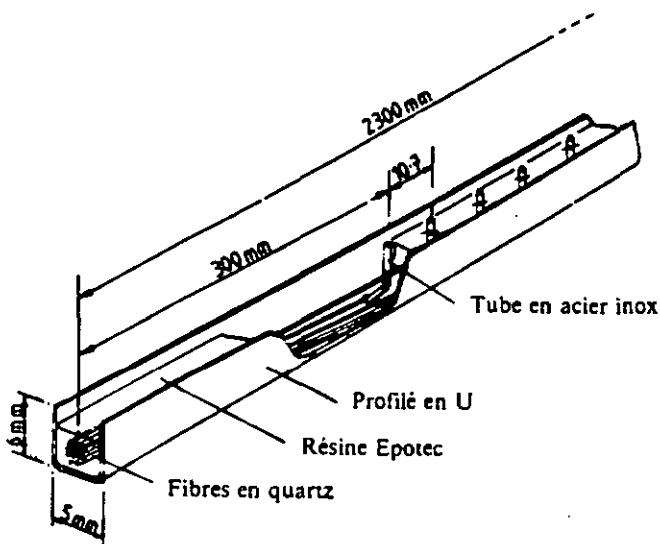


Figure 31: Barrette.

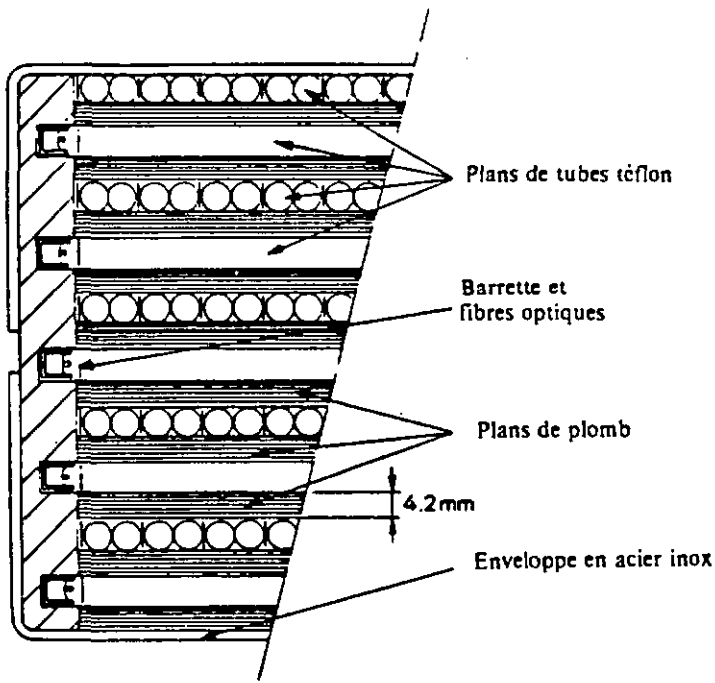


Figure 32: Coupe d'un module.

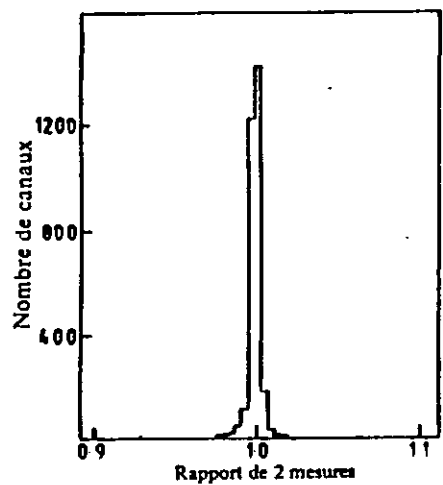


Figure 33: Reproductibilité de mesure du système laser.

Elles sont composées d'un profilé en U, en acier inoxydable, qui contient les 144 (96) fibres en quartz. celles-ci forment un angle de  $90^\circ$  avec un rayon de 5 mm et sortent verticalement tous les 1.07 (2.14) cm ( largeur des canaux) à travers des aiguilles hypodermiques en acier inoxydable qui les protègent et facilitent le polissage de leurs extrémités. Le profilé est alors rempli de résine Epotee. Sur les premiers 20 cm (du côté de l'injection), la protection en silicone des fibres est ôtée et la résine teintée en noir, pour empêcher aux manteaux des fibres de transporter de la lumière vers les canaux, car l'atténuation y est sensiblement plus importante que dans le coeur de la fibre. Cette procédure assure ainsi une meilleure égalité d'intensité entre chaque fibre. Le calorimètre est donc alimenté en lumière par 120 barrettes contenant au total 15360 fibres.

### *7.3.3 La procédure pour la mesure laser*

Le déroulement d'une mesure laser normale est le suivant : les piedestaux des tous les canaux du calorimètre sont lus 200 fois. Puis, pour une seule combinaison de filtres dont la transmission est de 50%, mais pour chacun des cinq paquets de fibres, 200 flashes laser sont déclenchés et leurs signaux lus. Cette procédure, incluant la formation des différents fichiers de résultats est réalisée en dix minutes. En plus des données brutes conservées, un fichier d'égalisation est créé, comprenant les facteurs de correction nécessaires à une égalisation parfaite.

Toutefois le système laser permet uniquement l'égalisation relative des canaux d'une même vue entre eux, mais n'autorise pas l'égalisation des vues entre elles ni une calibration absolue, car il ne contrôle pas, par exemple, une dérive systématique de tous les canaux. Pour ces tâches, il est donc nécessaire de recourir au système source ou à des données expérimentales.

### *7.3.4 Les performances*

Ce système de distribution a l'avantage de fournir au calorimètre de la lumière dont les caractéristiques correspondent à celles de la lumière émise par une gerbe électromagnétique. L'intensité et le temps caractéristique des signaux (4 ns) et la longueur d'onde (420 nm) sont semblables. La reproductibilité de mesures du système laser (0.8%) est déterminée par la comparaison de mesures successives dans l'intervalle de 30 minutes (figure 33).

L'atténuation de la lumière bleue (420 nm) le long des fibres en quartz (type télécommunications, utilisées habituellement dans l'infrarouge avec une atténuation négligeable) est mal connue. Une mesure effectuée en coupant à plusieurs reprises une longueur de 1 m à une telle fibre (non soumise à des contraintes mécaniques) donne une atténuation de 2.5% par m. En comparant, pour chaque vue, les signaux de quatre barrettes avec ceux de la cinquième, la précision de ce résultat est déterminée : elle est aussi de 2.5%. L'atténuation est donc estimée à  $(5 \pm 5)\%$  le long des 2 m utiles des barrettes.

### 7.3.5 Les autres utilisations du système laser

En dehors des exigences de calibration, le système laser, du fait de sa rapidité de mesure et de la similitude de ses signaux avec les gerbes réelles, est utilisé pour bien d'autres tâches :

- *Test de linéarité des photomultiplicateurs du calorimètre* : Le système laser, muni d'un jeu de sept filtres neutres en quartz, dont la transmission est connue à  $\pm 1\%$ , est capable de tester la linéarité de réponse des photomultiplicateurs du calorimètre à l'aide des photomultiplicateurs de référence (Philips XP2020) à douze dynodes possédant une excellente linéarité jusqu'à un courant anodique de 280 mA (ce qui correspond à 4500 coups d'ADC).

Les 32 combinaisons de filtres (transmission de 0.03% à 100%) couvrent toute la plage des ADC. Un ajustement à l'aide d'un polynôme du troisième degré reproduit alors les mesures et corrige les défauts de non-linéarité. Ces effets sont visibles entre 10 et 80 coups d'ADC ; ils restent en grande majorité inférieurs à 2% (figure 34 a). Une saturation des photomultiplicateurs apparaît pour des signaux supérieurs à 3000-3500 coups d'ADC (figure 34 b).

- *Contrôle de l'effet d'intensité sur les photomultiplicateurs* : Lors des tests des photomultiplicateurs [29], un effet d'intensité a pu être mis en évidence : le gain des photomultiplicateurs est fonction du courant anodique. Cet effet a été contrôlé à l'aide du système laser en période de prise de données (intensité du faisceau :  $2 \cdot 10^7$  particules par bouffée), en comparant les signaux laser durant la bouffée à ceux hors de la bouffée. Une augmentation de gain jusqu'à 2.7% a été constatée pour les canaux proches du faisceau, alors que le gain est demeuré stable pour les canaux éloignés. La figure 35 représente la variation

relative de gain en fonction de la position des photomultiplicateurs le long d'une coordonnée d'un module.

- *Calibration du système de temps de vol:* Le système laser est également utilisé par le système de temps de vol. Le STOP provient alors d'un photomultiplicateur de référence et non plus du compteur faisceau S2. L'alignement en temps relatif des canaux est donc possible ainsi que la détermination de la constante de calibration de temps de vol qui associe un signal ADC à une durée: un délai connu (10 ns) est simplement ajouté au signal STOP et la comparaison des ADC avec et sans délai permet, pour chaque canal, d'extraire cette constante ( $\approx 0.021$  ns / coup ADC).
- *Contrôle de l'électronique liée aux canaux:* La surveillance de toute l'électronique (tensions, ADC, électronique de temps de vol, photomultiplicateurs) liée aux 3072 canaux du calorimètre n'est pas triviale. Le système laser est alors très utile pour en repérer les éléments défectueux.

#### 7.4 La procédure d'utilisation des systèmes de calibration

Avant les prises des données, une bonne égalisation doit déjà être effective et la procédure suivante, schématisé par la figure 36, est appliquée: une mesure source et une mesure laser sont effectuées et les gains des photomultiplicateurs sont corrigés selon les résultats du système source en modifiant les tensions d'alimentation des photomultiplicateurs. Puis une nouvelle mesure laser contrôle la variation effective des gains. Si l'égalisation par vue est supérieure à 1%, une nouvelle modification des tensions est appliquée. Cette limite est fixée par le pas minimum (4 volts) de modification de tension et par la reproductibilité des mesures laser. Ces itérations sont nécessaires en raison des incertitudes sur les coefficients  $a$  et  $K$  paramétrisant les gains des photomultiplicateurs (page 25). La figure 37 représente les gains des canaux d'une vue immédiatement après l'ajustement des tensions.

Pendant la prise de données, une mesure laser est effectuée tous les jours, contrôlant les fluctuations des canaux ainsi que le bon fonctionnement des photomultiplicateurs, des canaux de temps de vol et des ADC. A la fin de la période de prise de données, une mesure source et une mesure laser sont effectuées et servent de référence lors de l'analyse.

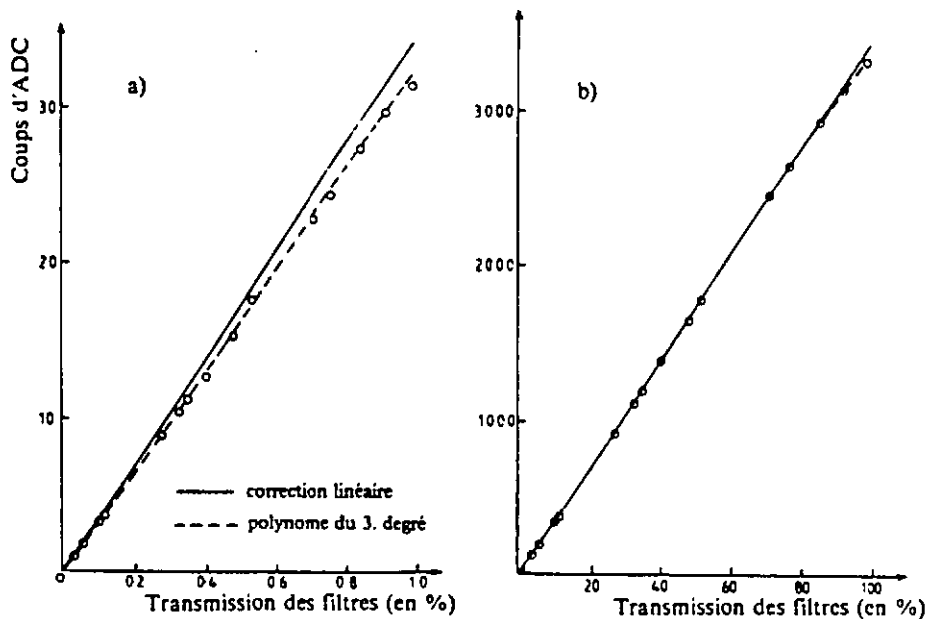


Figure 34: Non-linéarité de réponse d'un canal.

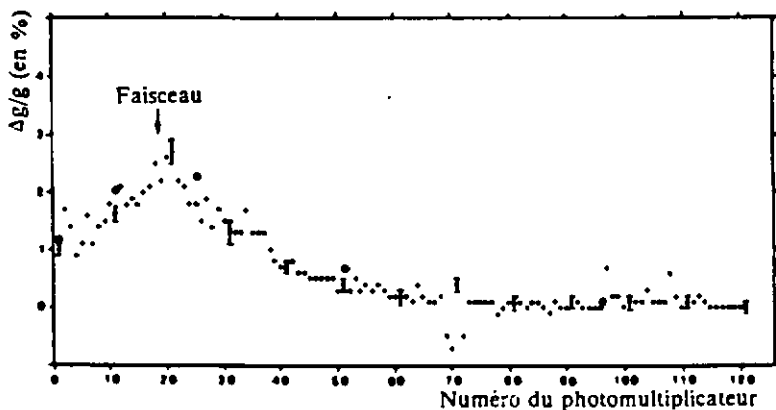


Figure 35: Variation relative du gain le long d'une coordonnée d'un module.

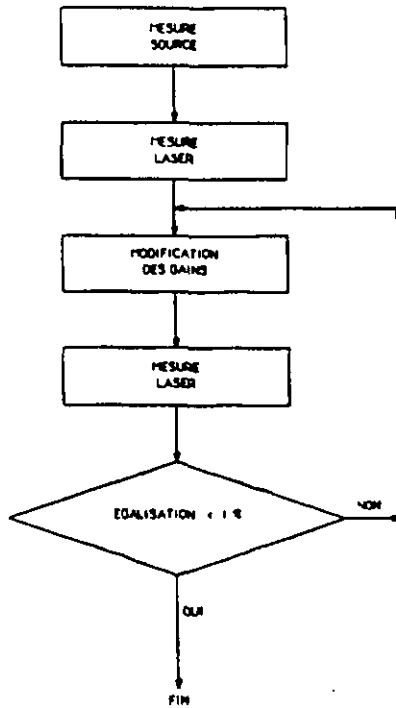


Figure 36: Procédure d'égalisation.

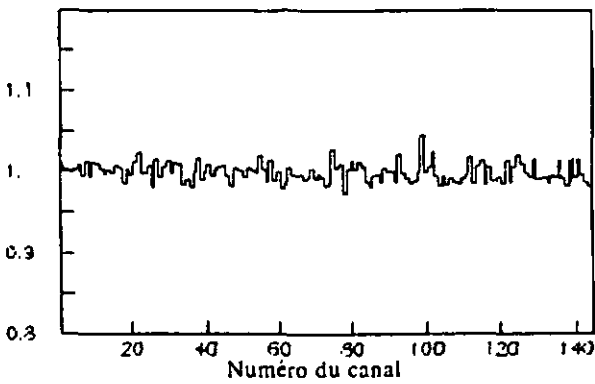


Figure 37: Gain relatif le long d'une coordonnée d'un module après la procédure d'égalisation.

### 7.5 Le test de l'égalisation avec un faisceau d'électrons

L'égalisation le long de la coordonnée Y des quadrants 2 et 4 est testée par un faisceau d'électrons de 10 GeV/c en variant le champ magnétique dans l'OMEGA. L'énergie normalisée des gerbes reconstruites, attribuée au photomultiplicateur ayant le plus grand signal, est représentée en traitillé dans la figure 38 (quadrant 2, module 1). Des écart-types de 4.2% et de 4.8%, sont observés sur les deux mesures successives effectuées, dont le rapport fournit la reproductibilité de 3.2%. Pour comparaison, des mesures provenant des systèmes source (figure 38 a) et laser (figure 38 b) sont également présentées en trait plein. Les données source sont celles du niveau 2 et les données laser sont lissées et corrigées pour l'atténuation de la lumière le long des barrettes. Les fluctuations locales (groupes de cinq à dix canaux) observées par le faisceau d'électrons le sont aussi, en partie, par les systèmes source et laser. Toutefois l'amélioration obtenue en corrigeant les données d'électrons par celles de calibration est faible et il est également téméraire de généraliser aux 24 vues du calorimètre des effets partiellement observés sur quatre d'entre elles. En considérant que l'énergie totale d'une gerbe est répartie sur plusieurs canaux appartenant à des vues et des modules différents et en ôtant la reproductibilité des mesures d'électrons aux écart-types observés, l'influence de l'égalisation sur la résolution en énergie est estimée à 1.4%.

### 7.6 L'égalisation finale à l'aide des données

Après avoir appliqué aux données expérimentales les corrections des effets de non-linéarité et d'intensité, ainsi que les coefficients d'égalisation des systèmes de calibration, des effets systématiques persistent; ils sont certainement dus aux incertitudes des longueurs d'atténuation du scintillateur ainsi qu'à des problèmes de construction du calorimètre et des systèmes de calibration.

Dans le but de minimiser ces effets, une légère modification d'un coefficient d'atténuation ( b, page 22) et une fonction linéaire à deux dimensions (Y et Z) de correction de gain sont déterminées pour chaque quadrant de façon à ce que, pour des gerbes isolées:

- les énergies déposées dans les deux coordonnées soient égales.
- la masse des  $\pi^0$  reconstruits soit constante sur la surface du quadrant.

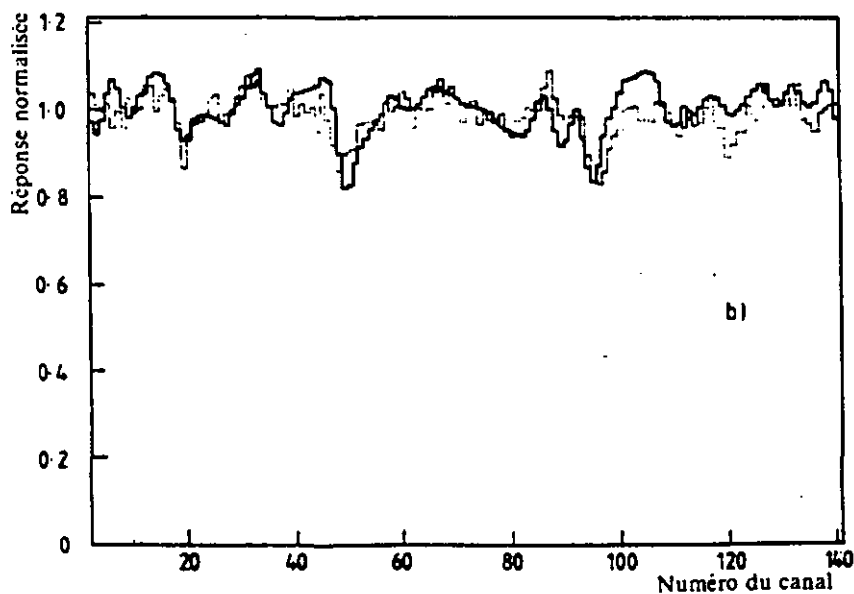
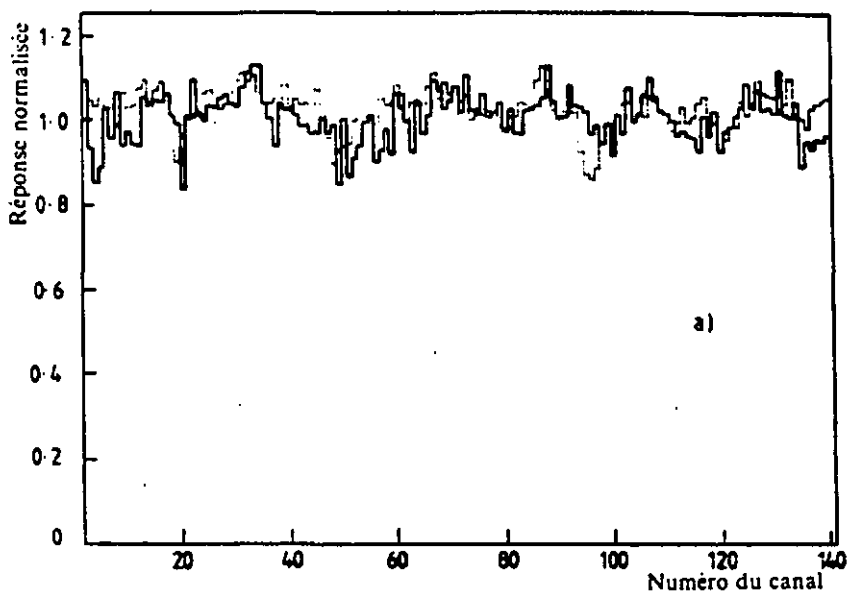


Figure 38: Comparaison de mesures source (a) et de mesures laser(b) avec l'énergie déposée par un faisceau d'électrons (détails dans le texte).

Après l'application de cette correction, les incertitudes systématiques le long des coordonnées sont de 1%.

### 7.7 L'échelle absolue en énergie

L'échelle absolue en énergie a été fixée à l'aide d'un ajustement sur le spectre de masse du  $\eta$  (figure 39 a) ainsi que de la comparaison des impulsions d'électrons mesurées dans le spectromètre OMEGA et des énergies correspondantes reconstruites dans le calorimètre (figure 39 b). Un ajustement sur le spectre de masse du  $\pi^0$  n'a pas été utilisé car il est fortement lié aux critères de sélection des  $\pi^0$ , en raison du petit angle d'ouverture des deux  $\gamma$ : les résultats sont différents avec des gerbes isolées, superposées ou doubles. Cet effet est sensiblement plus faible lors de l'ajustement sur le spectre de masse du  $\eta$ .

### 7.8 La résolution en énergie du calorimètre

La résolution en énergie du calorimètre est décrite en détail dans la référence [27]. Elle peut être paramétrisée sous la forme

$$\sigma^2_E / E^2 = c_1^2/E + c_2^2 \quad (E \text{ en GeV})$$

et peut être déterminée :

- à l'aide d'un faisceau d'électrons d'impulsion connue (10, 20, 50 GeV/c) à des positions fixes avec les paramètres suivants (figure 40 courbe 1)

$$c_1 = 0.126 \pm 0.004 \text{ (GeV)}^{1/2} \quad c_2 = 0.032 \pm 0.0005$$

La résolution en énergie prend alors uniquement en considération les fluctuations d'échantillonnage et de la structure du détecteur.

• dans le cas où l'énergie des gerbes n'est pas connue, à l'aide de la grandeur  $\Delta E = (E_y - E_z)/(E_y + E_z)$  dont la résolution doit être

$$\sigma^2_{\Delta E} = k_1^2/E + k_2^2 \quad (E \text{ en GeV})$$

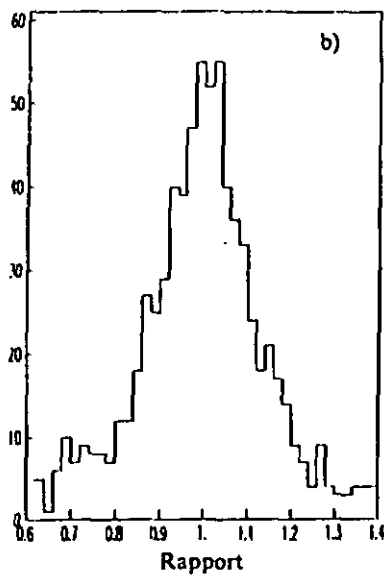
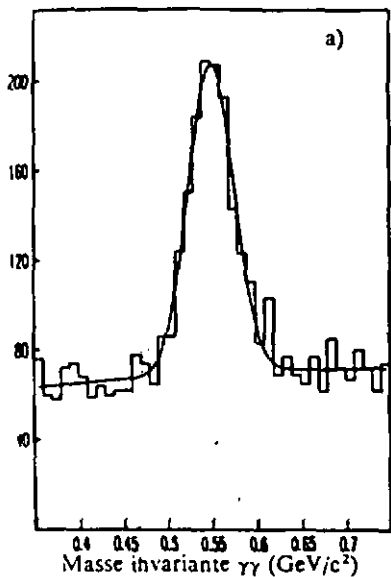


Figure 39: Détermination de l'échelle absolue en énergie avec : a) spectre de masse invariante  $\gamma\gamma$  dans la région du  $\eta$ , b) distribution, pour des électrons, du rapport de l'impulsion mesurée par le spectromètre sur l'énergie déposée dans le calorimètre.

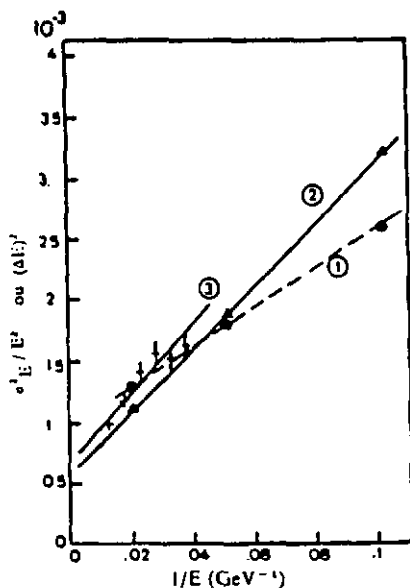


Figure 40: Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique (détails dans le texte).

avec  $k_1 = c_1$  et  $k_2 = c_2$  si les énergies  $E_1$  et  $E_2$  ont la même valeur moyenne, la même erreur et ne sont pas corrélées. Cette méthode donne pour le même faisceau d'électrons (figure 40 courbe 2)

$$k_1 = 0.161 \pm 0.003 \text{ (GeV)}^{1/2} \quad k_2 = 0.024 \pm 0.001$$

Elle surestime donc la résolution à basse énergie et la sous-estime à haute énergie. Elle permet toutefois de tenir compte également de l'égalisation et de la reconstruction des gerbes et d'estimer la résolution pour différentes configurations de gerbes dans les données expérimentales:

	$k_1 \text{ (GeV)}^{1/2}$	$k_2$
toutes les gerbes	$0.284 \pm 0.001$	$0.036 \pm 0.0003$
gerbes de trigger isolées	$0.167 \pm 0.008$	$0.026 \pm 0.001$

Pour la seconde classe de gerbes (figure 40 courbe 3), la plage en énergie est semblable à celle des données d'électrons et la légère différence, 1.4% et 1.2% à respectivement 20 GeV et 50 GeV, s'explique comme étant la contribution de l'égalisation. Cette valeur est d'ailleurs compatible avec celle présentée en page 47.

## 8. LA RECONSTRUCTION DE L'ÉVÉNEMENT

Le programme de reconstruction de l'événement a pour tâche, à l'aide des informations recueillies par les systèmes de détection, de calculer le vertex d'interaction, l'impulsion correspondant aux traces déviées par le spectromètre OMEGA et l'énergie, la position et le temps des gerbes développées dans le calorimètre.

La physique des photons directs exige essentiellement une bonne détection des photons (directs ou produits de désintégration de mésons neutres  $\pi^0$  et  $\eta$ ). Dès lors il est avantageux de découpler, pour la reconstruction de l'événement, les données recueillies par le calorimètre de celles provenant des chambres associées au spectromètre.

Précédant le programme de reconstruction, une sélection sévère est effectuée (30% des événements sont conservés). Elle est basée sur les informations brutes du système de temps de vol et de la cellule de trigger et écarte les événements déclenchés accidentellement, par des hadrons ou par des gerbes issues du halo de  $\mu$ , ainsi que les événements superposés, qui résultent de plusieurs interactions dans l'intervalle de 45 ns correspondant à la coïncidence des triggers d'interaction et du calorimètre.

L'événement est rejeté si:

- le spectre en temps des gerbes forme
  - des paquets séparés de plus de 7.5 ns (événements superposés).
  - un paquet qui n'est pas en coïncidence ( $\pm 5$  ns) avec le temps d'arrivée de la particule du faisceau (événement accidentel).
- la gerbe de trigger n'a pas de signal de temps de vol (hadron ou halo).
- les signaux de temps de vol de la gerbe de trigger ne correspondent pas à sa position (événement accidentel).

La surefficacité de ces coupures, déterminée par l'analyse des événements rejetés, varie en fonction de la polarité du faisceau. Elle est de 10% en 1984, de 14.3% en 1985 pour le faisceau positif et de 6.5% en 1984 et 8% en 1985 pour le faisceau négatif.

### 8.1 Le programme de reconstruction du calorimètre

Cette description du programme de reconstruction des gerbes tend uniquement à en préciser le fil conducteur et les principes de base mais n'aborde pas les détails techniques. Les informations utilisées sont essentiellement les données des ADC et celles qui proviennent du système de temps de vol (TOF). L'algorithme travaille en trois étapes:

- Il forme pour chaque vue de chaque module des groupes d'ADC regroupés autour des signaux maxima. Les grandeurs disponibles, par groupes, sont alors l'amplitude totale des ADC ainsi que leur barycentre qui détermine la position Y ou Z le long de la coordonnée.
- Il associe ensuite, pour chaque coordonnée, les groupes des trois modules pour en former des profils dont il fournit également l'amplitude totale, la position Y ou Z à l'entrée du calorimètre ainsi que le barycentre longitudinal (le long de l'axe du faisceau:  $X_y$  ou  $X_z$ ) et une position d'impact le long de l'autre coordonnée ( $Z_{TOF}$  ou  $Y_{TOF}$ ), qui est déterminée dans le premier module à l'aide des signaux du système de temps de vol.
- Il associe enfin les profils des deux coordonnées Y et Z pour en former des gerbes. Chaque profil est en fait considéré comme pouvant contenir soit :
  - une gerbe simple (P1),
  - une superposition de deux gerbes, distinctes dans l'autre vue (P2),
  - une superposition de trois gerbes, distinctes dans l'autre vue (P3).

Pour chaque gerbe, l'algorithme exprime alors les informations à disposition sous forme de trois  $\chi^2$  :  $\chi^2_E$ ,  $\chi^2_X$ ,  $\chi^2_T$  où

$$\chi^2_E = (E_y - E_z) / \sigma_E$$

$$\chi^2_X = (X_y - X_z) / \sigma_X$$

$$\chi^2_T = ((Y - Z_{TOF}) - (Z - Y_{TOF})) / \sigma_T$$

où les sigmas  $\sigma_E$ ,  $\sigma_X$ ,  $\sigma_T$ , déterminés à l'aide des données expérimentales, varient en fonction de l'énergie et de la classe des profils. A chaque combinaison possible (dénommée hypothèse) des profils P1, P2 ou P3 d'une vue avec un, deux ou trois profils P1 de l'autre vue, un  $\chi^2$  global est associé, calculé à l'aide des trois  $\chi^2$  de chaque gerbe. Les hypothèses ayant une faible probabilité sont écartées, les autres sont classées d'après la quantité d'énergie non associée puis

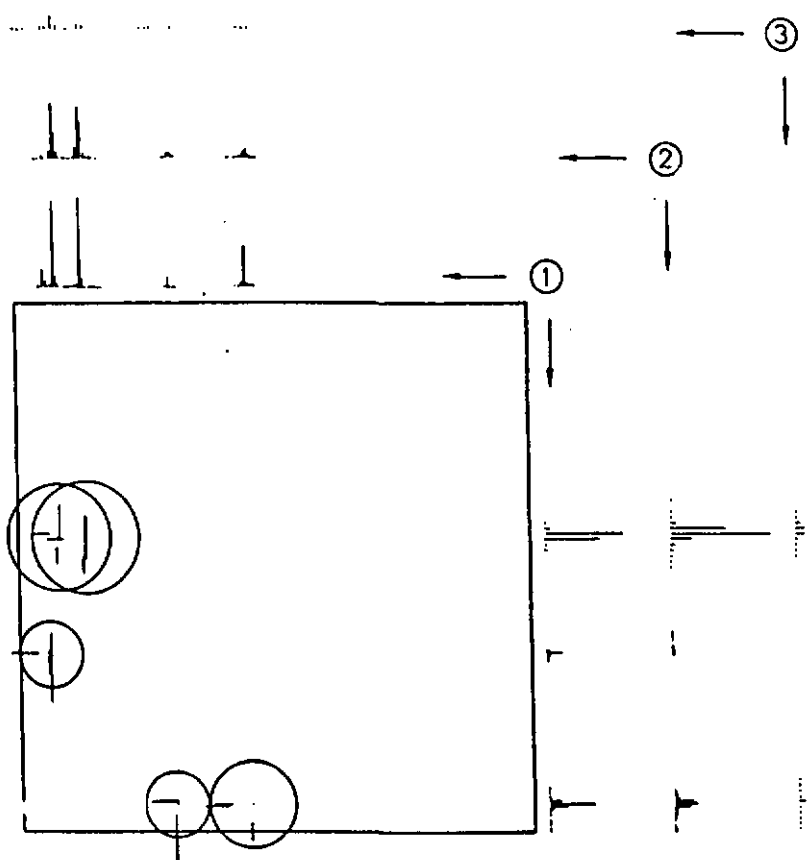


Figure 41: Un événement reconstruit dans un quadrant. Les amplitudes des ADC sont dessinées à l'extérieur pour les trois modules et les deux coordonnées. Les positions d'impacts des gerbes déterminées par le TOF sont représentées par des barres de longueur  $2\sigma_{\text{TOF}}$  à l'intérieur du quadrant. Les gerbes reconstruites sont symbolisées par des cercles dont les rayons sont proportionnels à l'énergie de ces dernières.

d'après leur  $\chi^2$  global. Dans le quadrant du trigger, pour respectivement 24%, 15%, 11%, des événements, une seule, deux ou trois hypothèses ont été conservées.

L'association des profils des vues Y et Z n'est donc pas effectuée de façon séquentielle (formation d'une gerbe après l'autre) mais l'information à disposition est utilisée globalement (exprimée sous la forme d'un  $\chi^2$ ) pour choisir les meilleures parmi toutes les combinaisons possibles. Si le principe d'accepter plusieurs hypothèses de reconstruction pour un même événement paraît audacieux, il faut toutefois considérer que:

- 97 % des hypothèses possèdent la même gerbe de trigger.
- les  $w^0$  mal reconstruits à l'aide de la première hypothèse, dénommée hypothèse principale, peuvent l'être correctement grâce à l'une au moins des autres, dénommées hypothèses secondaires, et ne pourront donc pas simuler un photon direct.

La figure 41 schématise la reconstruction effectuée pour un quadrant. La fraction des signaux ADC attribuée aux gerbes lors de la reconstruction est de 94% (figure 42).

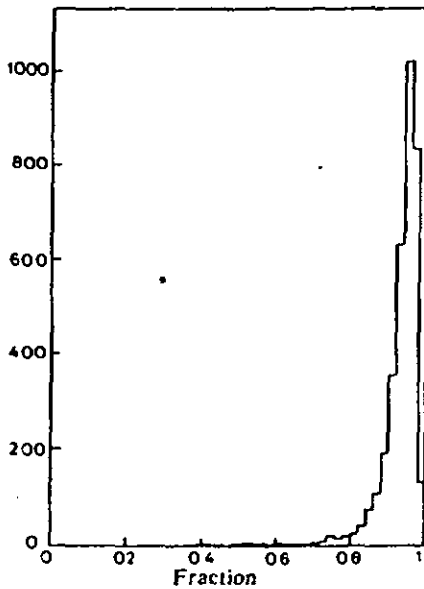


Figure 42: Fraction de l'énergie attribuée.

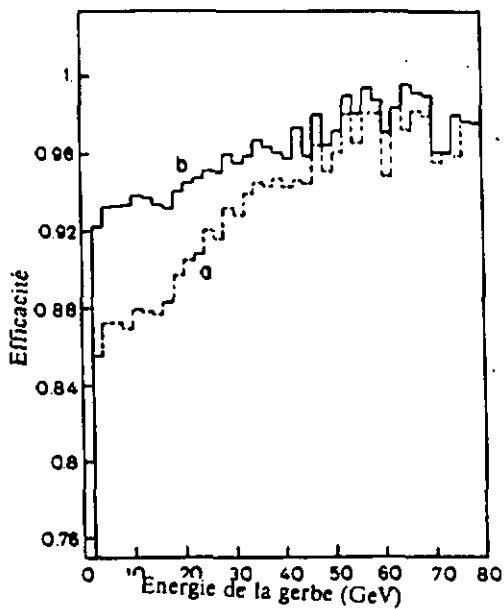


Figure 43: Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie; a) pour l'hypothèse principale, b) pour toutes les hypothèses.

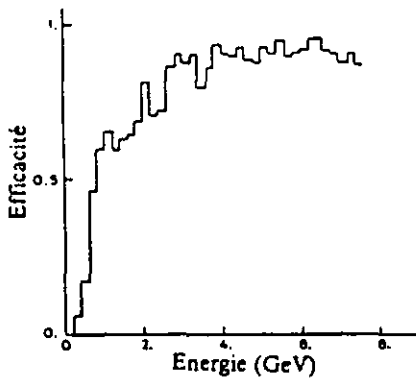


Figure 44: Efficacité de reconstruction pour des photons de basse énergie.

L'efficacité de reconstruction d'une gerbe électromagnétique est estimée à l'aide des simulations Monte Carlo d'événements  $\pi^0$  et photons directs à haut  $p_T$ . Elle est représentée en figure 43 en fonction de l'énergie ( $a$  : hypothèse principale,  $b$  : toutes les hypothèses). Une gerbe est considérée comme bien reconstruite si sa position et son énergie sont  $\pm 3$  sigmas des valeurs générées. Comme le bruit de fond du signal photon direct provient en majorité de  $\pi^0$ , il est également intéressant d'étudier, à basse énergie, l'efficacité de reconstruction des photons issus de  $\pi^0$  (figure 44). Elle est de 18% à 0.5 GeV, de 63% à 1 GeV et elle atteint le plateau de 92% à 3 GeV.

### 8.2 La reconstruction des traces

Si l'événement obéit à une des conditions suivantes :

- le  $p_T$  de la gerbe de trigger, calculé depuis le centre de la cible, est supérieur à 3 GeV/c,
- le  $p_T$  d'une paire de gerbes, dont la masse invariante est inférieure à 1.2 GeV, est supérieur à 3.5 GeV/c,

les données brutes des chambres proportionnelles et des chambres à dérive sont alors traitées par Trident [34], le programme standard de reconstruction des traces du spectromètre OMEGA. Pour l'analyse des photons directs, l'information essentielle issue de Trident est la détermination de la position du vertex d'interaction, avec une précision variant de 1.1 à 2.2 cm le long de X et de 2 mm en Y et Z, permettant ainsi un calcul correct ( $\pm 0.2\%$ ) des impulsions transverses des gerbes du calorimètre. La distribution de la position du vertex d'interaction est présentée en figure 45 le long de Y (a) et de Z (b). Cette même distribution le long de X est visible dans la figure 46 pour des événements dont le  $p_T$  de la gerbe de trigger est supérieur à 3 GeV/c (en trait plein) et à 4 GeV/c (en traitillé). La pente visible sur la distribution pour un seuil de 3 GeV/c, qui est la valeur d'une des coupures appliquées avant le traitement par Trident, s'explique par l'incertitude en  $p_T$  de 5% (donc environ 50% sur le nombre d'événements) liée à la longueur de la cible.

Les événements dont la position du vertex d'interaction est comprise dans les limites suivantes (représentées par des flèches sur les figures 45 et 46) sont conservés pour l'analyse:  $-110. < X < 0.$  ;  $-1.6 < X < 1.8$  et  $-1.7 < Z < 1.2$ . L'efficacité de Trident, estimée à 86% pour des faibles

impulsions (10 GeV/c) diminue jusqu'à 50% pour des impulsions de 50 GeV/c. La résolution en impulsion est de 2% à 5 GeV/c et de 15% à 50 GeV/c. Ces valeurs modestes découlent de la position particulière de la cible et du champ magnétique réduit (page 18).

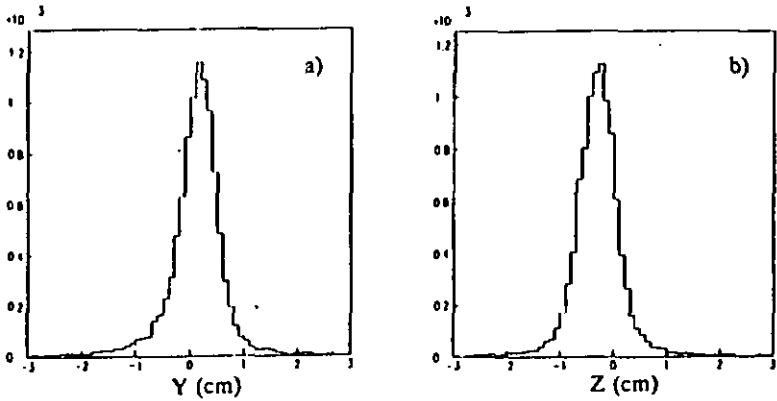


Figure 45: Distribution du vertex le long de (a) la coordonnée Y, (b) la coordonnée Z.

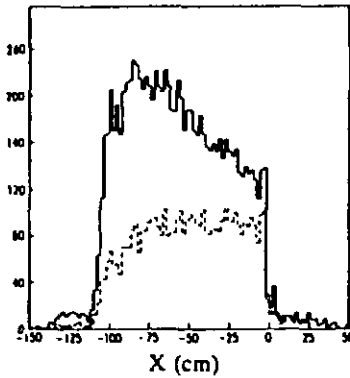


Figure 46: Distribution du vertex le long de la coordonnée X pour deux seuils différents en  $p_T$  (détails dans le texte).

## 9. VERS UNE GERBE DE TRIGGER PROPRE

### 9.1 Introduction

Seuls les événements dont la gerbe de trigger est électromagnétique et neutre sont intéressants dans l'optique de la physique proposée. La sélection de ces événements est effectuée par des coupures sur des grandeurs physiques ou des informations provenant des systèmes de détection. Cette sélection implique forcément une surefficacité de ces coupures (certains bons événements sont rejetés) ainsi qu'un résidu défini comme l'ensemble des événements non désirés mais tout de même conservés. La procédure qui consiste à définir les grandeurs de sélection, à en choisir les limites appropriées, exige également une étude précise des surefficacités et des résidus s'y rapportant.

L'échantillon final d'événements propres résulte de l'application séquentielle de plusieurs coupures. Il est important d'étudier chacune de celles-ci sur un échantillon épuré par toutes les autres coupures, car certaines sont redondantes. L'étude du résidu est nécessaire uniquement pour l'analyse des photons directs, car rien n'y distingue le signal du bruit de fond. Elle est par contre inutile pour l'analyse des  $\pi^0$ , dans laquelle le bruit de fond est estimé à l'aide du spectre de masse invariante.

### 9.2 La gerbe de trigger signée comme "halo"

La désintégration  $\pi \rightarrow \mu \nu$  du faisceau engendre un halo de muons qui accompagne le faisceau et dont le bremsstrahlung peut simuler des trigger à haut  $p_T$  (page 17). Une telle gerbe de trigger est identifiée par l'une ou moins des conditions suivantes (dénommée coupure halo) :

- un impact est détecté dans l'un des anti-compteurs halo (page 17).
- les signaux de temps de vol de la gerbe de trigger ne sont pas compatibles ( $\pm 1.2$  ns ou  $\pm 24$  cm) avec la position de celle-ci. Cette différence de position  $DTOF = (Y - Z_{TOF}) + (Z - Y_{TOF})$  est représentée en figure 47 a. Les queues de la distribution sont utilisées pour estimer le résidu de la coupure halo. Cette coupure n'est pas appliquée pour des gerbes superposées car leurs signaux de temps de vol sont mal définis.

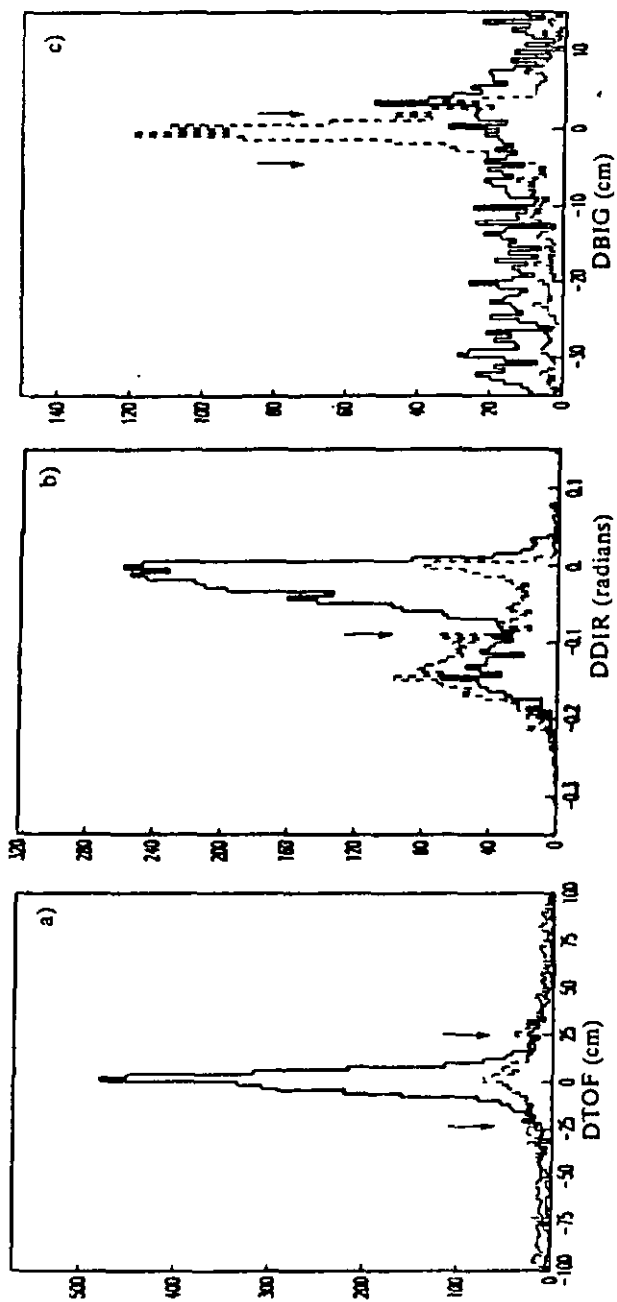


Figure 47: Distributions de DTOF (a), DDIR (b) et DBIG (c) (détails dans le texte); en trait plein les  $\theta^{\circ}$  reconstruits mais pour lesquels la coupure "halo" n'a pas été appliquée; en traitillé tous les événements signés "halo".

- la direction de la gerbe de trigger dans le calorimètre (déterminée à l'aide des trois modules) et sa trajectoire depuis le vertex d'interaction ne sont pas compatibles ( $< -0.09$  rad). Cette condition est appliquée uniquement si la gerbe de trigger se trouve à plus de 100 cm de l'angle intérieur du quadrant : sa trajectoire forme alors avec la direction du faisceau un angle supérieur à 0.10 rad. La figure 47 b représente la distribution des angles DDIR entre ces deux directions : deux paquets se différencient nettement, provenant l'un de la cible et l'autre du halo.
- la distance DBIG (figure 47 c) entre les points d'impact dans la grande chambre et la position (extrapolée d'une trajectoire parallèle au faisceau) de la gerbe de trigger n'est pas comprise entre -4.5 cm et 2 cm.

La surefficacité de la coupure "halo" est déterminée par le pourcentage de  $\pi^0$  reconstruits dont la gerbe de trigger possède la signature "halo". Elle est fortement fonction de  $x_F$  (figure 48) et diffère entre 1984 et 1985 en raison de la présence en 1985 d'un aimant toroïdal autour du faisceau (page 17) et de l'installation de compteurs veto anti-halo. La distribution spatiale des gerbes de trigger signées "halo" est présentée en figure 49.

Comme les interactions dans la cible et le halo ne sont pas du tout corrélées en temps, le résidu de la coupure halo peut se déterminer à l'aide des queues de la distribution représentée en figure 47 a.

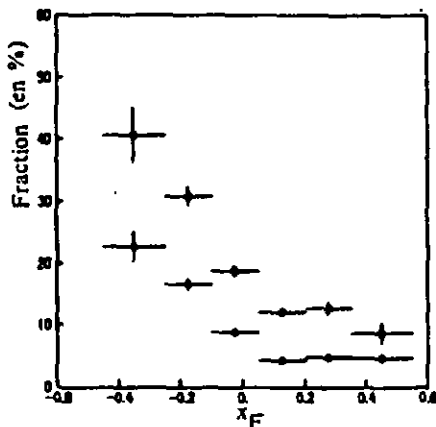


Figure 48: Surefficacité de la coupure "halo" en fonction de  $x_F$ ; cercles vides pour 1984, carrés pleins pour 1985.

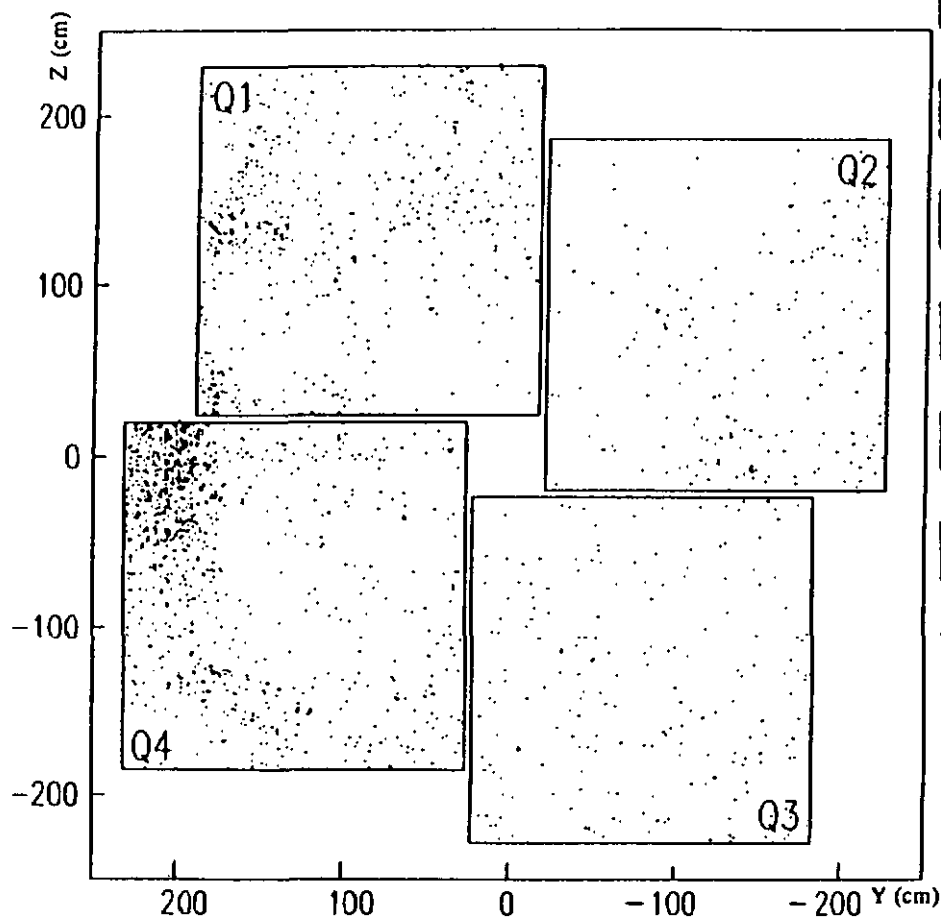


Figure 49: Impacts des gerbes de trigger signées "halo"

### 9.3 La gerbe de trigger signée comme "hadron"

Le calorimètre est segmenté en trois modules, pour différencier les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. La capacité du calorimètre d'effectuer cette différenciation est étudiée à l'aide d'un faisceau de  $\mu^-$  et d'électrons de 50 GeV (énergie semblable à celle des gerbes de trigger). 38% des hadrons ne déposent que le minimum de ionisation. Pour ceux qui interagissent, la fraction d'énergie recueillie est une distribution continue de 0 à 100 % avec une valeur moyenne à 30 % (figure 50 a). Elle se différencie fortement de celle déposée par les électrons dont toute l'énergie est détectée avec une résolution de 3.7 %.

Pour définir une gerbe hadronique, dont le développement commence habituellement plus profondément que pour une gerbe électromagnétique, le rapport de l'énergie déposée dans le troisième module par l'énergie totale ( $E_3/E_{TOT}$ ) est utilisé. Pour des gerbes induites par les hadrons ayant interagi dans le calorimètre et pour des électrons, le pourcentage de gerbes avec  $r = E_3/E_{TOT}$  supérieur à une valeur donnée, variant de 0 à 1, est représenté en figure 50 b. Pour l'analyse qui suit, une gerbe est définie hadronique lorsque  $E_3/E_{TOT} > 0.2$  : 80 % de hadrons et 2.9 % d'électrons entrent dans cette classe.

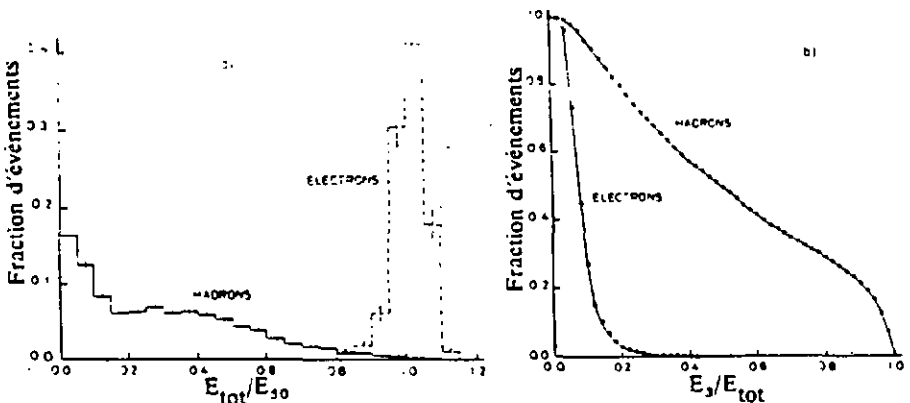


Figure 50: Différenciation des hadrons et des électrons; a: fraction d'énergie déposée par des faisceaux de 50 GeV; b: rapport  $E_3/E_{tot}$  (détails dans le texte).

La surefficacité de la coupure "hadron" est déterminée à l'aide des simulations Monte Carlo (2.2%), cette valeur étant légèrement sous-évaluée comparée à celle des données expérimentales (3.0%) estimée à l'aide du pourcentage de  $\omega^0$  reconstruits, dont les gerbes de trigger sont signées "hadrons".

L'étude du résidu est délicate: elle se fonde sur des hypothèses parfois difficilement vérifiables et aboutit, à l'aide de deux approches indépendantes, à une estimation de son ordre de grandeur.

La première approche consiste à estimer la section efficace des hadrons identifiés comme gerbes électromagnétiques à l'aide de résultats expérimentaux. D'abord la paramétrisation de production de hadrons (par collisions  $\pi^-p$  à 200 et 300 GeV/c,  $\theta_{CM} = 90^\circ$ , [35]) par la forme

$$Ed^3\sigma/dp^3 = A(1 - X_T)^b p_T^{-n}$$

est utilisée pour les sources potentielles de résidu suivantes:  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $K_L^0$ ,  $R_L^0$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ . Cette paramétrisation est ensuite modulée par la fraction des hadrons qui échappent aux coupures de l'analyse: 12.4%, 50% et 15% respectivement pour les coupures "hadron", "trace" et "chargé". Elle est enfin convoluée, dans la région cinématique appropriée, avec la probabilité qu'un hadron d'un  $p_T$  donné ( $p_T$ ) soit identifié comme une gerbe électromagnétique avec un  $p_T$  plus faible ( $\bar{p}_T$ ). Cette probabilité est déterminée par la réponse du calorimètre au faisceau de  $\pi^-$  de 50 GeV. La figure 51 représente le rapport de l'énergie reconstruite ( $E_{rec}$ ) sur l'énergie nominale ( $E_{50}$ ) pour les gerbes reconnues comme électromagnétiques.

La paramétrisation surimposée de la forme

$$f(x) = Cx^a e^{-b \cdot x} \quad \text{avec } x = E_{rec}/E_{50}$$

est utilisée comme fonction de probabilité avec  $x = \bar{p}_T/p_T$ . Le résidu des hadrons provenant de chargés ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ) et de neutres ( $K_L^0$ ,  $R_L^0$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$ ) est détaillé en fonction de  $p_T$  dans la table suivante. Il est donné en pbarns et comme fraction du signal photon direct pour un faisceau de  $\pi^-$ .

$p_T$	hadrons chargés		hadrons neutres		total
	pbarns	% de $\gamma_d$	pbarns	% de $\gamma_d$	% de $\gamma_d$
4	38	1.2	7.4	3.2	4.2
4.5	8.3	0.63	1.6	1.6	2.4
5	1.9	0.44	0.34	1.0	1.5
5.5	0.44		0.08	0.5	0.5

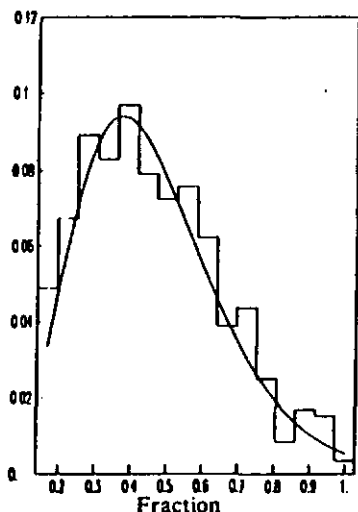


Figure 51: Fraction d'énergie déposée par des gerbes produites par un faisceau de  $w^-$ , mais signées électromagnétiques (détails dans le texte).

Les points délicats de cette approche sont :

- l'utilisation de paramétrisation de mesures hors des domaines cinématiques dans lesquels elles ont été effectuées ( $x_F = 0$ ,  $p_T = 2$  à  $3$  GeV/c).
- l'hypothèse selon laquelle les productions de  $K^0_L$ ,  $\bar{K}^0_L$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$  sont égales à celles respectivement de  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ .
- la faible impulsion du faisceau de hadrons utilisé (50 GeV/c).
- l'effet du champ magnétique du spectromètre qui dévie les hadrons chargés et augmente ainsi leur  $p_T$ , n'a pas été considéré.

La deuxième approche partitionne l'échantillon des photons directs, pour lequel la coupure "hadron" n'est pas appliquée, en quatre classes:

- A : photons, signés "électromagnétiques"
- B : photons, signés "hadrons"
- C : hadrons, signés "hadrons"
- D : hadrons, signés "électromagnétiques"

De ce même échantillon, les valeurs A + D (gerbes électromagnétiques) et B + C (gerbes hadroniques) sont exprimées en fonction de  $p_T$  (colonnes 1 et 2 de la table suivante). Le rapport B/A est estimé par les simulations Monte Carlo. (colonne 3). A l'aide d'un faisceau de  $e^-$  de 50 GeV, le rapport (D/C) des hadrons signés "électromagnétiques" sur ceux correctement identifiés est déterminé ( $0.4 \pm 0.02$ ) pour des énergies déposées supérieures à 20 GeV. Cette valeur doit être multipliée par le facteur de rejet ( $3.15 \pm 0.03$ ) de la coupure hadronique appliquée aux gerbes de trigger dans l'algorithme MICE. Le rapport D/C des gerbes de trigger est donc estimée à  $1.26 \pm 0.06$  (colonne 4).

Il est donc possible d'extraire (colonne 5) la fraction D/(A + D) du résidu de hadrons dans l'échantillon brut de photons directs. Finalement, ce résidu est exprimé (colonne 6) comme une fraction de la section efficace de photons directs ( $\gamma_d$ ), produite par un faisceau de  $e^-$ , en tenant compte du bruit de fond du signal photon direct.

$p_T$ (GeV/c)	1 A + D	2 B + C	3 B/A	4 D/C	5 D/(A + D)	6 % de $\gamma_d$
4	1843	114	.019	1.26	5.5%	8.1%
4.5	686	43	.020	1.26	5.5%	7.0%
5	237	20	.024	1.26	7.8%	9.6%
5.5	103	7	.030	1.26	5.5%	6.0%

Les points délicats de cette deuxième approche sont :

- l'estimation à l'aide des simulations Monte Carlo du rapport B/A. Pour des photons directs d'énergie comprise entre 40 et 60 GeV, ce rapport simulé (1.6%) est inférieur au rapport mesuré (2.9%) à l'aide d'un faisceau d'électrons de 50 GeV/c, surestimant ainsi fortement la contamination D/(A + D).
- la faible impulsion du faisceau de hadrons utilisé pour la détermination du rapport D/C. Idéalement, celui-ci doit être déterminé à l'aide d'un spectre continu d'impulsions de 20 à 200 GeV/c.

Compte tenu des incertitudes mentionnées, la première approche peut être considérée comme limite inférieure et la seconde comme limite supérieure. Elles permettent ainsi d'estimer globalement le résidu de la coupure "hadron" à  $5 \pm 3\%$ .

#### *9.4 Les gerbes de trigger signées comme "chargées"*

Les particules qui ne sont pas identifiées par les chambres du spectromètre pour une des raisons suivantes:

- inefficacité de Trident, le programme de reconstruction des traces
- électroon issu de la conversion d'un photon dans la matière ou dans l'air se trouvant entre le vertex d'interaction et le calorimètre.

sont identifiées par la grande chambre proportionnelle (munie de quatre plans de fils, dont l'espacement est de 4 mm) placée 40 cm en amont du calorimètre. La reconstruction d'un point d'impact dans la grande chambre exige que trois plans de fils au moins soient touchés. En moyenne 5.0 et 9.1 impacts par événement sont reconstruits avec respectivement 3 et 4 plans. La figure 52 a représente la distance entre les points d'impact de la grande chambre et la position (extrapolée du vertex d'interaction au calorimètre) de la gerbe de trigger. celle-ci est donc définie "chargée" si cette distance est inférieure à 3 cm.

La surefficacité de cette coupure est déterminée avec la simulation Monte Carlo (3.7%). Cette valeur est égale à la fraction de  $\pi^0$  identifiés, dont la gerbe de trigger est signée "chargée". Le résidu est également pris en compte par la simulation Monte Carlo.

#### *9.5 La gerbe de trigger signée "trace" par Trident*

Les trajectoires des particules chargées dénommées traces ou extratraces si elles sont issues ou non du vertex d'interaction, sont reconstruites par Trident [34], à l'aide des informations des chambres proportionnelles et des chambres à dérive (page 57). Une gerbe de trigger est définie comme "trace" si l'extrapolation de la trajectoire d'une trace ou d'une extratrace est, au niveau du calorimètre, à une

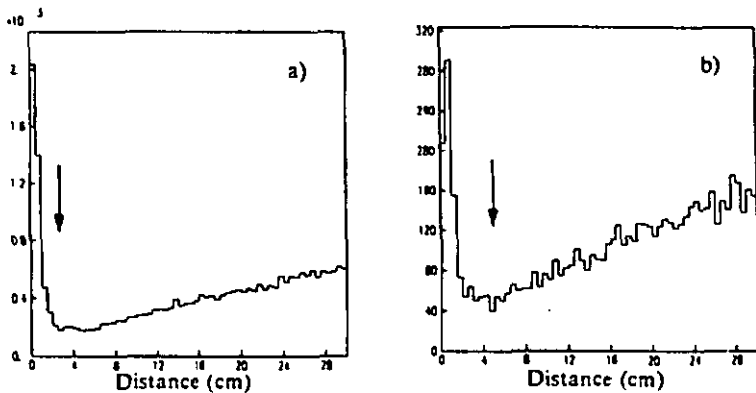


Figure 52: Distance entre la gerbe de trigger et les trajectoires extrapolées depuis la cible (a) des points reconstruits dans la grande chambre . (b) des traces chargées.

distance inférieure à 5 cm de la position de la gerbe. La figure 52 b représente la distance entre celle-ci et les trajectoires extrapolées des traces.

La surefficacité de cette coupure est estimée négligeable ( $\leq 0.3\%$ ) grâce au spectre de masse des  $w^0$  reconstruits avec une gerbe de trigger signée "trace". Le résidu est également négligeable car la coupure est redondante avec celles dénommées "hadron" et "chargé".

## 10. SELECTION DES $\pi^0$

Après la sélection des gerbes de trigger neutres et électromagnétiques par l'application des coupures décrites au chapitre précédent, il est possible de tester si ces gerbes sont des candidats photons directs ou si elles proviennent de désintégrations des mésons  $\pi^0$  ou  $\eta$ . Maintes raisons physiques (page 20) rendent souhaitable une analyse approfondie de la production de  $\pi^0$  à haut  $p_T$ .

Le méson  $\pi^0$  dont la masse est de 134.96 MeV, se désintègre en deux photons (rapport de branchement 98.80%) et a un spin nul qui implique une distribution uniforme de l'asymétrie en énergie  $\alpha = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$  où  $E_1$  et  $E_2$  sont les énergies des deux photons mesurées dans le système du laboratoire. La cinématique de désintégration implique la relation

$$m_{\pi^0}^2 = 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot (1 - \cos\theta)$$

où  $\theta$  est l'angle d'ouverture entre les deux photons. La figure 53 représente la densité de  $\pi^0$  générés par simulation Monte Carlo avec un  $p_T > 4$  GeV/c, plusieurs droites d'asymétrie ( $\alpha = 0, 0.25, 0.5, 0.75$  et  $0.9$ ) ainsi que plusieurs distances (2, 3, 5, 10 et 20 cm) séparant les impacts des deux photons dans le calorimètre en fonction des énergies  $E_1$  et  $E_2$  des photons.

La mise en évidence du signal  $\pi^0$  à haut  $p_T$  est possible en combinant chacune des gerbes électromagnétiques du calorimètre avec la gerbe de trigger et en calculant la masse invariante. Dans le but de disposer d'un signal  $\pi^0$  propre et surtout de pouvoir le reproduire par simulations Monte Carlo, les contraintes suivantes, adaptées aux performances du calorimètre, sont imposées aux combinaisons  $\gamma\gamma$  et définissent les  $\pi^0$  sélectionnés:

- $70 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}$
- l'asymétrie est inférieure à 0.9
- la seconde gerbe - est électromagnétique
- appartient au quadrant de la gerbe de trigger

La figure 54 représente le spectre de masse  $\gamma\gamma$  satisfaisant aux coupures ci-dessus à l'exception de celle de l'intervalle de masse. Si la résolution du signal  $\pi^0$  est de 10 MeV (7.4%) pour l'ensemble des données, elle varie toutefois de 8 MeV pour  $x_F$  inférieur à  $-0.30$  (figure 55 (a)) à 17.5 MeV pour  $x_F$  supérieur à  $0.30$  (b), motivant ainsi les limites en masse adoptées. La distribution des  $\pi^0$ , sélectionnés sans appliquer la coupure en asymétrie, est présentée en figure 56 en fonction de  $\alpha$ . Au-delà de 0.9 la

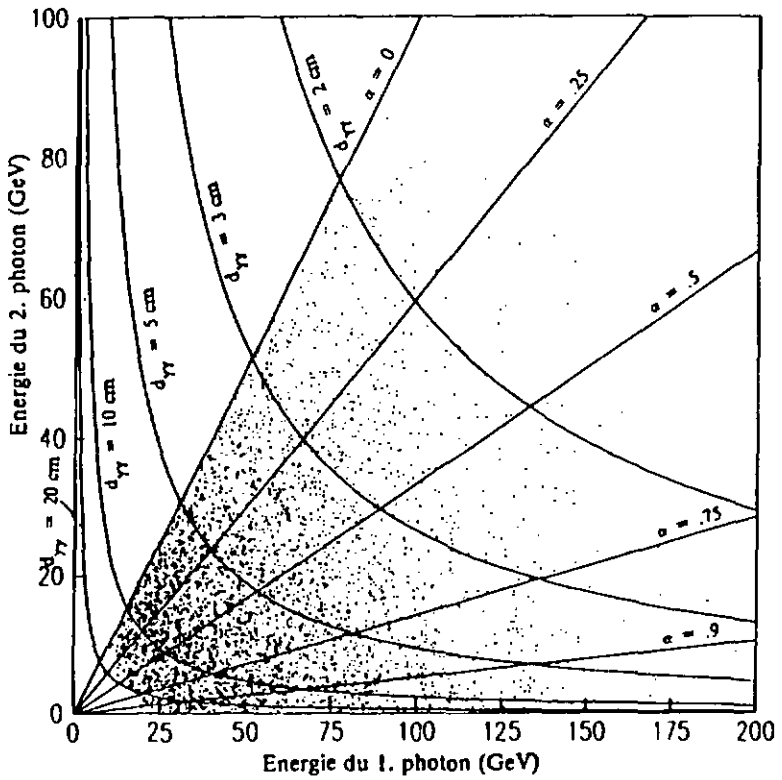


Figure 53: Densité de  $w^0$  attendue en fonction des énergies  $E_1$  et  $E_2$  des photons de désintégration. Les droites représentent différentes asymétries et les courbes correspondent à plusieurs distances séparant les deux photons.

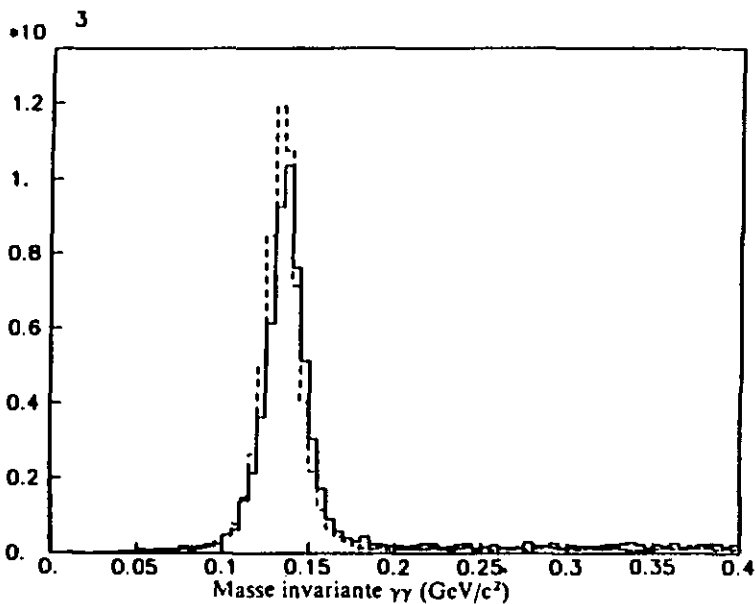


Figure 54: Spectre de masse invariante  $\gamma\gamma$  dans la région du  $\omega^0$  ( $p_T > 4$  GeV/c,  $-.45 < x_F < .55$ ); en trait plein: les données, en traitillé: les simulations Monte Carlo.

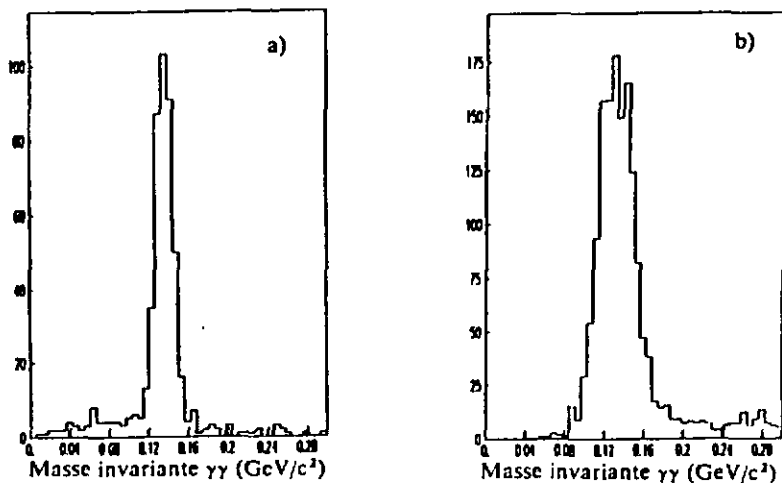


Figure 55: Spectre de masse invariante  $\gamma\gamma$  pour deux intervalles en  $x_F$ : (a)  $x_F < -0.3$ , (b)  $x_F > 0.3$

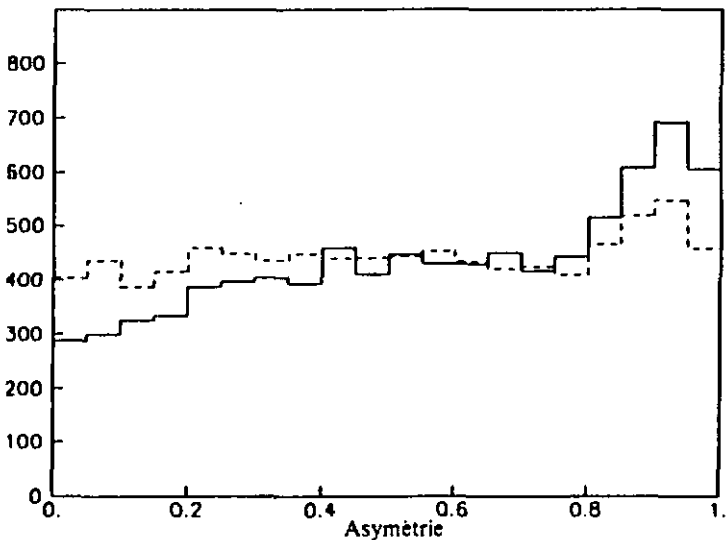


Figure 56: Asymétrie des  $\phi^0$  ( $p_T > 4$  GeV/c), en trait plein les données, en traitillé les simulations Monte Carlo.

distribution uniforme attendue n'est pas respectée et motive donc la coupure à  $\alpha = 0.9$ . Pour des asymétries inférieures à 0.4, le déficit d'événements s'explique comme un effet de trigger : deux photons d'énergies comparables (impliquant une faible asymétrie) ne déclenchent pas le trigger si leurs impacts se trouvent dans des cellules de trigger différentes. La deuxième gerbe du  $\phi^0$  doit également appartenir au même quadrant que celle de trigger. Cette exigence est motivée par la distance relativement faible séparant les deux photons. Comme elle est purement géométrique, elle est parfaitement contrôlée par les simulations Monte Carlo. Cette deuxième gerbe doit évidemment être électromagnétique.

Le bruit de fond sous le signal du  $\phi^0$  est déterminé à l'aide d'un ajustement linéaire réalisé sur les intervalles suivants adjacents au signal : 5 MeV à 70 MeV et 200 MeV à 265 MeV. Ce bruit de fond (7% sur l'ensemble global des  $\phi^0$ ) n'est que faiblement fonction de  $p_T$  et de  $x_F$ . La figure 57 représente les impacts sur le calorimètre des  $\phi^0$  ayant satisfait tous les critères de sélection.

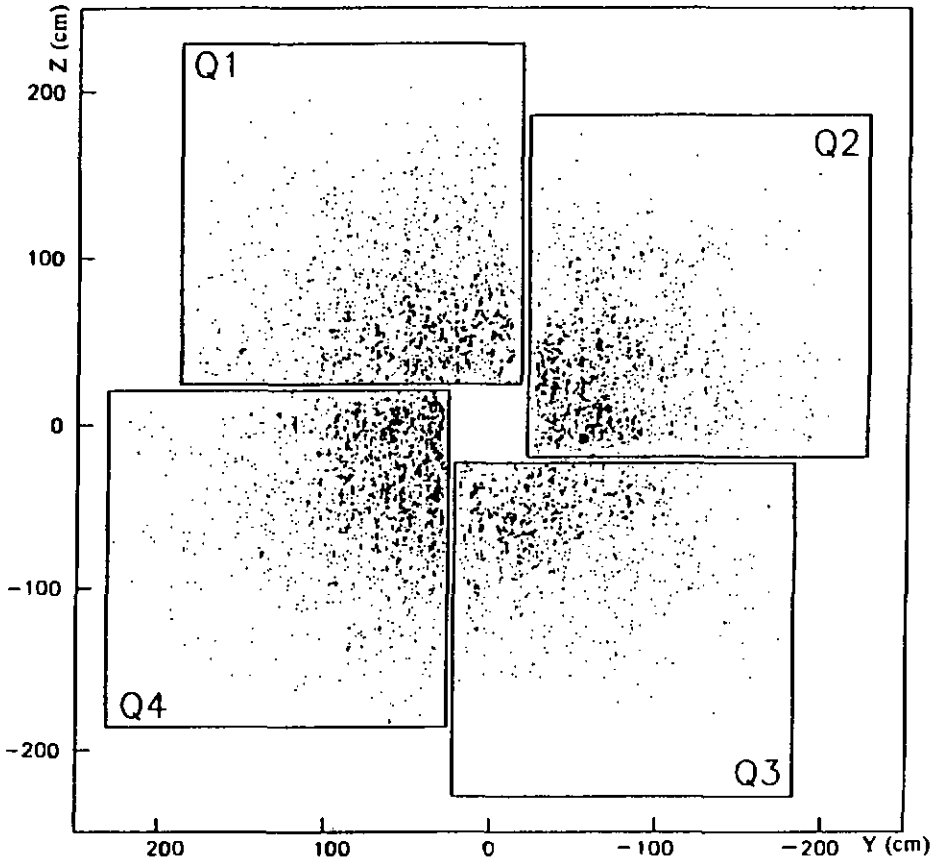


Figure 57: Impacts des  $\pi^0$  ( $p_T > 4$  GeV/c).

## 11. SELECTION DES PHOTONS DIRECTS

La sélection finale des photons directs s'obtient en éliminant de l'échantillon des gerbes de trigger électromagnétiques et neutres toutes celles qui proviennent d'une désintégration d'un méson  $\pi^0$  ou  $\eta$ .

### 11.1 Le rejet des $\pi^0$

L'identification des  $\pi^0$  suit une autre démarche que lors de l'analyse physique de ceux-ci pour laquelle un signal très propre est souhaitable. L'objectif est différent: la contamination de l'échantillon de photons directs par des  $\pi^0$  doit être minimisée. La gerbe de trigger est considérée comme issue d'un  $\pi^0$  et l'événement est donc rejeté si :

- $70 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV}$
- l'asymétrie est inférieure à 0.99
- La seconde gerbe
  - est électromagnétique
  - son énergie est supérieure à 500 MeV

il est possible de former un  $\pi^0$ , répondant à ces mêmes exigences, avec les hypothèses secondaires (page 55) du quadrant de trigger.

La figure 58 présente le spectre de masse invariante des  $\pi^0$  rejetés, en trait plein par l'hypothèse principale et en traitillé par la meilleure hypothèse secondaire (celle dont la masse invariante de deux photons est la plus proche de 135 MeV). Ainsi les imprécisions de reconstruction, dues à la multiplicité de l'événement ou à des gerbes mal définies parce que superposées, doubles ou triples, ne contribuent pas à la contamination de l'échantillon de photons directs par des  $\pi^0$  mal identifiés.

La condition supplémentaire suivante est posée à la gerbe de trigger : sa largeur transverse ( $\sigma_T$ ) définie ainsi

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma^2_{Ty} + \sigma^2_{Tz}}$$

doit être inférieure à 2 cm. Cette exigence rejette les désintégrations très symétriques de  $\pi^0$  dans lesquelles les deux photons peuvent se confondre en une seule gerbe, plus large. La figure 59 représente, avant l'application de cette coupure, la largeur transverse de l'échantillon de photons directs

pour les données expérimentales (trait plein), contenant environ 50% de bruit de fond, et celle pour les simulations Monte Carlo (en traitillé).

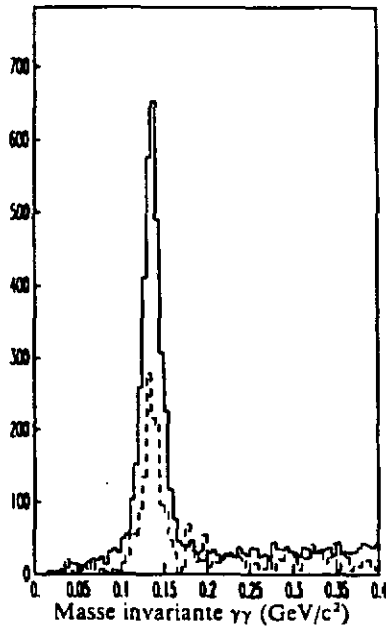


Figure 58: Spectre de masse invariante  $\gamma\gamma$ , servant à rejeter les  $\pi^0$ ; en trait plein pour l'hypothèse principale, en traitillé pour les hypothèses secondaires.

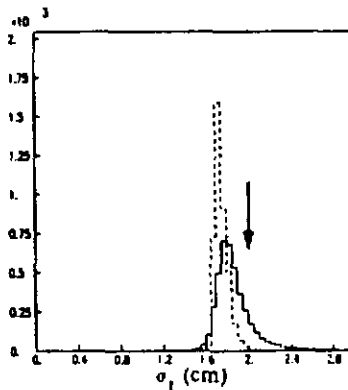


Figure 59: Largeur transverse de la gerbe pour des candidats photons directs; en trait plein: les données (environ 40% de bruit de fond), en traitillé: les simulations Monte Carlo.

## 11.2 Le rejet des $\eta$

Le  $\eta$  est également un méson neutre de spin nul dont la masse est de 548.8 MeV. Parmi ses modes principaux de désintégration ( $\gamma\gamma$  : 39.1% ;  $\pi^0\pi^0\pi^0$  : 31.8% ;  $\pi^+\pi^-\pi^0$  : 23.7% ;  $\pi^+\pi^-\gamma$  : 4.9% ), seul celui en deux photons peut simuler, en nombre important, des photons directs à haut  $p_T$ . L'identification des  $\eta$  obéit au principe suivant: la contamination des photons directs doit être faible tout en évitant la perte de vrais photons directs par des combinaisons fortuites avec d'autres gerbes électromagnétiques du calorimètre. Ce compromis est indispensable pour le rejet des  $\eta$  du fait de la distance séparant les deux photons, présentée dans la figure 60. En outre, le nombre de  $\eta$  se désintégrant en deux photons est environ cinq fois plus faible que celui des  $\pi^0$ . Dans cet esprit, la gerbe de trigger est considérée comme issue d'un  $\eta$  et l'événement est donc rejeté si:

- $450 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 650 \text{ MeV}$
- l'asymétrie est inférieure à 0.9
- la seconde gerbe - est électromagnétique
- son énergie est supérieure à 2 GeV

La figure 61 présente en trait plein le signal ainsi défini du  $\eta$  avec une résolution de 25.4 MeV (4.6%) et un bruit de fond de 61%, pour un  $p_T$  supérieur à 4 GeV/c. La distribution en asymétrie ( $p_T > 4 \text{ GeV/c}$ ) est représentée en figure 62 en trait plein pour les données et en traitillé pour les simulations Monte Carlo. La figure 63 présente, après soustraction du bruit de fond, le nombre de  $\eta$  identifiés en fonction de la limite en énergie de la seconde gerbe, motivant ainsi la valeur de 2 GeV comme borne inférieure.

L'utilisation des hypothèses secondaires pour améliorer le rejet des  $\eta$  n'est pas souhaitable. En effet le spectre de masse invariante pour la meilleure combinaison des hypothèses secondaires ne présente aucun signal  $\eta$  (figure 61 traitillé), alors que le bruit de fond éliminerait 2.5% des photons directs.

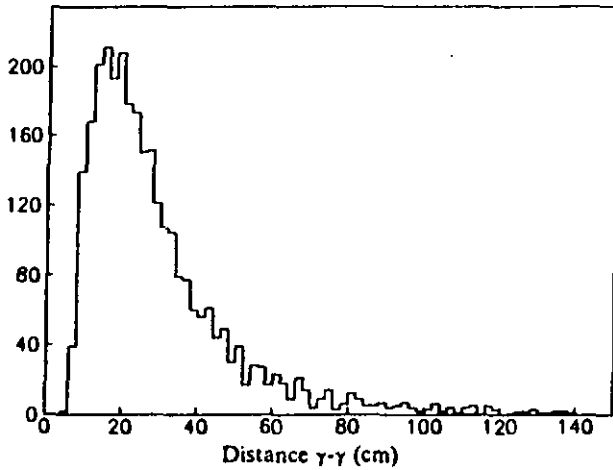


Figure 60: Distance séparant des deux photons de désintégration du  $\eta$ .

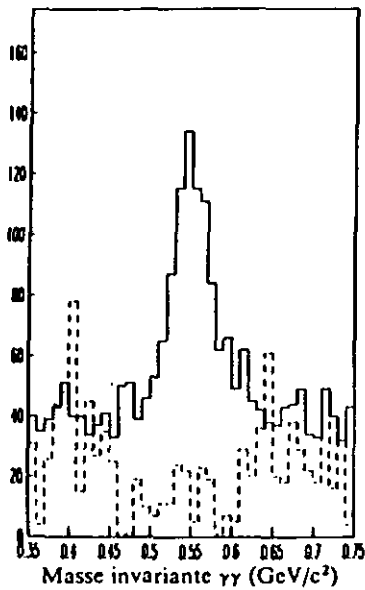


Figure 61: Spectre de masse invariante  $\gamma\gamma$  servant à rejeter les  $\eta$ ; (a) pour l'hypothèse principale, (b) pour les hypothèses secondaires (coupe non-appliquée à l'analyse).

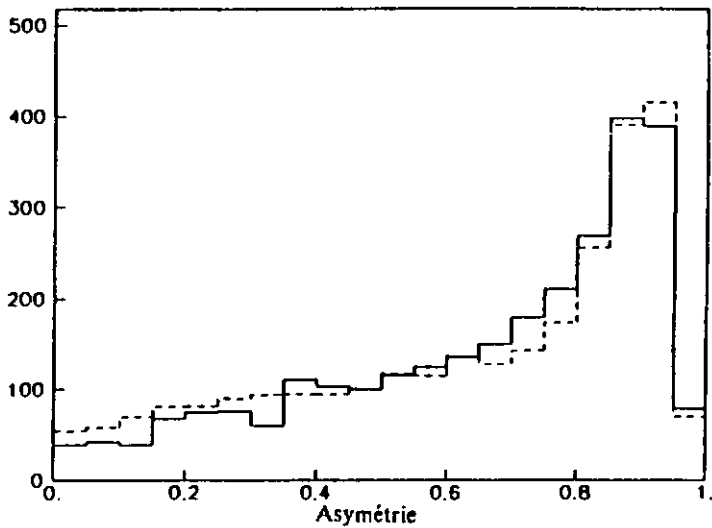


Figure 62: Asymétrie du  $\eta$  ( $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ ); trait plein: données expérimentales, traitillé: simulations Monte Carlo.

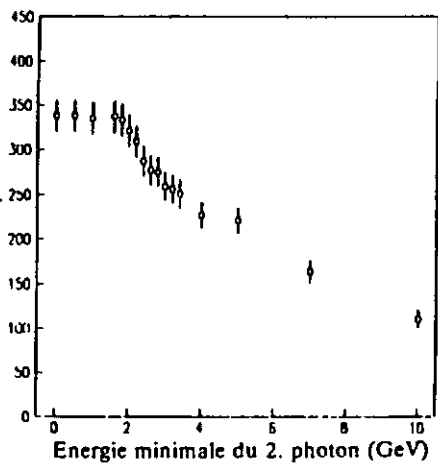


Figure 63: Nombre de  $\eta$  identifiés en fonction de l'énergie minimale du deuxième photon.

### 11.3 Le résumé des sélections

L'échantillon des gerbes de trigger se trouve donc épuré de celles issues de désintégrations de  $\pi^0$  ou de  $\eta$ . Une dernière exigence fiducielle rejette les gerbes de trigger situées à moins de 5 cm d'un bord de quadrant. Cette distance correspond à environ  $3\sigma_T$ ,  $\sigma_T$  étant la largeur transverse moyenne d'une gerbe de trigger, assurant ainsi qu'aucune fraction de l'énergie de la gerbe n'est dissipée en dehors de la surface sensible du calorimètre. La figure 64 représente les impacts sur le calorimètre des photons directs sélectionnés avec un  $p_T$  supérieur à 4 GeV/c.

En résumé, pour un échantillon de gerbes de trigger dont le  $p_T$  est supérieur à 4 GeV/c, toutes les conditions suivantes sont requises (avec mention de la fraction d'événements restants) pour signer un candidat photon direct :

- son $p_T$ est supérieur à 4 GeV/c	100%
- elle n'est pas signée comme	
- halo	71.8%
- chargé	65.0%
- hadron	60.7%
- trace	59.4%
- elle n'est pas issue d'une désintégration d'un	
- $\pi^0$ (hypothèse principale)	33.5%
- $\eta$ (hypothèse principale)	29.3%
- $\pi^0$ (hypothèses secondaires)	26.4%
- sa largeur transverse est inférieure à 2 cm	25.2%
- sa position est à plus de 5 cm du bord du quadrant	22.8%

La formulation négative de ces conditions dénote bien la difficulté d'identification des photons directs qui ne repose sur aucune grandeur physique bien spécifique.

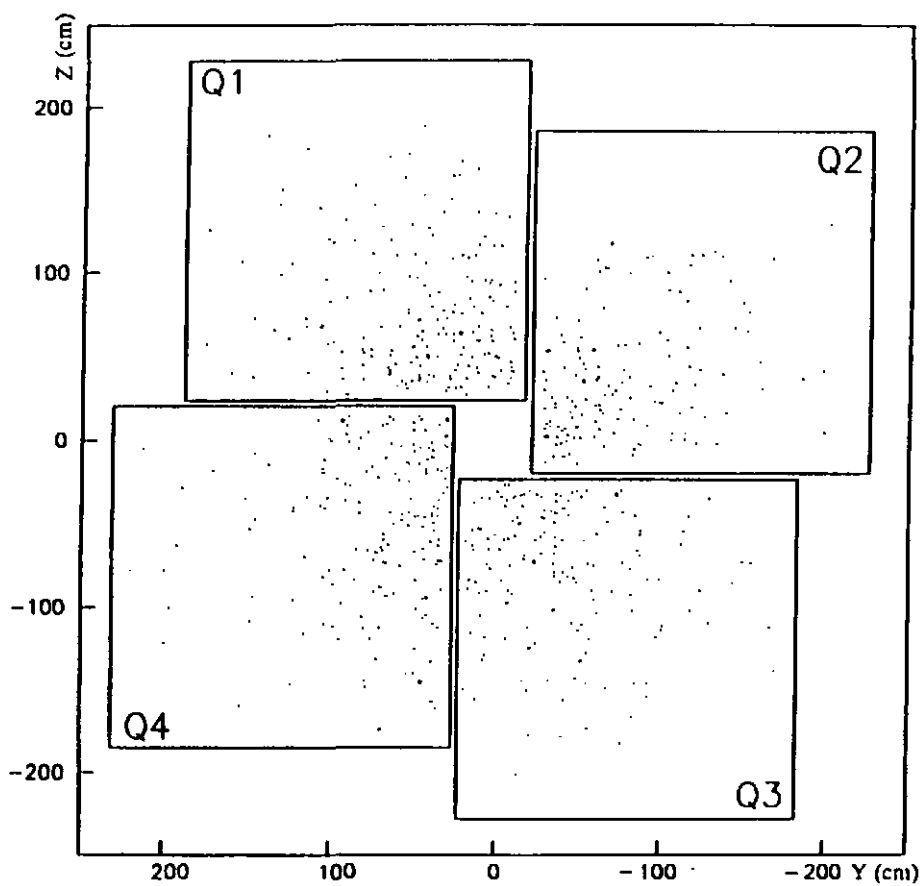


Figure 64: Impacts des photons directs sélectionnés ( $p_T > 4$  GeV/c).

## 12. LES SIMULATIONS MONTE - CARLO

### 12.1 La motivation

Dans le but de calculer les sections efficaces de production à partir des lots de  $\nu^0$  et de photons directs, il est essentiel de déterminer précisément les pouvoirs de détection et de résolution du dispositif expérimental et de toute la chaîne de reconstruction et d'analyse. De plus, l'identification du signal photon direct n'est pas basée sur une évidence concrète, par opposition par exemple au signal  $\nu^0$  bien défini dans le spectre de masse invariante de deux photons. Dès lors, l'estimation du bruit de fond de ce signal photon direct se fonde uniquement sur des simulations qui doivent tenir compte de toutes les contaminations possibles. Dans cette idée, les simulations effectuées doivent obéir à deux exigences :

- elles doivent reproduire au plus près la physique des interactions hadroniques à haut  $p_T$ .
- elles doivent prendre en compte toutes les spécificités des systèmes de détection utilisés et simuler correctement les processus physiques qui s'y déroulent.

### 12.2 La simulation de la physique

Le Monte Carlo LUND (PYTHIA) [36] est utilisé. Au niveau des partons et à l'aide des fonctions de structure de ceux-ci, il calcule les interactions QCD aux ordres dominants ( $\alpha_s \alpha_{em}$  et  $\alpha_s^2$ ) :

- 1 $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	- 2 $q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j$	- 3 $\bar{q}_i \bar{q}_j \rightarrow \bar{q}_i \bar{q}_j$
- 4 $q_i \bar{q}_j \rightarrow g g$	- 5 $q_i g \rightarrow q_i g$	- 6 $g g \rightarrow q_i \bar{q}_i$
- 7 $g g \rightarrow g g$	- 8 $q_i \bar{q}_i \rightarrow g \gamma$	- 9 $q_i g \rightarrow q_i \gamma$

où  $i$  et  $j$  sont les indices de saveur. L'échelle naturelle  $Q^2 = 2s^2 \hat{u} \hat{v} / (s^2 + t^2 + u^2)$  est introduite. Les fonctions de structure sont celles du set 1 de Duke-Owens et l'impulsion transverse moyenne des partons, le  $\langle k_{T\perp} \rangle$ , est nulle. La transformation, dénommée hadronisation, des partons de l'état final en hadrons est encore mal connue. Le modèle phénoménologique utilisé (JETSET) [37] reproduit au mieux les données expérimentales de la physique  $e^+ e^-$ .

Du point de vue pratique, une génération, à haute statistique, basée uniquement sur les diagrammes 8 et 9 sert à l'analyse des efficacités pour les photons directs. Une deuxième génération, basée sur les processus 1 à 7, produit dans l'état final des  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\eta'$ . Elle permet d'estimer les pouvoirs d'identification des  $\pi^0$  mais aussi la fraction (par rapport à l'échantillon de  $\pi^0$  générés) de photons directs simulés par les désintégrations de tous ces mésons.

Un deuxième Monte Carlo, générant un  $\pi^0$  comme unique particule dans l'état final, est également utilisé, à grande statistique, pour estimer les effets non liés à la multiplicité de l'événement, tels l'acceptance géométrique ou la conversion d'un photon. Il est évidemment utile uniquement à l'analyse des  $\pi^0$ . Ces  $\pi^0$  sont générés à l'aide de la paramétrisation de la section efficace de production en fonction de  $p_T$  et  $x_F$  suivante :

$$A(1-x_D)^m/(p_T/p_0)^{2n}$$

$$\text{avec } x_D = \sqrt{x_T^2 + (x_F - x_0)^2} ,$$

$$x_T = 2p_T/\sqrt{s} \text{ et } p_0 = 1 \text{ GeV}/c$$

basée sur des résultats expérimentaux préliminaires des sections efficaces de production de  $\pi^0$  de la collaboration WA70 (chapitre 14).

### 12.3 La simulation du dispositif expérimental

Tous les effets connus du dispositif expérimental sont pris en compte :

- les dimensions (en Y et Z) et la dispersion angulaire du faisceau
- les longueurs d'interaction des  $\pi^\pm$ , p dans l'hydrogène de la cible
- les diffusions multiples dans la cible
- toute la matière comprise entre le vertex d'interaction et le calorimètre pouvant induire des conversions de photons : l'hydrogène de la cible, les parois de la cible et des chambres, le gaz de celles-ci, l'air et les modules de compression plaqués au calorimètre
- les développements (longitudinaux et transverses) des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre sont paramétrisés [38] à l'aide de distributions expérimentales de WA70, vérifiées par simulations EGS. Ces développements sont traités en détail dans la référence [19].

- les développements des gerbes hadroniques obéissent à une paramétrisation décrite dans la référence [38]
- la résolution en énergie du calorimètre
- les spécificités du trigger
- les performances du système de temps de vol
- les corrections de gain provenant de la calibration. Ce point, bien qu'étudié et développé dans une section suivante, n'a pas été introduit dans l'analyse physique finale.

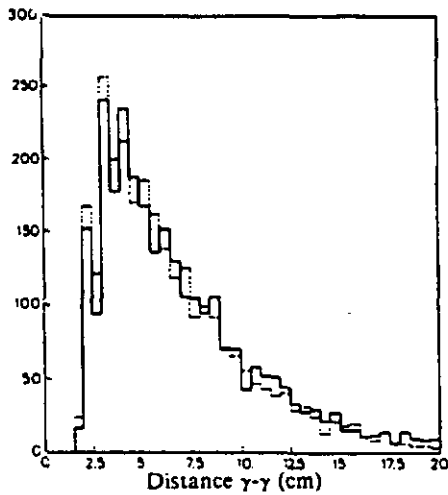


Figure 65: Distance séparant les deux photons du  $w^0$ , en trait plein: les données, en traitillé: les simulations Monte Carlo.

#### 12.4 La comparaison avec les données expérimentales

Plusieurs comparaisons sont faites tout au long de l'analyse (le spectre de masse invariante des  $w^0$ , l'asymétrie des  $w^0$  et des  $\eta$  : figures 54, 56 et 62). En règle générale, la compatibilité entre les simulations Monte Carlo et les données expérimentales est excellente. Comme une partie du bruit de fond du signal photon direct provient de  $w^0$ , dont l'asymétrie est faible, la similitude des distributions de la

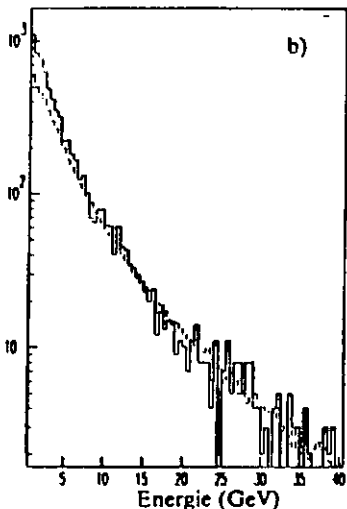
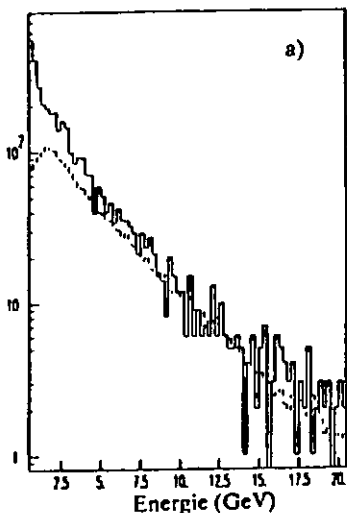


Figure 66: Distribution d'énergie dans tous les quadrants, excepté celui du trigger, pour (a) les gerbes hadroniques, (b) les gerbes électromagnétiques; en trait plein: les données, en traitillé: les simulations Monte Carlo.

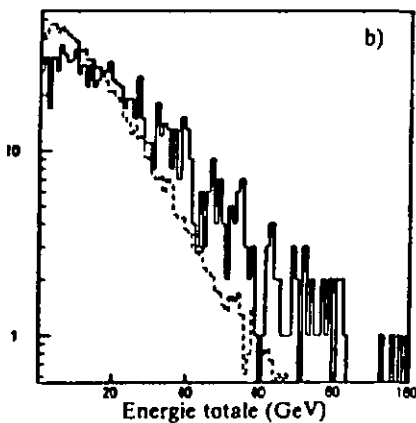
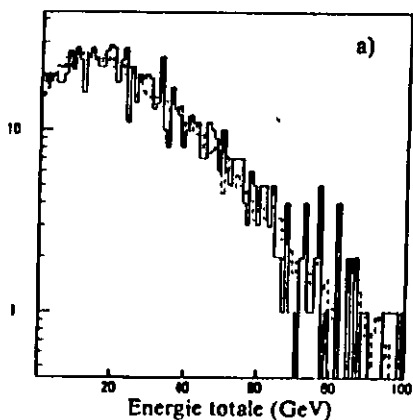


Figure 67: Distribution de l'énergie totale déposée dans : (a) le quadrant opposé, (b) les deux autres quadrants; en trait plein: les données, en traitillé: les simulations Monte Carlo.

distance séparant les deux photons du  $\pi^0$  (figure 65) permet d'assurer un traitement correct du bruit de fond potentiel par les simulations Monte Carlo. La comparaison des multiplicités des gerbes est également intéressante. Le traitement correct des efficacités et du bruit de fond des photons directs exige des multiplicités des gerbes équivalentes entre les simulations et les données expérimentales, spécialement lors de l'identification du  $\eta$ , en raison de la distance importante qui sépare ses deux photons de désintégration. Les tables suivantes donnent les multiplicités moyennes par quadrant pour différentes classes de gerbes. Les valeurs expérimentales proviennent d'un échantillon de photons directs contenant 42 % et 28 % de bruit de fond pour respectivement les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$ .

Simulations Monte Carlo	$Q_{\text{trigger}}$		$Q_{\text{opposé}}$	$Q_{\text{autres}}$
	$\gamma_d$	$\pi^0$	$\gamma_d$ et $\pi^0$	
gerbes hadroniques	.33	.44	1.1	1.1
gerbes électromagnétiques (> .5 GeV)	.69	2.1	2.8	2.5
gerbes électromagnétiques (> 2 GeV)	.39	1.5	2.1	1.6

Données expérimentales	$Q_{\text{trigger}}$		$Q_{\text{opposé}}$	$Q_{\text{autres}}$
	$\gamma_d(\pi^+)$	$\gamma_d(\pi^-)$	$\gamma_d(\pi^+ \text{ et } \pi^-)$	
bruit de fond :	42%	28%		
gerbes hadroniques	.78	.72	1.9	2.2
gerbes électromagnétiques (> .5 GeV)	1.3	1.0	3.4	3.6
gerbes électromagnétiques (> 2 GeV)	.65	.54	2.2	2.1

Pour les gerbes hadroniques, la différence sensible de multiplicité s'explique par la création fréquente de gerbes satellites, de faible énergie, bien distinctes en position des grandes gerbes hadroniques dont elles sont issues. Cet effet, qui n'est pas introduit dans la paramétrisation du développement des gerbes, est bien visible sur la figure 66 a, qui représente la distribution des gerbes hadroniques en fonction de leur

énergie. Il faut toutefois remarquer que cette différence de multiplicité n'a pas d'influence sur les efficacités et le bruit de fond des photons directs.

Les multiplicités des gerbes électromagnétiques des simulations et des données expérimentales sont compatibles, spécialement si l'énergie des gerbes est supérieure à 2 GeV : cette limite définit la classe de gerbes utilisée pour l'identification des  $\gamma$ . Toutefois cet accord global n'est pas totalement confirmé par la distribution des gerbes électromagnétiques en fonction de leur énergie (figure 66 b). Les simulations accusent également un léger déficit de gerbes de basse énergie.

Le modèle de fragmentation introduit dans le Monte Carlo est étudié à l'aide des distributions de l'énergie totale déposée par quadrant. Si la correspondance entre les simulations et les données est excellente pour le quadrant opposé (figure 67 a), elle ne l'est pas pour les deux autres quadrants (figure 67 b), pour lesquels la fragmentation simulée semble trop molle. Le modèle utilisé reproduit donc correctement la fragmentation du parton (isolé) dans l'état final mais pas encore celle des spectateurs (di-quarks ou tri-quarks), ce qui s'explique par le réglage du modèle sur des données  $e^+e^-$ .

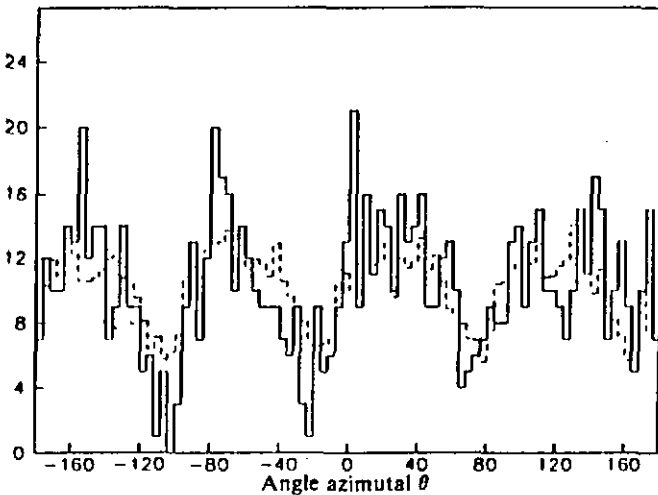


Figure 68: Distribution de l'angle azimutal  $\theta$ , en trait plein: les données, en traitillé: les simulations Monte Carlo.

La comparaison des distributions de photons directs en fonction de l'angle azimutal  $\theta$  (figure 68) met en évidence certains effets combinés de calibration et de trigger. Les plus sensibles différences sont visibles dans les zones de faible efficacité. Pour les données expérimentales, le niveau moyen de chaque quadrant est également différent. Ces effets systématiques sont pris en compte lors du traitement des erreurs des sections efficaces.

Au vue de toutes ces comparaisons, le Monte Carlo LUND utilisé répond aux exigences de la physique proposée et est donc un outil précieux pour l'obtention des sections efficaces de production de  $\pi^0$  et des photons directs.

### 12.5 L'influence des fichiers d'égalisation

Dans le but d'aboutir à une égalisation fine, les systèmes de calibration fournissent, pour chaque canal du calorimètre, un facteur d'égalisation applicable lors de l'analyse. Toutefois, lors de la prise de données, le système de trigger a évidemment opéré sans ces valeurs d'ajustement. Des biais sont donc possibles lors de l'analyse. Pour les reproduire, il suffit d'appliquer aux valeurs ADC générées par les simulations Monte Carlo, l'inverse de ces facteurs d'égalisation. Anticipant sur les efficacités d'identification présentées au chapitre suivant, la figure 69 représente l'efficacité d'identification des  $\pi^0$  en fonction de  $p_T$  ( $|x_F| < 0.45$ ) et en fonction de  $x_F$  ( $4.0 < p_T < 4.25$ ). L'importance relative de ces coefficients est visible dans la figure 70 (a: en fonction de  $p_T$ , b: en fonction de  $x_F$ ). Cet effet est évidemment lié au seuil du trigger mais est également fonction de  $x_F$ , car, tout comme l'égalisation, cette variable est fortement liée à la position le long du quadrant ainsi que le témoigne la figure 71 qui représente les impacts des  $\pi^0$  pour différents intervalles en  $x_F$  ( $4 < p_T < 4.5$  GeV/c).

Malgré l'évidence de l'effet et son importance, l'analyse physique qui suit n'en tient pas compte pour la détermination des sections efficaces de production des  $\pi^0$  et des photons directs, car sa prise en considération implique un temps de calcul trop important : le programme de reconstruction doit être appliqué deux fois (pour 1984 et pour 1985) à chaque événement Monte Carlo généré. Seule une erreur systématique, déterminée à l'aide de la figure 70, est prise en compte.

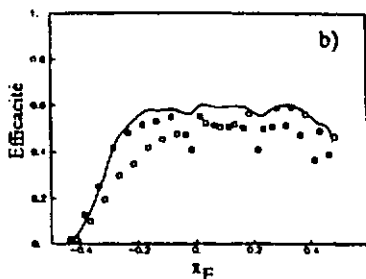
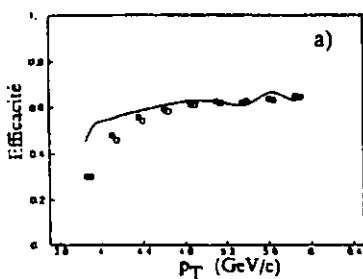


Figure 69: Efficacité d'identification des  $w^0$  en fonction de  $p_T$  (a) ( $|x_F| < .45$ ) et en fonction de  $x_F$  (b) ( $4 < p_T < 4.25$ ), selon les fichiers d'égalisation utilisés; la ligne continue: sans fichiers, les carrés vides: les fichiers de 1984, les carrés pleins: les fichiers de 1985.

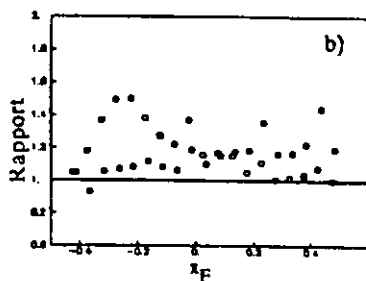
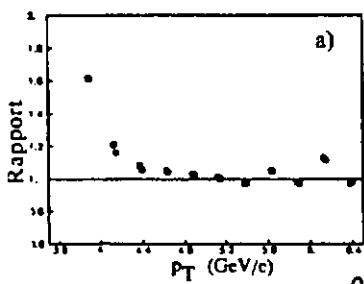


Figure 70: Influence relative des fichiers d'égalisation sur l'efficacité, en fonction de  $p_T$  (a) ( $|x_F| < .45$ ) et en fonction de  $x_F$  (b) ( $4 < p_T < 4.25$ ); les carrés vides: pour les fichiers 1984, les carrés pleins: pour les fichiers 1985.

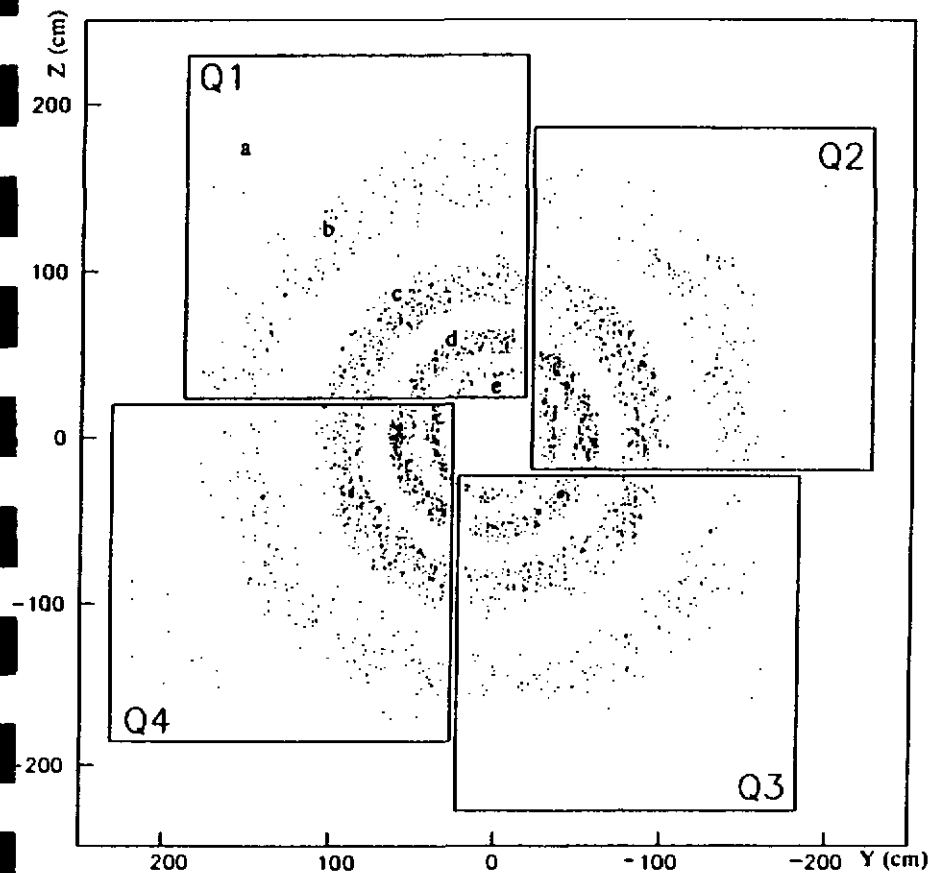


Figure 71: Impacts des  $w^0$  ( $4 < p_T < 4.5$  GeV/c) pour cinq différents intervalles en  $x_F$ :

a)  $-.45 < x_F < -.35$  b)  $-.25 < x_F < -.15$

c)  $-.05 < x_F < .05$  d)  $.15 < x_F < .25$

e)  $.35 < x_F < .45$

### 13. LES EFFICACITES ET L'ANALYSE A L'AIDE DES SIMULATIONS

#### 13.1 L'efficacité d'identification des $\pi^0$

L'efficacité d'identification est défini pour un intervalle donné des variables cinématiques  $p_T$  ou/et  $x_F$  par le rapport des événements reconstruits dans cet intervalle sur ceux qui y sont générés.

Les figures 72 et 73 représentent les efficacités d'identification des  $\pi^0$  en fonction de  $p_T$  pour trois intervalles différents en  $x_F$  et en fonction de  $x_F$  pour deux intervalles en  $p_T$ . Cette efficacité atteint plus de 60% dans la région cinématique centrale. Les principales raisons pour lesquelles des  $\pi^0$  d'un  $p_T$  supérieur à 4 GeV/c échappent à la détection sont mentionnées dans l'énumération suivante, par ordre séquentiel, car il est par exemple impossible qu'un photon dont la trajectoire est à l'extérieur de l'acceptance géométrique, déclenche le trigger :

- la conversion d'un photon	11.4%
- l'impact d'un ou des deux photons hors du calorimètre	6.7%
- l'inefficacité du trigger	4.7%
- l'inefficacité du filtre en ligne MICE	3.8%
- l'inefficacité de la reconstruction	3.2%
- le photon du trigger est signé "hadron" ou "chargé"	1.2%
- l'événement n'obéit pas aux critères de sélection $\pi^0$ car :	
l'asymétrie des deux photons est supérieure à 0.9	5.3%
le deuxième photon ne satisfait pas aux conditions requises	1.3%
les deux photons sont confondus en une seule gerbe	2.2%

Il est également intéressant d'étudier l'efficacité des  $\pi^0$  en fonction de la distance séparant ses deux photons de désintégration (figure 74). Cette efficacité est de 50% à 2 cm, de 80% à 2.5 cm et atteint plus de 95% dès 3 cm. Seuls 1.7% et 5.8% des événements générés ont une efficacité d'identification inférieure à respectivement 50% et 80%. La granularité du calorimètre est donc suffisante pour permettre une identification maximale des  $\pi^0$ .

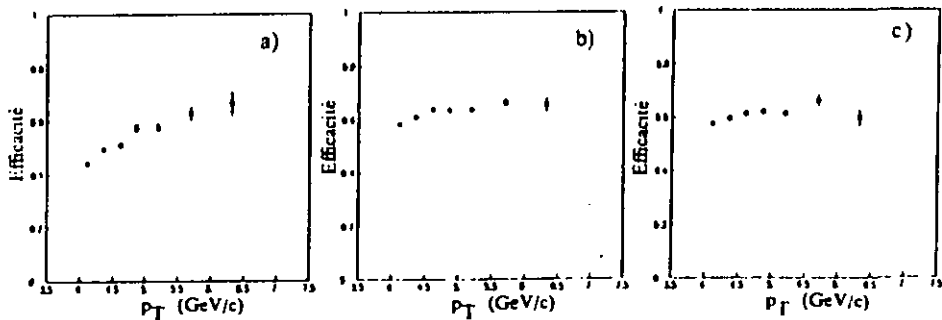


Figure 72: Efficacité d'identification des  $\pi^0$  en fonction de  $p_T$ ;  
 (a)  $x_F < -0.15$ , (b)  $|x_F| < 0.15$ , (c)  $x_F > 0.15$

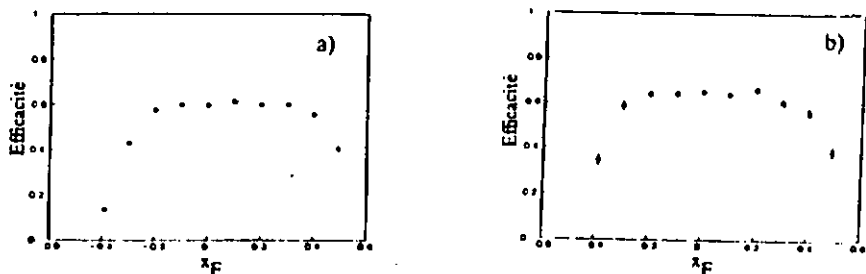


Figure 73: Efficacité d'identification des  $\pi^0$  en fonction de  $x_F$ ;  
 (a)  $4 < p_T < 5$  GeV/c, (b)  $5 < p_T < 6$  GeV/c.

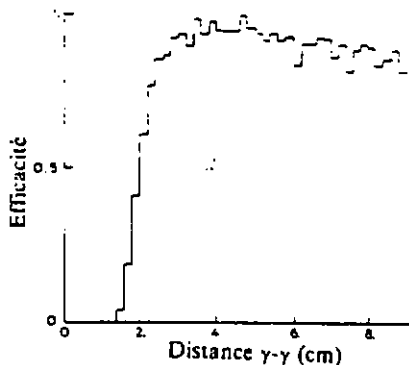


Figure 74: Efficacité d'identification des  $\pi^0$  en fonction de la distance séparant les deux photons de désintégration.

### 13.2 L'efficacité d'identification des photons directs

L'efficacité d'identification des photons directs atteint 65% dans la région cinématique centrale comme en témoignent les figures 75 et 76 en fonction respectivement de  $p_T$  et de  $x_F$ . Les raisons pour lesquelles des photons directs d'un  $p_T$  supérieur à 4.25 GeV/c ne sont pas identifiés sont, par ordre séquentiel, les suivantes :

- le photon s'est converti	4.8%
- l'impact du photon est hors du calorimètre	6.0%
- l'inefficacité du trigger	0.4%
- l'inefficacité du filtre en ligne MICE	4.7%
- l'inefficacité de la reconstruction	2.6%
- le photon est signé "hadron" ou "chargé"	2.3%
- le photon simule un $\pi^0$ avec un second photon dans	
l'hypothèse principale	2.9%
les hypothèses secondaires	1.7%
- le photon simule un $\eta$ avec un second photon	1.6%
- la position du photon est à moins de 5 cm d'un bord du quadrant	7.6%

Par ailleurs, il est intéressant de comparer, pour les photons directs correctement identifiés, les valeurs générées et celles reconstruites des variables  $p_T$  et  $x_F$ . Ces résolutions (figure 77) donnent une dispersion de 0.13 GeV/c en  $p_T$  et de 0.005 en  $x_F$ .

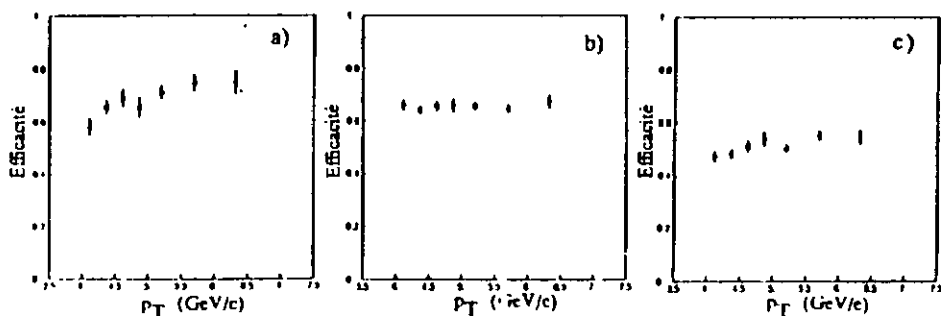


Figure 75: Efficacité d'identification des photons directs en fonction de  $p_T$ :  
 (a)  $x_F < -0.15$ , (b)  $|x_F| < 0.15$ , (c)  $x_F > 0.15$

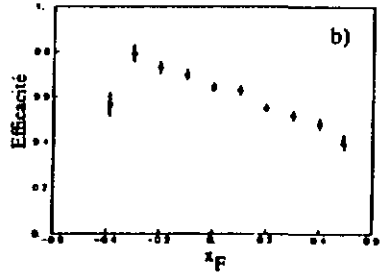
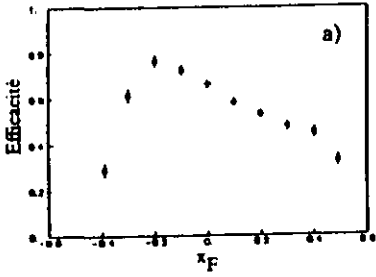


Figure 76: Efficacités d'identification des photons directs en fonction de  $x_F$ ;  
 (a)  $4 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ . (b)  $5 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ .

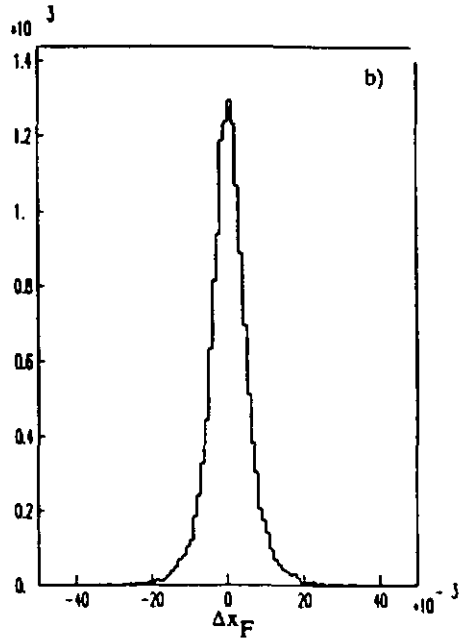
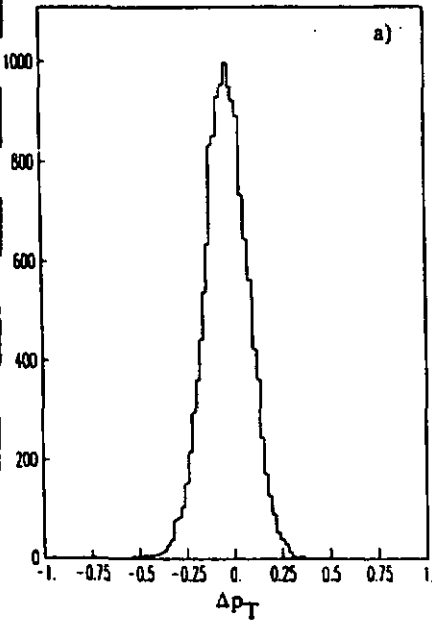


Figure 77: Résolution en  $p_T$  (a) et en  $x_F$  (b) pour des photons directs, obtenue par simulations Monte Carlo.

### 13.3 Le bruit de fond du signal photon direct

Si une bonne identification du signal photon direct est essentielle, l'estimation de la contamination de ce signal l'est tout autant. La prise en compte de toutes les sources de bruit de fond et une étude détaillée de celles-ci sont donc nécessaires.

La contamination, déterminée à l'aide du Monte Carlo LUND, générant des  $\pi^0, \eta, \eta', \omega, \rho$  dans l'état final est normalisée au nombre de  $\pi^0$  générés. Elle est représentée dans les figures 78 et 79 en fonction de  $p_T$  et de  $x_F$ . Elle atteint 4% dans la région cinématique centrale. Ce bruit de fond, lorsqu'il est issu d'une désintégration en deux photons d'un  $\pi^0$  ou d'un  $\eta$ , ( $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ ) résulte de l'un des points détaillés dans la table suivante. Les valeurs mentionnées sont normalisées au bruit de fond total.

Motifs pour lesquels un photon direct est simulé, issu d'un	$\pi^0$	$\eta$
La conversion d'un des photons	13.1%	2.6%
L'impact d'un photon est hors du calorimètre	5.6%	6.6%
L'inefficacité de la reconstruction	17.1%	2.3%
Le second photon est signé "hadron"	3.5%	0.4%
L'énergie du second photon est inférieure à 0.5 (2.0) GeV	8.5%	4.5%
L'asymétrie est supérieure à 0.99 (0.90)	2.5%	8.2%
Les deux photons sont confondus en une seule gerbe	17.6%	0%
Total	67.9%	24.6%

La contribution des autres désintégrations de mésons ( qui ne produisent pas deux photons ) est faible : 7.5%.

La distribution d'asymétrie des  $\pi^0$  et des  $\eta$  dont sont issus ces photons mal identifiés indique clairement (figure 80) que ceux-ci proviennent principalement des désintégrations très asymétriques. La figure 81 représente ces mêmes photons simulés en fonction de l'asymétrie et de l'énergie de la première gerbe du  $\pi^0$  (a) et du  $\eta$  (b). Elle met clairement en évidence la contribution des désintégrations symétriques des  $\pi^0$ .

Le bruit de fond photon direct est normalisé aux  $e^0$  générés, mais en anticipant sur les sections efficaces expérimentales des  $e^0$ . calculées au chapitre suivant, il peut également être présenté comme fraction de l'échantillon brut des photons directs (figure 87). Il constitue pour le canal  $e^+ (e^-)$  environ 50% (30%) de l'échantillon des candidats photons directs à bas  $p_T$  et environ 30% (10%) à haut  $p_T$ .

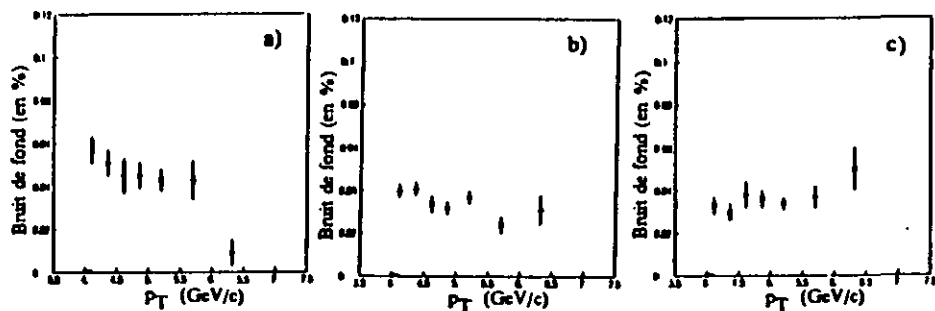


Figure 78: Contamination du signal photon direct, normalisée aux  $e^0$  générés, en fonction de  $p_T$ : (a)  $x_F < -0.15$ . (b)  $|x_F| < 0.15$ . (c)  $x_F > 0.15$

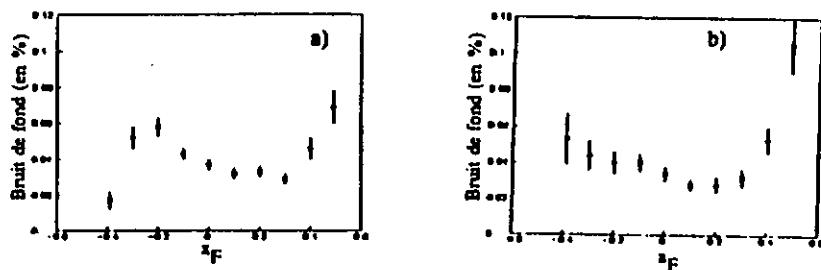


Figure 79: Contamination du signal photon direct, normalisée aux  $e^0$  générés, en fonction de  $x_F$ : (a)  $4 < p_T < 5$  GeV/c. (b)  $5 < p_T < 6$  GeV/c.

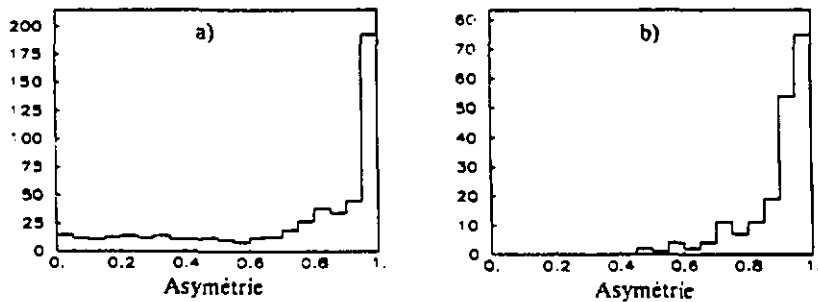


Figure 80: Asymétrie des  $\pi^0$  (a) et des  $\eta$  (b), dont un photon de désintégration simule un photon direct.

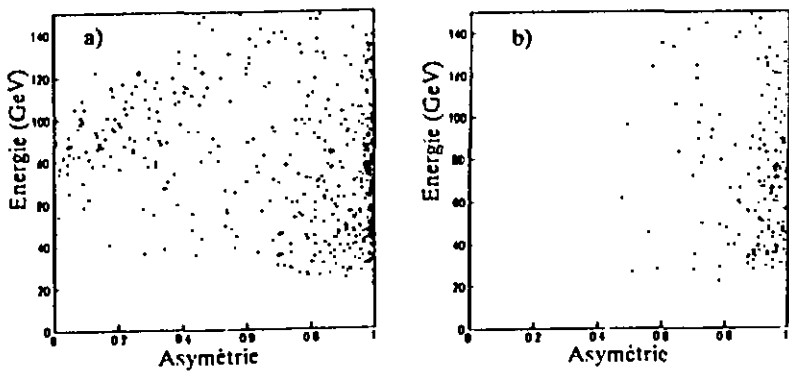


Figure 81: Distribution de la contamination provenant d'un  $\pi^0$  (a) ou d'un  $\eta$  (b) en fonction de l'énergie de la première gerbe et de l'asymétrie du  $\pi^0$  (ou du  $\eta$ ).

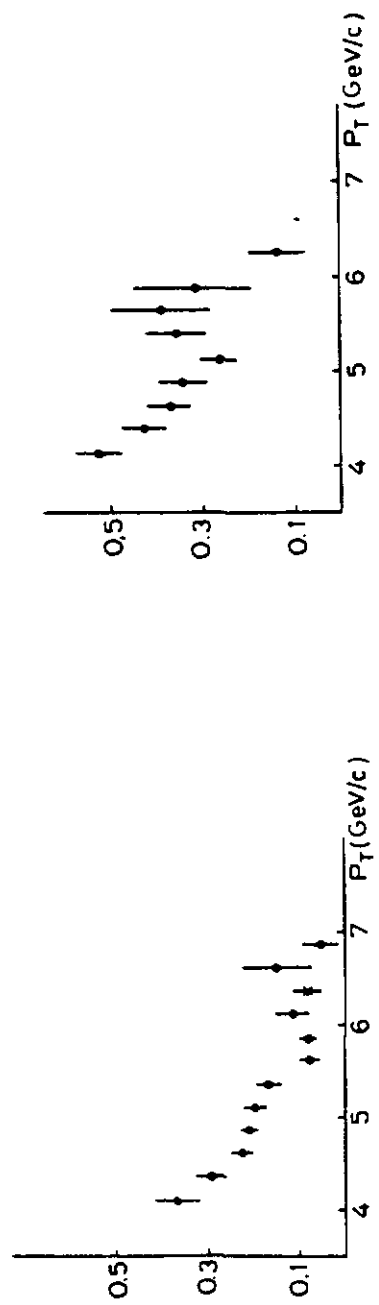
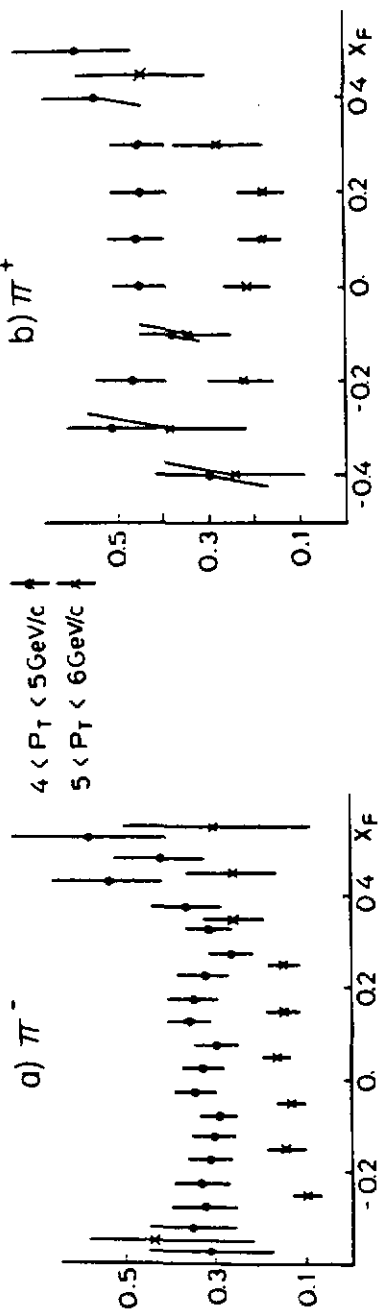


Figure 82: Contamination du signal photon direct, normalisée à l'échantillon des candidats photons directs, a) pour le canal  $\pi^-$ , b) pour le canal  $\pi^+$ .

## 14. RESULTATS $\pi^0$

### 14.1 Les sections efficaces des $\pi^0$

La section efficace invariante de production des  $\pi^0$  se calcule de la façon suivante pour un intervalle  $\Delta p_T \cdot \Delta x_F$  donné :

$$\frac{E \frac{d^3 N}{d p^3}}{\Delta p_T \cdot \Delta x_F} = \frac{\sum E_i / R_i}{\pi \cdot \sqrt{s} \cdot L \cdot \Delta p_T \cdot \Delta x_F} \cdot (1 - b_{\pi^0}) \cdot f_{ac} \cdot f_{TOF} \cdot f_{halo} \cdot (R_{\gamma\gamma} \cdot \epsilon_{\pi^0})^2$$

où  $E_i$  est l'énergie du  $\pi^0$  dans le centre de masse de la réaction,

$p_{T_i}$  est l'impulsion transverse du  $\pi^0$ ,

$\sqrt{s}$  est l'énergie totale dans le centre de masse (22.94 GeV),

$L$  est la luminosité accumulée,

$b_{\pi^0}$  est la fraction de bruit de fond sous le signal du  $\pi^0$ ,

$f_{ac}$  est le facteur de surefficacité des anticompteurs  $A_1$  et  $A_2$ ,

$f_{TOF}$  est le facteur de surefficacité de la coupure "TOF",

$f_{halo}$  est le facteur de surefficacité de la coupure "halo",

$R_{\gamma\gamma}$  est le rapport de branchement de la désintégration du  $\pi^0$  en  $\gamma\gamma$  (0.988),

et  $\epsilon_{\pi^0}$  est l'efficacité d'identification des  $\pi^0$ .

Les termes  $\epsilon_{\pi^0}$  et  $b_{\pi^0}$  varient avec  $p_T$  et  $x_F$ , le facteur  $f_{halo}$  est fonction de  $x_F$  et les autres termes sont constants. Les données accumulées en 1984 et 1985 correspondent à des sensibilités de 3.5 et 1.3 pbarn<sup>-1</sup> pour respectivement les  $\pi^-$  et les  $\pi^+$ .

Les sections efficaces, ainsi que les erreurs statistiques et systématiques, sont données en fonction des deux variables cinématiques  $p_T$  et  $x_F$  dans les tables 1 et 2. Trois projections en  $p_T$  et deux projections en  $x_F$  sont présentées sur les figures 83 et 84.

Les erreurs systématiques dépendent de  $p_T$  et de  $x_F$  et proviennent des incertitudes suivantes sur :

- la normalisation des  $\pi^+$  dans le faisceau positif (2%),
- les facteurs de surefficacité "TOF" (4%) et des anticompteurs  $A_1, A_2$  (4%).

Table 1: Section efficace invariante  $e^-p \rightarrow e^0X$  en pbarns-GeV<sup>-2</sup>. Chaque cellule contient la section efficace, l'erreur statistique et l'erreur systématique respectivement dans la partie gauche, dans l'angle supérieur droit et dans l'angle inférieur droit.

	4.0	4.25	4.5	4.75	5.0	5.5	6.0	7.0
	4.11	4.56	4.61	4.46	5.2	5.79	6.32	
$\theta = -45^\circ$	422.9 50.2 126.6	92.4 13.4 29.8	99.9 9.9 15.9	27.0 5.9 7.6	19.6 3.3 4.8	2.3 1.0 0.6	1.4 0.6 0.5	0.0 0.5 0.6
$\theta = -30^\circ$	385.9 30.0 98.5	164.7 16.3 35.7	99.9 11.6 19.2	79.5 8.2 6.5	19.7 3.4 4.6	2.0 1.0 0.6	1.6 0.6 0.7	0.6 0.6 0.5
$\theta = -15^\circ$	451.1 23.7 79.3	192.0 14.3 30.4	98.3 10.1 16.9	55.1 7.1 9.6	22.2 3.1 3.8	6.0 1.6 1.3	1.4 0.6 0.5	0.5 0.7 0.5
$\theta = 0^\circ$	522.1 22.7 91.5	274.3 15.7 43.3	154.5 11.6 23.1	73.9 7.5 11.4	25.5 3.1 4.3	8.2 1.7 1.6	2.8 1.6 1.5	1.1 0.5 0.3
$\theta = 15^\circ$	596.4 22.9 108.6	364.7 16.7 55.5	172.8 11.5 24.8	77.2 7.3 11.4	42.8 4.1 6.9	9.1 1.9 1.7	1.5 0.6 0.6	0.3 0.7 0.6
$\theta = 30^\circ$	698.3 119.0 25.0	562.8 16.6 36.1	180.7 11.0 25.8	122.2 9.3 18.0	41.0 3.8 6.5	9.6 1.9 1.8	2.5 0.7 1.1	0.7 1.1 0.8
$\theta = 45^\circ$	870.2 25.0 148.2	439.6 17.0 56.7	218.0 11.9 31.1	170.8 8.9 17.7	46.0 5.9 7.2	9.5 1.7 1.7	2.7 1.3 1.3	0.8 1.3 1.3
$\theta = 60^\circ$	918.5 25.5 158.5	512.2 18.7 77.7	229.4 12.1 32.7	127.1 9.0 18.6	51.9 4.1 8.1	16.3 2.5 2.9	3.5 0.9 1.6	0.9 0.9 1.6
$\theta = 75^\circ$	977.8 25.3 166.5	556.7 18.9 84.4	248.7 12.2 35.4	132.3 9.1 19.4	57.2 4.2 8.9	12.6 1.9 2.2	3.1 0.7 1.2	0.7 1.2 1.2
$\theta = 90^\circ$	1037.3 26.3 176.7	541.1 18.5 82.1	277.0 13.0 39.4	149.8 9.7 21.9	57.3 4.2 9.9	12.5 2.1 2.3	3.2 0.8 1.3	0.8 1.3 1.3
$\theta = 105^\circ$	1088.1 27.2 183.4	549.0 18.7 83.3	282.3 13.3 40.2	133.5 9.0 19.6	58.6 4.3 9.2	15.7 2.2 2.8	3.3 0.9 1.2	0.9 1.2 1.2
$\theta = 120^\circ$	1005.1 26.7 171.0	503.5 18.2 76.5	260.4 12.9 37.2	149.9 9.8 22.0	56.5 4.3 8.8	8.8 1.6 1.6	4.3 0.9 1.5	0.9 1.5 1.5
$\theta = 135^\circ$	855.9 25.8 142.2	450.8 18.2 79.7	216.7 12.1 30.8	115.9 8.7 17.1	51.5 4.1 9.2	11.4 2.0 2.0	3.7 0.9 1.7	0.9 1.7 1.7
$\theta = 150^\circ$	841.1 22.5 109.5	358.8 16.6 54.7	185.5 12.0 26.8	70.8 7.0 10.5	37.8 3.7 6.0	10.8 2.0 2.1	2.1 0.7 0.7	0.7 0.7 0.7
$\theta = 165^\circ$	571.7 22.3 93.5	250.4 14.5 41.8	154.1 10.3 22.9	70.2 7.1 12.5	29.1 3.4 5.5	8.8 1.5 1.5	3.1 0.9 1.4	0.9 1.4 1.4
$\theta = 180^\circ$	413.6 19.8 67.9	234.9 14.4 39.4	138.1 11.2 23.9	75.8 8.6 15.5	27.0 3.3 5.1	7.5 1.7 1.6	1.2 0.5 0.5	0.5 0.5 0.5
$\theta = 195^\circ$	398.3 21.0 77.7	181.1 13.8 36.2	83.6 9.5 17.2	42.2 6.2 8.9	15.4 2.8 3.5	2.5 1.1 0.6	0.0 0.0 0.0	0.0 0.0 0.0
$\theta = 210^\circ$	272.8 19.7 55.0	174.7 15.2 35.4	46.7 7.0 9.7	41.7 7.3 9.1	16.5 3.4 4.1	0.7 0.7 0.2	0.8 0.8 0.2	0.8 0.8 0.2
$\theta = 225^\circ$	254.1 24.1 60.0	107.8 14.4 26.0	59.1 10.3 15.0	24.2 6.7 5.4	6.9 3.1 1.9	1.6 1.1 0.6	0.4 0.4 0.3	0.4 0.4 0.3
$\theta = 240^\circ$	271.4 40.5 70.3	58.0 13.6 14.7	30.2 9.6 8.6	31.8 10.0 9.5	5.4 3.8 1.8	3.1 2.2 1.1	0.9 0.9 1.1	0.9 0.9 0.9

Table 2: Section efficace invariante  $\nu^+ p \rightarrow \pi^0 X$  en pbarns-GeV<sup>-1</sup>.

$\nu^+$	→	1.0	4.25	4.5	4.75	5.0	5.5	6.0	7.0
$\nu^+$	→		4.11	4.38	4.61	4.88	5.20	5.70	6.32
$\nu^+ = -0.45$			52.	22.	15.	8.7	2.8	1.5	
$\nu^+ = -0.394$		238.	85.	51.	27.9	5.6	2.1		
	-0.35		52.	19.	11.	5.2	1.2	0.5	
	-0.295		27.	18.	12.	6.4	1.4	1.7	
	-0.25		55.	27.	13.	4.3	2.5	0.8	
	-0.197	146.	289.	162.	14.	9.	30.6	5.1	1.6
	-0.15		89.	41.	21.	10.	4.1	0.7	0.8
	-0.098		28.	19.	14.	11.	39.3	10.5	2.2
	-0.05		122.	51.	24.	14.	5.1	1.4	0.6
	.001		30.	23.	15.	10.	19.4	4.2	2.3
	0.05	922.	538.	252.	12.	14.	5.1	12.6	1.7
	.099		148.	74.	22.	16.	4.6	2.3	0.8
	0.15	1018.	544.	280.	16.	11.	47.7	10.0	2.7
	.198		164.	75.	35.	17.	6.2	1.4	0.7
	0.25	937.	412.	224.	15.	11.	4.2	1.8	0.7
	.297		176.	38.	29.	17.	38.4	9.0	2.1
	0.35		27.	19.	12.	10.	5.0	1.1	0.3
	.396	382.	289.	129.	96.	10.	28.5	4.0	1.3
	0.45		95.	46.	21.	14.	4.6	0.7	0.3
	.494		24.	16.	10.	9.	1.3	1.9	0.5
	0.55	282.	107.	57.	17.0	6.0	1.2	6.7	1.4
			96.	25.	14.	4.2	3.3	2.4	0.7
							2.5	1.1	

Table 3: Résultats de la paramétrisation des sections efficaces

$\nu^-$	$C(\text{mb}/\text{GeV}^2)$	$m$	$n$	$x_0$
	$4.9 \pm 0.6$	$3.82 \pm 0.07$	$4.84 \pm 0.05$	$0.063 \pm 0.002$
matrice de corrélation	$C$	-0.311	+0.960	-0.088
	$x_0$	+0.119	-0.110	
	$n$	-0.561		
$\nu^+$	$C(\text{mb}/\text{GeV}^2)$	$m$	$n$	$x_0$
	$3.6 \pm 0.8$	$3.95 \pm 0.12$	$4.74 \pm 0.08$	$0.063 \pm 0.004$
matrice de corrélation	$C$	-0.266	+0.956	-0.074
	$x_0$	+0.093	-0.094	
	$n$	-0.533		

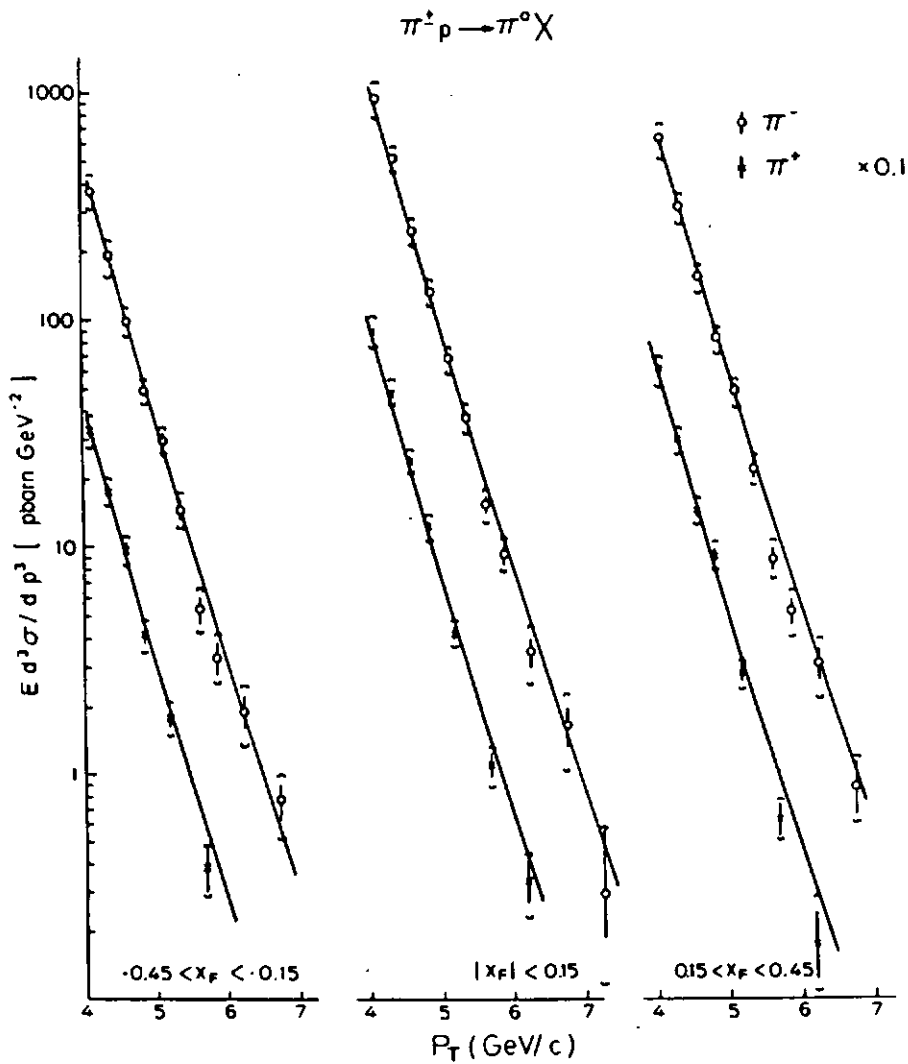


Figure 8J: Sections efficaces invariantes  $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^0 X$  en fonction de  $p_T$  pour trois intervalles en  $x_F$ ; la paramétrisation phénoménologique est surimposée.

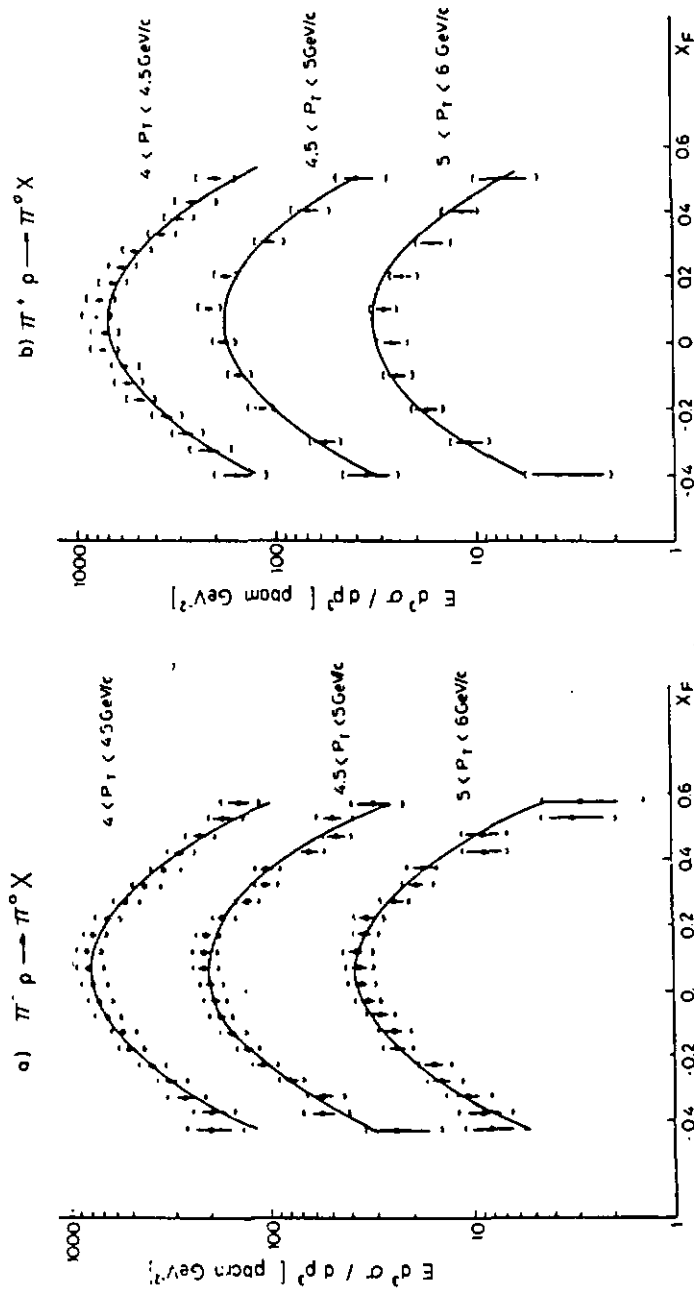


Figure 84: Sections efficaces invariantes de  $\pi^0$  en fonction de  $X_F$  pour deux intervalles en  $P_T$ : la paramétrisation phénoménologique est surimposée; a) pour le faisceau  $\pi^+$ , b) pour le faisceau  $\pi^-$ ;

- l'échelle absolue en énergie (0.6%) qui engendre une incertitude de 7 à 9% sur la section efficace,
- l'efficacité d'identification des  $\pi^0$  (5-15%). Cette incertitude est estimée à l'aide des différents types de Monte Carlo et comprend également leurs erreurs statistiques.
- la cohérence de différents sous-ensembles de données (8-16%). Cette systématique comprend les effets d'égalisation et de trigger, les différences des quatre quadrants et des deux années ainsi que les comparaisons données-Monte Carlo.

#### 14.2 Les rapports des sections efficaces pour différents faisceaux.

Le rapport des sections efficaces de production de  $\pi^0$  par les interactions  $\pi^-p$  et  $\pi^+p$  est présenté sur la figure 85 en fonction de  $p_T$  et de  $x_F$ . La moyenne pondérée est de  $1.07 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.10(\text{sys.})$  où seules sont prises en compte les erreurs systématiques relevantes. Cette valeur est donc compatible avec l'unité. Le rapport des productions de  $\pi^0$  par les interactions  $\pi^+p$  et  $p-p$  croît avec  $p_T$  (figure 86) et indique bien que l'impulsion moyenne des partons du  $\pi$  est supérieure à celle des partons du proton.

#### 14.3 La paramétrisation phénoménologique

Une paramétrisation phénoménologique des résultats sous la forme :

$$A(1-x_D)^m/(p_T/p_0)^{2n}$$

avec  $x_D = \sqrt{x_T^2 + (x_F - x_0)^2}$ .

$$x_T = 2p_T/\sqrt{s} \quad \text{et} \quad p_0 = 1 \text{ GeV}/c$$

est réalisée dans l'idée de simplifier l'accès aux résultats. La paramétrisation, dont les quatre paramètres A, m, n et  $x_0$  sont donnés dans la table 3, est effectuée selon la méthode du maximum de vraisemblance et utilise uniquement les erreurs statistiques. La section efficace paramétrisée est surimposée aux données dans les figures 83 et 84. La compatibilité de différents sous-ensembles ( par exemple les données séparées de 1984 et 1985 ) avec la paramétrisation globale exige la prise en compte des erreurs systématiques ( tables &1401 et &1402 ). Une telle paramétrisation simplifie notablement

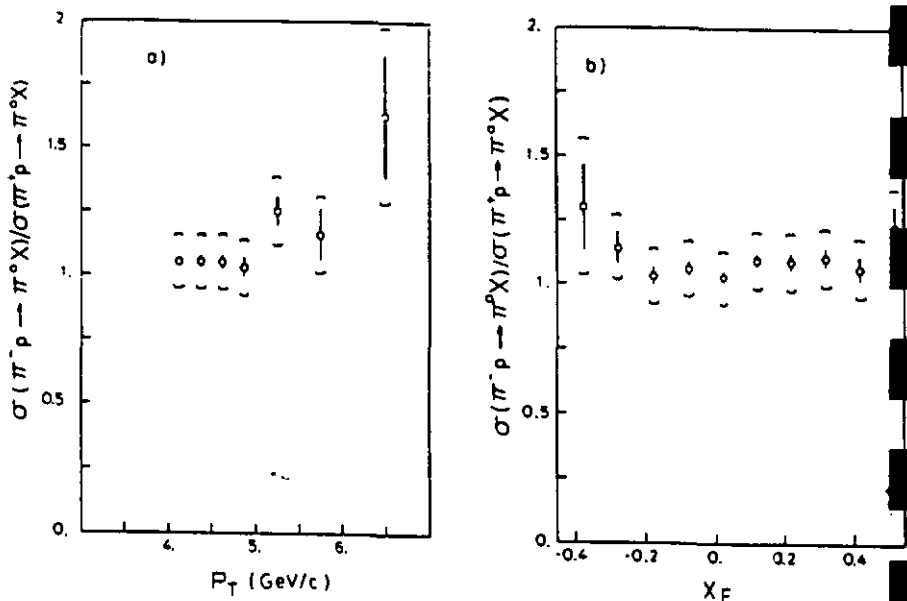


Figure 85: Rapport des sections efficaces de  $v^0$  produits par les faisceaux  $\pi^-$  et  $\pi^+$ ; a) en fonction de  $p_T$ , b) en fonction de  $x_F$ .

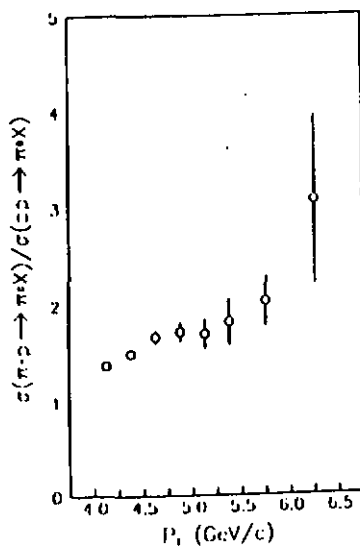


Figure 86: Rapport des sections efficaces de  $v^0$  produits par les faisceaux  $\pi^-$  et proton en fonction de  $p_T$ .

l'expression des résultats. Elle peut toutefois être facilement utilisée de façon inappropriée par exemple sans prise en compte des erreurs systématiques ou hors du domaine cinématique dans lequel elle a été établie.

#### 14.4 La comparaison avec les expériences antérieures

La comparaison de résultats obtenus par différentes expériences est délicate car chacune d'elles couvre souvent différents domaines cinématiques. Deux expériences,  $e-p$  à 100 et 200 GeV/c ( $1 < p_T < 5$  GeV/c) [39] et  $e-C$  à 200 GeV/c ( $3 < p_T < 6$  GeV/c) [40] ont publié des paramétrisations similaires, surimposées dans la figure 88 aux données  $e^-p$  de WA70 [41]. Si dans les régions de haute statistique ( $x_F \approx 0$ , bas  $p_T$ ) l'accord est convenable ( $\leq 20\%$ ), les différences atteignent un facteur 2 dans les régions à faible statistique ( $p_T > 6$  GeV/c ou  $|x_F| > .25$ ).

La comparaison avec la collaboration NA24 [42], qui a travaillé dans des conditions expérimentales ( $e-p$  à 300 GeV/c) très semblables à celles de WA70, mais n'a pas publié de paramétrisation, est uniquement possible dans un même domaine cinématique. La figure 87 représente les sections efficaces  $e^-p$  de NA24 ( $-.65 < y < .52$ ) et celles de WA70, calculées dans la même plage en  $y$ . La compatibilité est excellente.

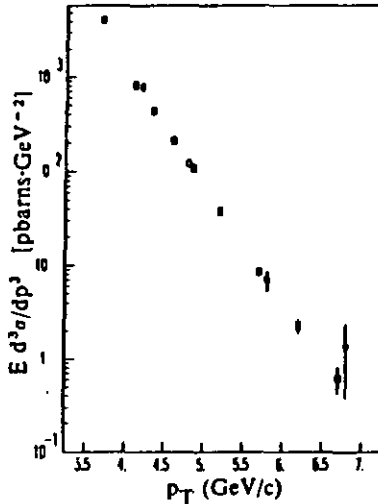


Figure 87: Comparaison des sections efficaces de  $\nu^0$  (canal  $\nu^+$ ) mesurées par NA24 (cercles vides) et WA70 (carrés pleins) pour le même domaine cinématique en  $y$ .

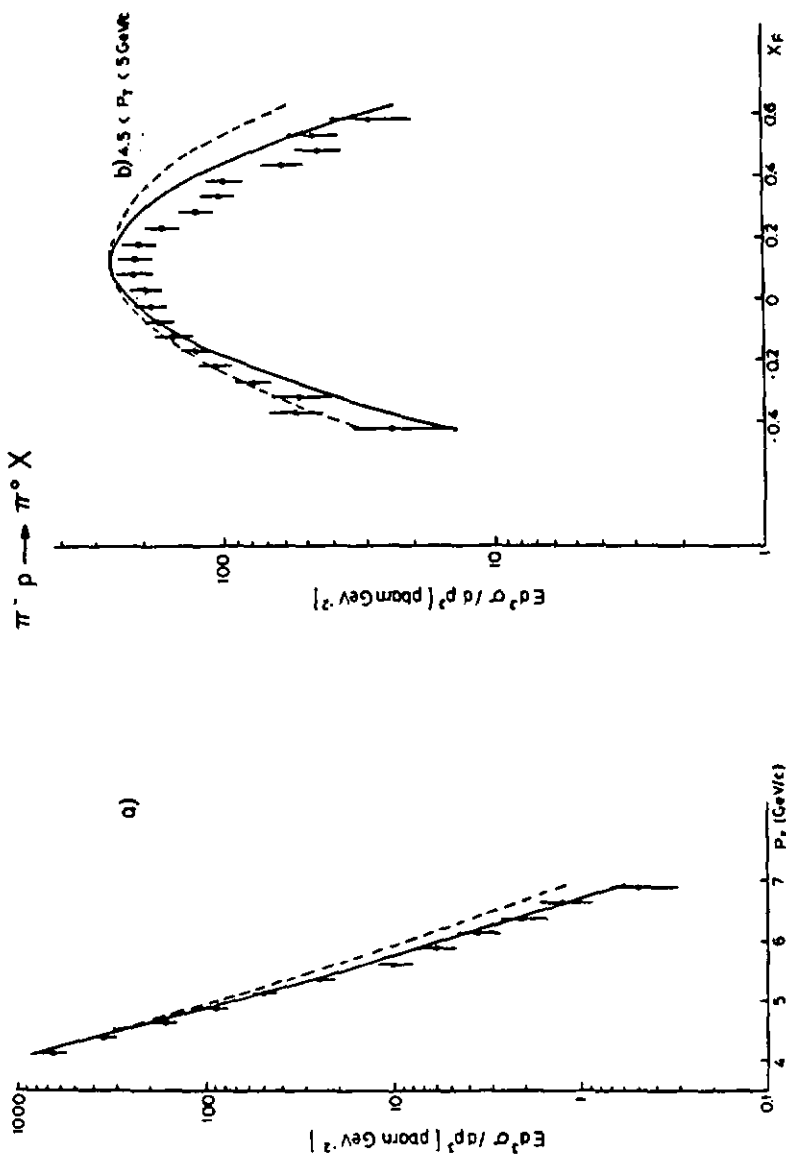


Figure 88: Comparaison des sections efficaces de  $\pi^0$  (canal  $\pi^-$ ) mesurées par WA70 avec les paramétrisations publiées par deux expériences antérieures.

## 15. RESULTATS PHOTONS DIRECTS

### 15.1 Les sections efficaces des photons directs

La section efficace invariante de production de photons directs se calcule de la façon suivante pour un intervalle  $\Delta p_T \cdot \Delta x_F$  donné :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \left[ \frac{\sum_i E_i / p_{Ti}}{\pi \cdot \sqrt{s} \cdot L \cdot \Delta p_T \cdot \Delta x_F} \cdot (1 - b_{\text{hadr}})(1 - b_{\text{halo}}) \cdot f_{\text{hadr}} \cdot f_{\text{TOT}} \cdot f_{\text{halo}} - E \frac{d^3\sigma(\pi^0)}{d^3p} \cdot R_{\text{dt}} \cdot b_{\text{d}} \right] \frac{1}{\epsilon_{\gamma}}$$

où  $E_i$  est l'énergie du photon direct dans le centre de masse de la réaction,

$p_{Ti}$  est l'impulsion transverse du photon direct,

$b_{\text{hadr}}$  est la fraction de candidats photons directs simulés par des hadrons,

$b_{\text{halo}}$  est la fraction des candidats photons directs simulés par le halo,

$E d^3\sigma(\pi^0)/d^3p$  est la section efficace invariante des  $\pi^0$  pour le même intervalle  $\Delta p_T \cdot \Delta x_F$ ,

$\beta_{\gamma}$  est le bruit de fond du signal photon direct, estimé par Monte Carlo et normalisé au nombre de  $\pi^0$  générés,

$\epsilon_{\gamma}$  est l'efficacité d'identification des photons directs.

Les autres termes ont déjà été définis au chapitre précédent. Les grandeurs  $b_{\text{halo}}$ ,  $\beta_{\gamma}$ ,  $\epsilon_{\gamma}$  varient avec  $p_T$  et  $x_F$  alors que  $b_{\text{hadr}}$  est constant.

Les sections efficaces, ainsi que les erreurs statistiques et systématiques, sont données en fonction des deux variables cinématiques  $p_T$  et  $x_F$  dans les tables 4 et 5. Elles correspondent à des sensibilités de 3.5 et 1.3 pbarns<sup>-1</sup> pour respectivement les faisceaux  $\pi^-$  et  $\pi^+$ . Trois projections en  $p_T$  et deux en  $x_F$  sont présentées sur les figures 89 à 90. Les erreurs systématiques, qui s'ajoutent à celles mentionnées au chapitre précédent, proviennent des incertitudes sur :

- le bruit de fond dû aux hadrons (3%),
- le bruit de fond dû au halo (2-10%),
- le bruit de fond estimé par simulation (6-15%). Cette incertitude comprend également les erreurs statistiques des Monte Carlo et des données  $\pi^0$ , nécessaires à l'évaluation du bruit de fond.

Table 4: Section efficace invariante  $e^+p \rightarrow \gamma X$  en pbarns-GeV<sup>-2</sup>. Chaque cellule contient la section efficace, l'erreur statistique et l'erreur systématique respectivement dans la partie gauche, dans l'angle supérieur droit et dans l'angle inférieur droit.

$\theta_{\text{lab}}$	$\theta_{\text{cm}}$	4.0	4.25	4.5	4.75	5.0	5.5	6.0	7.0
		4.32	4.37	4.62	4.67	5.21	5.71	6.36	
$\theta_{\text{lab}} = -0.05$		10.7	10.6	27.9	1.6	8.0	3.3	7.7	2.6
	-0.35		1.2	0.9	2.8	2.3	1.7	0.6	2.5
-0.297		47.1	6.5	35.0	4.9	19.9	3.6	16.7	2.8
	-0.25		15.4	7.5	4.4	2.1	4.3	0.9	2.1
-0.197		75.7	6.8	45.3	6.7	33.9	3.7	19.8	2.9
	-0.15		16.8	9.9	2.9	2.4	9.7	1.8	6.2
-0.096		106.1	7.3	73.5	3.8	48.8	4.3	23.0	3.0
	-0.03		22.1	13.2	7.5	7.5	3.9	11.6	1.9
0.301		103.1	7.1	71.0	3.9	45.7	4.2	23.8	3.5
	0.05		23.2	13.2	7.5	7.5	4.5	15.4	2.4
0.130		117.5	7.6	83.5	6.5	48.4	4.6	26.6	3.4
	0.15		22.9	15.3	8.2	8.2	4.5	10.8	1.4
0.199		89.7	7.6	84.2	6.2	44.7	4.6	20.5	3.2
	0.25		20.8	11.7	7.8	7.8	3.6	15.0	2.5
0.298		84.1	7.8	82.8	6.0	43.7	4.4	17.8	3.0
	0.35		18.4	10.0	5.8	5.8	3.1	11.4	1.7
0.197		53.7	7.8	29.7	5.3	19.2	4.3	14.9	3.2
	0.45		19.2	8.9	6.0	6.0	3.7	4.9	1.4
0.096		67.5	12.9	39.1	8.6	21.7	5.3	9.3	3.2
	0.55		19.2	14.4	8.1	8.1	3.2	5.3	1.3

Table 5: Section efficace invariante  $e^+p \rightarrow \gamma X$  en pbarns-GeV<sup>-2</sup>.

$\theta_{\text{lab}}$	$\theta_{\text{cm}}$	4.0	4.25	4.5	4.75	5.0	5.5	6.0	7.0
		4.41	4.36	4.61	4.66	5.21	5.71	6.36	
$\theta_{\text{lab}} = -0.05$		19.3	7.2	11.4	4.4	11.0	3.8	8.8	2.8
	-0.35		7.4	7.9	2.8	2.3	1.6	0.9	0.4
-0.139		47.3	7.1	40.7	5.7	18.8	3.7	9.8	2.8
	-0.25		10.3	6.9	3.1	3.1	1.7	5.5	1.4
-0.051		44.0	7.1	33.7	6.0	18.5	4.1	17.8	3.5
	-0.15		10.2	4.4	2.7	2.7	2.7	8.0	1.6
0.240		51.3	8.7	28.2	6.0	17.5	4.5	9.8	2.8
	0.05		11.8	5.5	3.5	3.5	3.4	5.6	1.4
0.139		22.2	5.3	32.6	7.5	10.4	4.9	2.9	3.7
	0.25		4.4	7.8	2.4	2.4	1.3	3.6	1.7
0.051			4.4	7.8	2.4	2.4	1.3	3.6	1.7

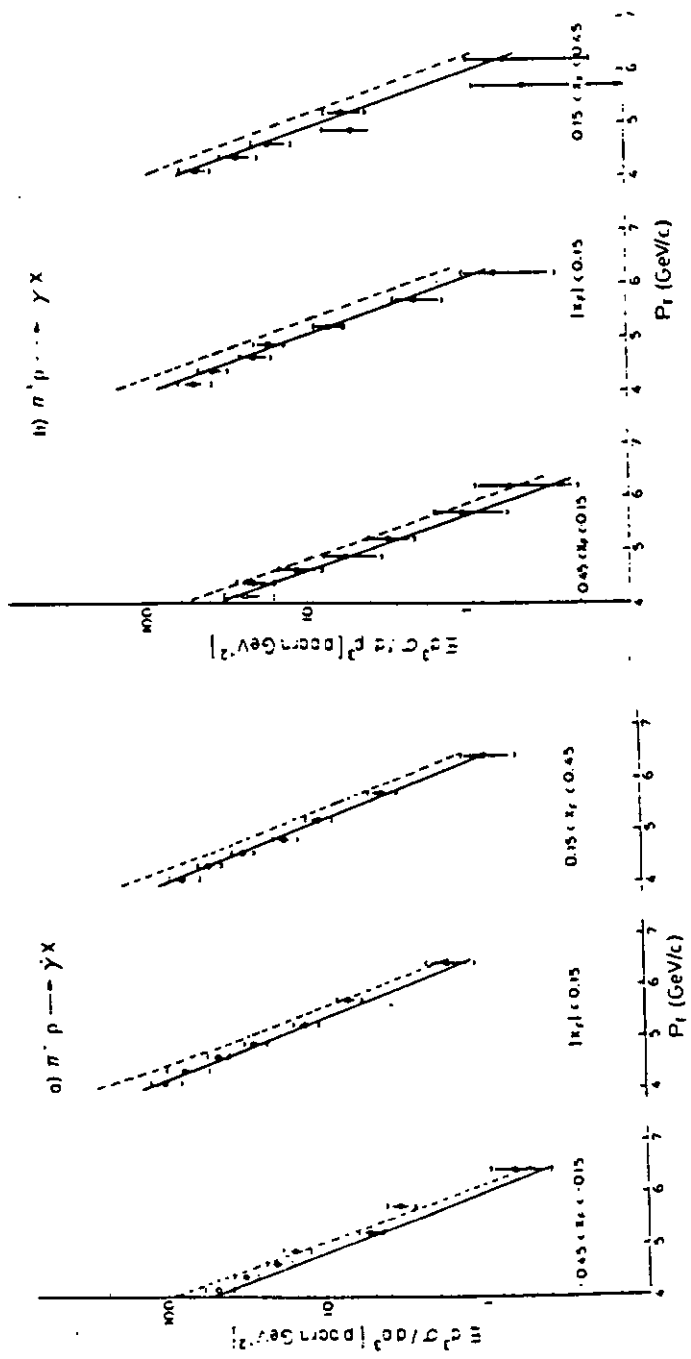
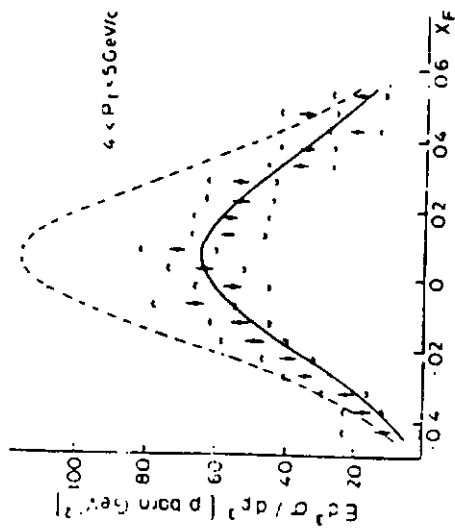
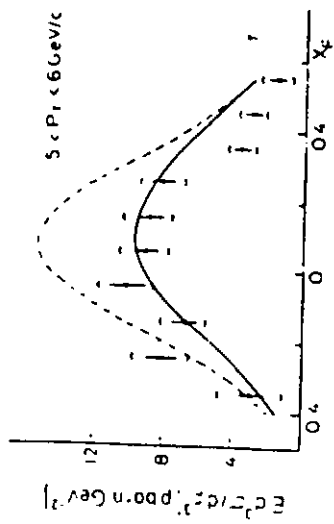


Figure 89: Sections efficaces de production de photons directs en fonction de  $P_T$  pour 3 intervalles en  $x_F$ : a) pour le faisceau  $w^+$ , b) pour le faisceau  $w^-$ ; les prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1 (l'ensemble 2) sont superposées en trait pointillé (trait plein).

a)  $\pi^+ p \rightarrow \gamma X$



b)  $\pi^+ p \rightarrow \gamma X$

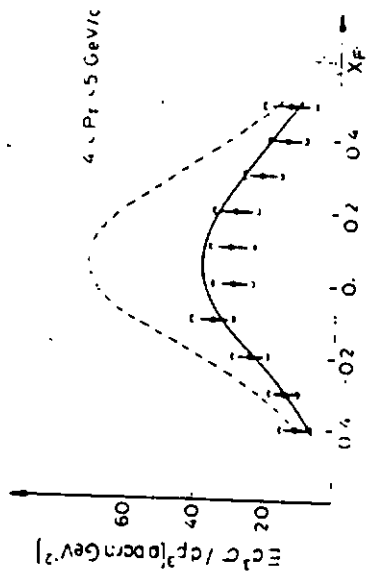
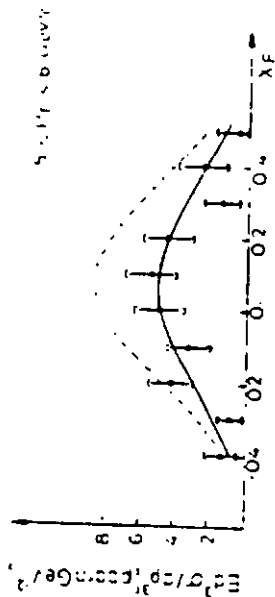


Figure 90. Sections efficaces de production de photons directs en fonction de  $X_F$  pour deux intervalles en  $P_T$ : a) pour le faisceau  $\pi^+$ , b) pour le faisceau  $p$ ; les productions théoriques calculées avec l'ensemble 1 (l'ensemble 2) sont superposées en trait plein (tireté).

- l'efficacité d'identification des photons directs (5-13% en incluant également les erreurs statistiques Monte Carlo)

L'ordre de grandeur des systématiques mentionnées s'applique aux sections efficaces et a été établi à l'aide des données  $\bullet^+$ . L'addition quadratique de toutes ces incertitudes donne l'erreur systématique totale qui varie de 15 à 30% sur la grande majorité du domaine cinématique étudié.

### 15.2 La comparaison avec les prédictions QCD

Les prédictions de la théorie QCD (chapitre 1) concernant les sections efficaces invariantes de production des photons directs sont calculées aux deuxième ordre [10] [11] [12] à l'aide des échelles optimisées [15] [16]. En raison de l'incertitude existante sur les fonctions de structure et sur le paramètre  $\Lambda$ , les prédictions sont calculées pour chacun des deux ensembles proposés par Duke et Owens [17] [18]. Elles sont superposées aux données sur les figures 89 et 90. Les résultats expérimentaux correspondent relativement bien aux prédictions effectuées avec l'ensemble 1 mais rejettent par contre celles calculées avec l'ensemble 2. Dans l'idée de quantifier ces comparaisons, un test  $\chi^2$  est effectué pour l'ensemble des données ainsi que pour les différentes projections présentées, en tenant compte des erreurs statistiques et systématiques additionnées quadratiquement. Ce test, dont les résultats sont présentés dans la table suivante, sélectionne sans équivoque l'ensemble 1.

L'existence de calculs théoriques convaincants ainsi que la qualité des données permettent une autre comparaison fine : le rapport des sections efficaces des résultats expérimentaux sur celles prédites avec l'ensemble 1. Ce rapport est présenté en fonction de  $p_T$  sur la figure 91. La compatibilité est excellente.

$\pi^-$	ensemble 1 $\chi^2/d.d.l.$	ensemble 2 $\chi^2/d.d.l.$
Table 4	38.0/65	338/51
$-0.45 < x_F < -0.15$	7.20/7	14.43/7
$-0.15 < x_F < 0.15$	2.36/7	83.85/7
$0.15 < x_F < 0.45$	7.88/7	91.89/7
$4. < p_T < 5. \text{ GeV/c}$	11.2/20	181.8/20
$5. < p_T < 6. \text{ GeV/c}$	17.2/10	108.9/10

$\pi^+$	ensemble 1 $\chi^2/d.d.l.$	ensemble 2 $\chi^2/d.d.l.$
Table 5	20.1/35	226.6/35
$-0.45 < x_F < -0.15$	1.2/7	12.6/7
$-0.15 < x_F < 0.15$	2.8/7	94.7/7
$0.15 < x_F < 0.45$	7.4/7	76.6/7
$4. < p_T < 5. \text{ GeV/c}$	6.8/10	130.0/10
$5. < p_T < 6. \text{ GeV/c}$	4.2/10	38.2/10

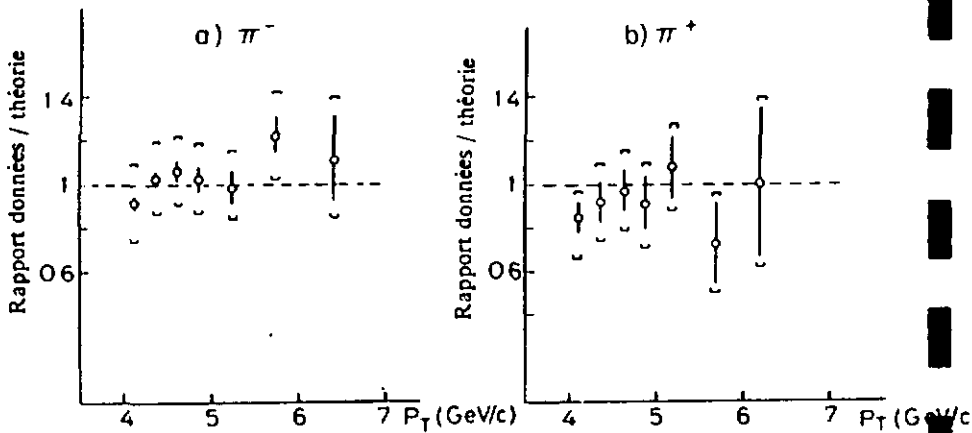


Figure 91: Rapport des sections efficaces expérimentales de photons directs sur les prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1; a) pour le faisceau  $\pi^-$ , b) pour le faisceau  $\pi^+$ .

### 15.3 La comparaison avec l'expérience NA24

La collaboration NA24 [22] a travaillé dans des conditions expérimentales ( $p = 300$  GeV/c avec une cible d'hydrogène) très semblables à celles de WA70. Les sections efficaces de photons directs obtenues dans la même plage cinématique ( $-0.65 < y < .52$ ) sont présentées sur la figure 92 pour le faisceau positif, avec la surimposition des prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1. La compatibilité est excellente, une légère différence de pente en  $p_T$  apparaît toutefois. Les mesures de NA24 à plus bas  $p_T$  mettent en évidence un léger effet de seuil dans les données de WA70. La compatibilité pour le faisceau négatif, présentée dans la référence [44], est excellente.

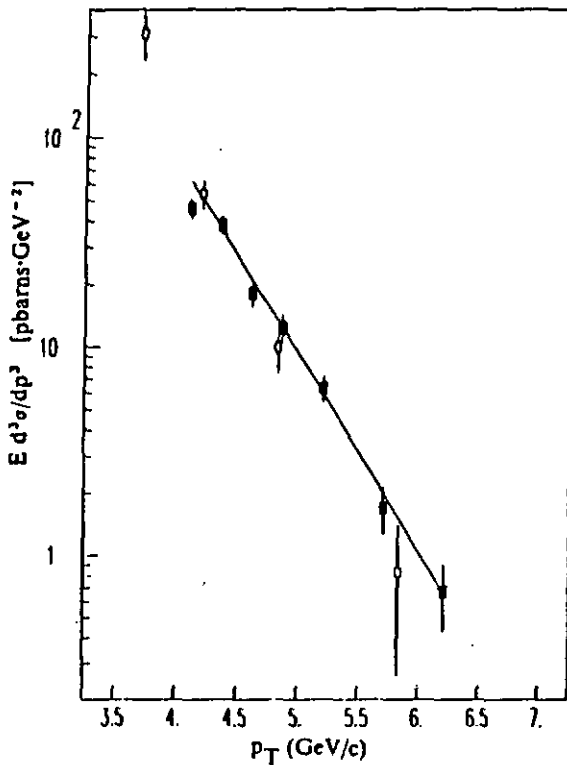


Figure 92: Comparaison des sections efficaces de photons directs (canal  $w^*$ ) mesurées par NA24 (cercles vides) et WA70 (carrés pleins) pour le même domaine cinématique en  $y$ ; les prédictions théoriques (ensemble 1) sont superposées.

### 15.4 Le rapport $\gamma/\pi^0$

Les premières évidences historiques des photons directs ont été présentées sous la forme du rapport de la production de photons directs sur celle de  $\pi^0$  (rapport  $\gamma/\pi^0$ ). L'augmentation de ce rapport avec l'impulsion transverse est interprétée comme preuve que le photon provient directement de l'interaction élémentaire alors que le  $\pi^0$  est issu de la fragmentation d'un parton dans l'état final. Ce rapport  $\gamma/\pi^0$ , qui offre l'avantage d'annuler certaines systématiques, est présenté en fonction de  $p_T$  sur la figure 93. Toutefois l'absence actuelle de calculs théoriques complets sur la production de  $\pi^0$  empêche une analyse physique sérieuse du rapport  $\gamma/\pi^0$ .

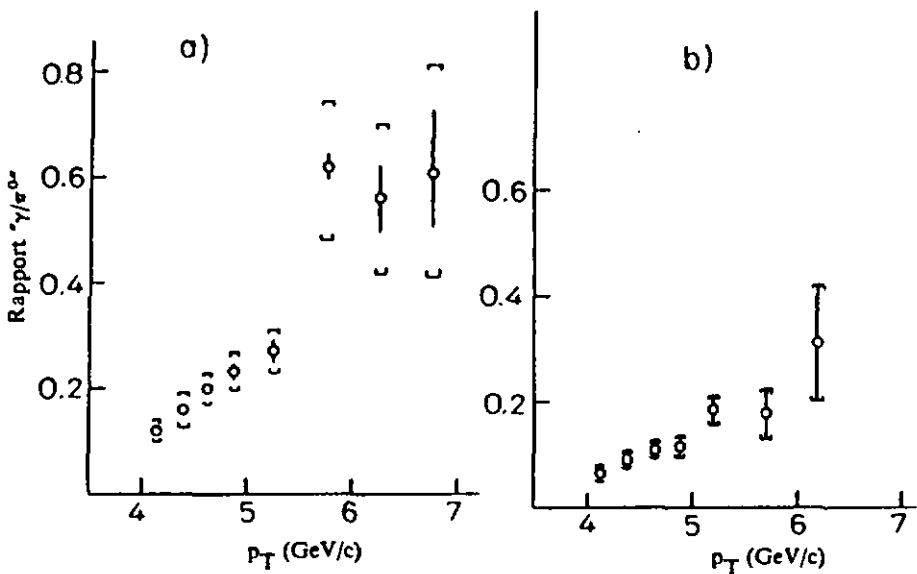


Figure 93: Rapport  $\gamma/\pi^0$  en fonction de  $p_T$ ; a) pour le faisceau  $\pi^-$ , b) pour le faisceau  $\pi^+$ .

### 15.5 La comparaison des sections efficaces de photons directs des faisceaux $\pi^+$ et protons

Le rapport des sections efficaces de production des photons directs par les interactions  $\pi^+p$  et  $p-p$  est présenté en fonction de  $p_T$  sur la figure 94. Les prédictions théoriques pour les deux ensembles de fonctions de structure  $\gamma$  sont superposées. Plusieurs grandeurs physiques au sujet desquelles persistent des incertitudes non négligeables (les fonctions de structure du gluon pour le nucléon et le pion, le paramètre  $\Lambda$ ) interviennent dans ce rapport et rendent donc difficile une analyse approfondie. Il est tout de même intéressant de constater qu'il favorise significativement l'ensemble 1 (co accord avec les résultats précédents).

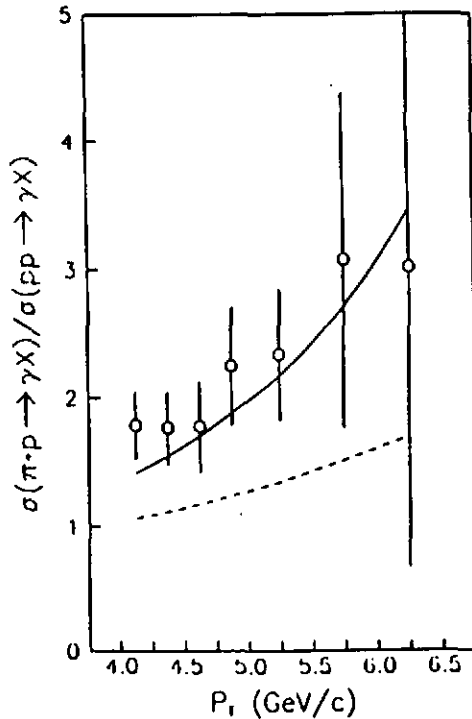


Figure 94: Rapport des sections efficaces de photons directs produits par les faisceaux  $\pi^+$  et proton en fonction de  $p_T$ ; les prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1 (l'ensemble 2) sont superposées en trait plein (traitillé).

### 15.6 La comparaison des sections efficaces de photons directs des faisceaux $\pi^-$ et $\pi^+$

La comparaison des sections efficaces de photons directs produits par les interactions  $\pi^-p$  et  $\pi^+p$  est possible sous la forme d'un rapport ( $\pi^-/\pi^+$ ) ou d'une différence ( $\pi^- - \pi^+$ ). Bien que cette dernière soit plus intéressante du point de vue théorique, le rapport des sections efficaces présente l'avantage d'annuler certains effets systématiques et donc facilite la mise en évidence du graphe d'annihilation (chapitre 2). La figure 95 présente le rapport  $\pi^-/\pi^+$  en fonction de  $p_T$ . Il est significativement supérieur à l'unité et augmente légèrement avec l'impulsion transverse, prouvant ainsi la présence du processus d'annihilation. Les prédictions théoriques pour les deux ensembles de fonctions de structure sont superposées aux données. Elles diffèrent toutefois que faiblement l'une de l'autre et sont toutes deux compatibles avec l'expérience.

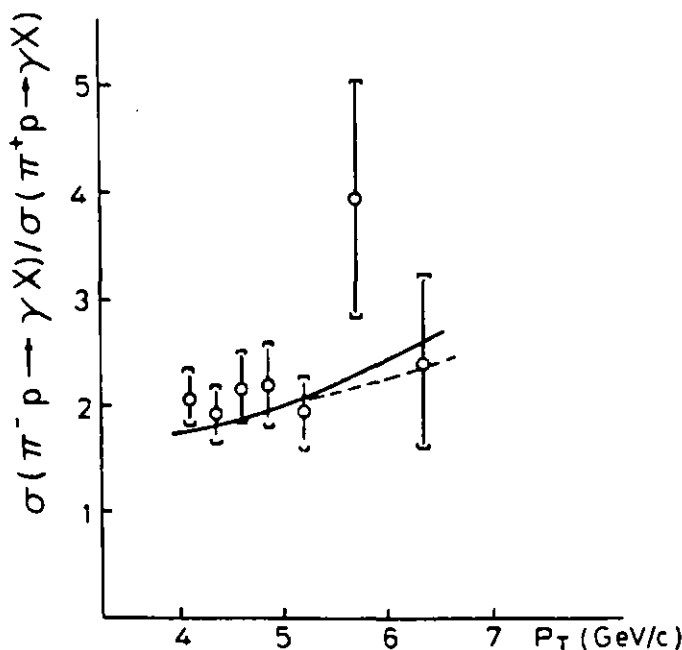


Figure 95: Rapport des sections efficaces de photons directs produits par les faisceaux  $\pi^-$  et  $\pi^+$  en fonction de  $p_T$ ; les prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1 (l'ensemble 2) sont superposées en trait plein (traitillé).

La différence " $\sigma^- - \sigma^+$ " ne contient que des termes d'annihilation (chapitre 1) et est donc indépendante des fonctions de structure du gluon. Elle est présentée sur la figure 96 en fonction de  $p_T$ . Les prédictions théoriques, calculées pour les deux ensembles et superposées aux données, diffèrent essentiellement par leur valeur de  $\Lambda$  (ensemble 1 :  $\Lambda = 200$  MeV/c, ensemble 2 :  $\Lambda = 400$  MeV/c). Cette différence de sections efficaces fournit donc une information directe sur le paramètre  $\Lambda$  de la théorie QCD. Un test  $\chi^2$  quantitatif (semblable aux précédents), réalisé avec cinq points expérimentaux ( $p_T > 4.5$  GeV/c), donne un  $\chi^2$  de 7.2 pour l'ensemble 1 et de 19.0 pour l'ensemble 2. Il semble donc favoriser la valeur  $\Lambda = 200$  MeV/c.

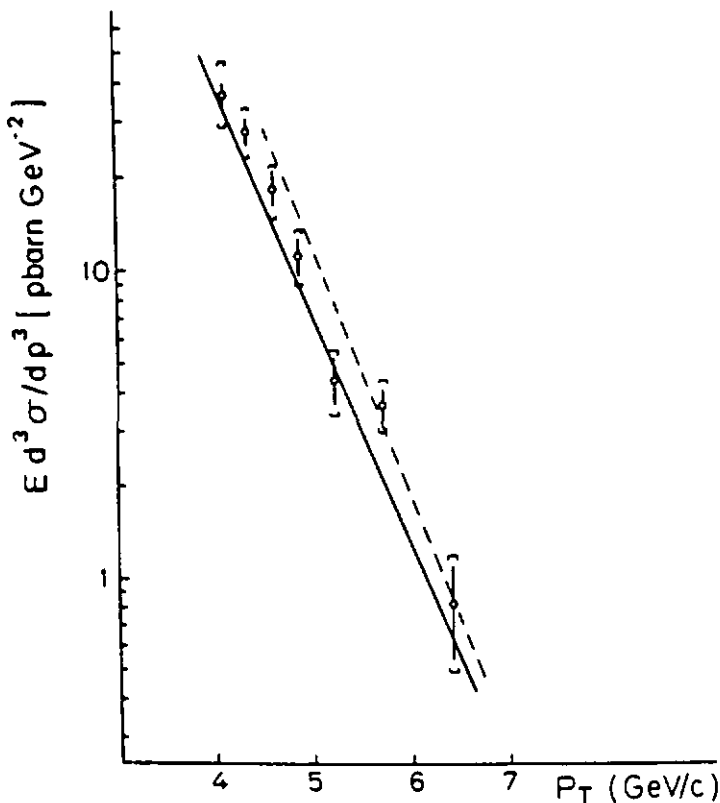


Figure 96: Différence des sections efficaces de photons directs produits par les faisceaux  $w^-$  et  $w^+$  en fonction de  $p_T$ ; les prédictions théoriques calculées avec l'ensemble 1 (l'ensemble 2) sont superposées en trait plein (traitillé).

### 15.7 La séparation des diagrammes Compton et d'annihilation

La production de photons directs dépend uniquement de deux processus élémentaires à l'ordre minimal (chapitre I). Il peut être intéressant, en restant dans le modèle naïf des partons, de quantifier séparément les contributions de chacun des deux diagrammes (diffusion Compton "qg" et annihilation "qq̄"). Les sections efficaces mesurées sont égales à la somme des contributions des deux processus "qg" et "qq̄" :

$$\sigma^- = \sigma(\sigma^- \cdot p \rightarrow \gamma X) = \sigma^-(qq̄) + \sigma^-(qg)$$

$$\sigma^+ = \sigma(\sigma^+ \cdot p \rightarrow \gamma X) = \sigma^+(qq̄) + \sigma^+(qg)$$

Ce système d'équations peut être développé à l'aide du théorème de factorisation [7], en introduisant les fonctions de structure des partons participant aux réactions élémentaires et en négligeant celles des quarks de la mer car  $x > 0.3$ . Les valeurs des quarks des protons présents lors des processus d'annihilation du canal  $\sigma^-$  (quark u) sont différentes de celles du canal  $\sigma^+$  (quark d) et de ce fait le système de deux équations possède trois inconnues. De récentes mesures [45] des fonctions de structure des quarks du nucléon autorisent (dans la plage en x considérée) l'approximation suivante :  $d(x) = 0.25 \cdot u(x)$  et donc permettent la résolution du système d'équation :

$$\sigma^-(qq̄) = 16(\sigma^- - \sigma^+)/15$$

$$\sigma^+(qq̄) = (\sigma^- - \sigma^+)/15$$

$$\sigma^-(qg) = \sigma^+(qg) = (16\sigma^+ - \sigma^-)/15$$

Une variation hypothétique de 20% de l'approximation effectuée (donc  $d(x) = (0.25 \pm 0.05)u(x)$ ) modifie  $\sigma^\pm(qg)$  de 2% et  $\sigma^-(qq̄)$  de 1.5% mais affecte  $\sigma^+(qq̄)$  d'environ 25%, ce qui motive l'abandon de la tentative de séparation des diagrammes sur les données  $\sigma^+$ . La figure 97 présente les contributions  $\sigma^-(qq̄)$  et  $\sigma^-(qg)$  en fonction de  $p_T$  ( $|x_F| < .45$ ) auxquelles sont superposées des paramétrisations de la forme  $A \cdot e^{-bP_T}$ , réalisées avec les erreurs statistiques, et dont les résultats sont présentés dans la table suivante. La différence significative des pentes en  $p_T$  indique que les fonctions de structure des quarks sont plus dures que celles des gluons : les quarks participent donc plus fréquemment aux processus à haute impulsion transverse.

Processus	A (nbarns)	b (c/GeV)
Annihilation	$49 \pm 15$	$1.71 \pm .06$
Diffusion Compton	$181 \pm 60$	$2.05 \pm .07$

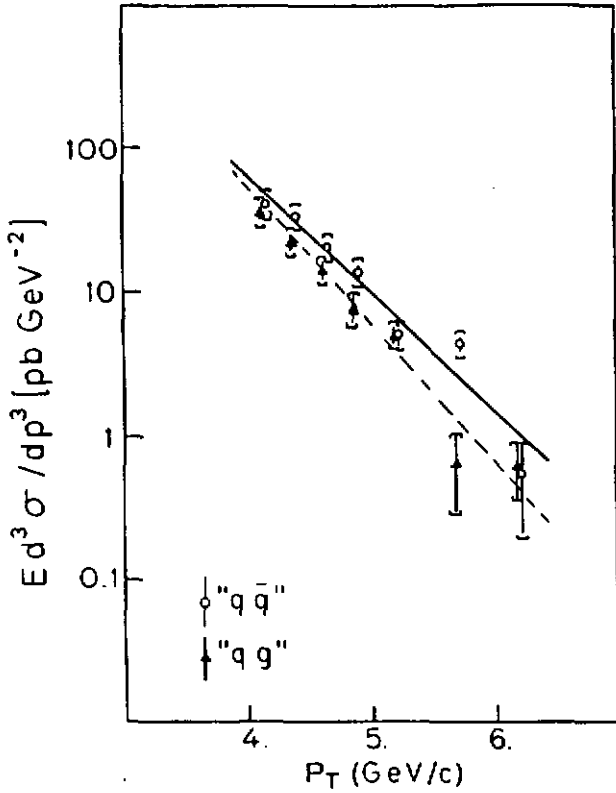


Figure 97: Contributions séparées des processus "qq̄" et "qg" en fonction de  $p_T$  pour le canal  $\sigma^-$ . La paramétrisation du diagramme "qq̄" ("qg") est superposée en trait plein (traitillé).

### 15.8 L'étude de $\Lambda$ et de la fonction de structure du gluon du $\pi$

L'étude qui suit est préliminaire et son but premier est de démontrer la sensibilité des photons directs à la fonction de structure du gluon du  $\pi$  et au paramètre  $\Lambda$ , comme développé au chapitre 1.

Comme les photons directs dépendent également des fonctions de structure du nucléon (valence et gluon) ainsi que de celles de la valence du  $\pi$ , il est judicieux d'utiliser également des données récentes pour contraindre toutes ces grandeurs. A l'aide d'un programme évolutif destiné à paramétriser les expériences de DIP [46] et d'un programme de calcul (au deuxième ordre, utilisant les échelles optimisées [12]) de la production de photons directs les fonctions de structure (valence et gluon) du nucléon sont déterminées [47] à l'aide de mesures préliminaires de diffusion inélastique profonde [48] et des données  $p\text{-}p \rightarrow \gamma X$  de WA70 (qui contraignent uniquement le gluon). Dans une seconde étape, la fonction de structure du gluon du  $\pi$  et le paramètre  $\Lambda$  sont ajustés sur les données  $\pi^{\pm}\text{-}p \rightarrow \gamma X$  de WA70. La valence du  $\pi$  introduite dans cet ajustement provient de mesures de production de dimuons à  $Q^2 = 25(\text{GeV}/c)^2$  [50]. La forme de la fonction de structure du gluon introduite dans l'ajustement est la suivante :

$$G_{\pi}(x) = A(1-x)^{\eta} \quad \text{à} \quad Q^2 = 2(\text{GeV}/c)^2$$

Douze points des données  $\pi^{\pm}\text{-}p \rightarrow \gamma X$  sont utilisés ( $p_T > 4.25 \text{ GeV}/c$ ,  $|x_F| < .45$ ) et l'ajustement aboutit aux valeurs préliminaires suivantes :

$$\Lambda = 225.5 \pm 24.5(\text{stat.}) \pm 55(\text{sys.}) \text{ MeV}/c$$

$$\eta = 2.03 \pm 0.40(\text{stat.}) \pm 0.46(\text{sys.})$$

La corrélation est égale à 0.9 . La figure 98 présente dans le plan  $(\Lambda, \eta)$  le résultat de l'ajustement par un cercle (0) ainsi que la courbe formée par les couples de valeurs situés à un écart-standart statistique du résultat.

La fonction de structure du gluon du  $\pi$  ainsi obtenue, évoluée à  $Q^2 = 4(\text{GeV}/c)^2$ , est comparée sur la figure 99 avec celles des deux ensembles proposées par Duke et Owens. Elle est légèrement plus molle que ces dernières.

L'ordre de grandeur de l'incertitude sur  $\Lambda$  témoigne de la sensibilité des photons directs à ce paramètre. La valeur préliminaire de celui-ci est compatible avec les valeurs moyennes des expériences de diffusion inélastique profonde :  $189 \pm 27 \pm 50 \text{ MeV}/c$  [51] ou  $215 \pm 15 \pm 50 \pm 25(\text{théorie})$  [52] (l'unanimité reste à faire dans l'art de calculer une moyenne).

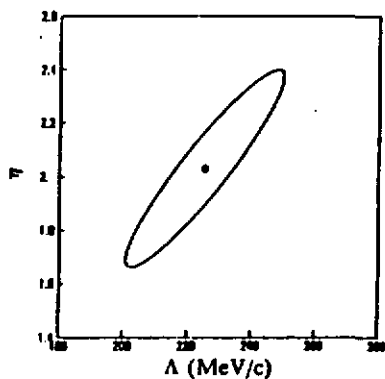


Figure 98: Résultat dans le plan  $\Lambda$ - $\eta$  de l'ajustement réalisé sur ces deux paramètres, avec l'estimation de l'erreur statistique (détails dans le texte).

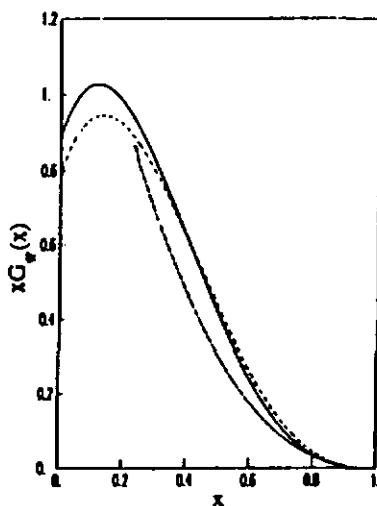


Figure 99: Comparaison de la fonction de structure du gluon du  $w$  proposée par Duke et Owens (en trait plein et traitillé respectivement l'ensemble 1 et 2) avec celle déterminée à l'aide des résultats expérimentaux de WA70 (en trait-point-trait-point).

## REFERENCES

- [1] D.J.Gross and F.Wilczek, *Phys.Rev.Lett.* 30, 1343 (1973)
- [2] H.D.Politzer, *Phys.Rev.Lett.* 30, 1346 (1973)
- [3] H.Fritzsch, M.Gell-Mann and H.Leutwyler, *Phys.Lett.* 47B, 363 (1973)
- [4] H.D.Politzer, *Phys.Reports* 14C, 129 (1974)
- [5] J.Owens, *Rev.Mod.Phys.* 59, 465 (1987)
- [6] T.Ferbel and W.R.Molzon, *Rev.Mod.Phys.* 56, 181 (1984)
- [7] D.Sivers, S.J.Brodsky and R.Blankenbecker, *Phys.Reports* 23C, 1 (1976)
- [8] B.L.Combridge, J.Kripfganz and J.Ranft, *Phys.Lett.* 70B, 234 (1977)
- [9] M.N.Kienzle-Focacci, preprint UGVA-DPNC 06-100 (1980)
- [10] P.Aurenche, R.Baier, M.Fontannaz and D.Schiff, *Nucl.Phys.* B286, 509 (1987)
- [11] P.Aurenche, R.Baier, A.Diouri, M.Fontannaz and D.Schiff, *Phys.Lett.* 140B, 87 (1984)
- [12] P.Aurenche, R.Baier, M.Fontannaz and D.Schiff, preprint CPTHE 87130.
- [13] G't Hooft, *Nucl.Phys.* B33, 173 (1971)
- [14] R.K.Ellis, H.Georgi, M.Machacek, H.D.Politzer and G.C.Ross, *Phys.Lett.* 78B, 281 (1978)
- [15] P.M.Stevenson, *Phys.Rev.* D23, 2916 (1981)
- [16] H.D.Politzer, *Nucl.Phys.* B194, 493 (1982)
- [17] D.W.Duke and J.F.Owens, *Phys.Rev.* D30, 49 (1984)
- [18] J.F.Owens, *Phys.Rev.* D30, 943 (1984)
- [19] L.Mathys, Etude des photons directs et des  $\omega^0$  dans les interactions proton-proton à 280 GeV/c, Université de Genève, Thèse No 2279, 1987
- [20] M.McLaughlin et al., *Phys.Rev.Lett.* 51, 971 (1983)
- [21] J.Badier et al., *Zeit.Phys.* C31, 341 (1986)
- [22] C.de Marzo et al., *Phys.Rev.* D36, 8 (1987)
- [23] L.Bachman et al., CERN/SPSC/80-61
- [24] C.Bovet et al., CERN 82-13
- [25] W.Beusch, CERN/SPSC/77-70
- [26] L.Bachman et al., *Nucl.Inst.Meth.* 206, 85 (1983)

- [27] M.Bonesini et al., A lead-liquid scintillator electromagnetic calorimeter for direct photon physics, Nucl.Inst.Meth. A261, 471 (1987)
- [28] J.Rutschmann, Etude de photons directs dans les réactions hadroniques, Université de Genève, Thèse No 2120, 1984
- [29] M.Bonesini et al., Study of the performance of a large sample of PHILIPS photomultipliers type XP2972, CERN-PRE87-036, à être publié dans Nucl.Inst.Meth.
- [30] M.Bonesini et al., A 1152 channel timing system for an electromagnetic calorimeter read out, CERN-PRE87-034, à être publié dans Nucl.Inst.Meth.
- [31] J.Anthonioz-Blanc et al., Cern-DD/81/9
- [32] P.Béné et al., High  $p_T$  trigger electronics for a large orthogonal readout electromagnetic calorimeter, CERN-EP/87-200, soumis à Nucl.Inst.Meth.
- [33] M.Bonesini et al., Calibration of an electromagnetic calorimeter for direct photon physics, à être soumis à Nucl.Inst.Meth.
- [34] J.C.Lasalle et al., Nucl.Inst.Meth. 176, 371 (1980)
- [35] Frisch et al., Phys. Rev. D27,1001 (1983)
- [36] H.U.Bengtsson and G.Ingelmann, PYTHIA version 4.1, Comp.Phys.Comm. 34, 251 (1985)
- [37] T.Sjöstrand, Jet fragmentation, JETSET version 6.2, Comm.Phys.Comm. 39, 347 (1986)
- [38] R.K.Bock et al., Nucl.Inst.Meth. 186, 533 (1981)
- [39] G.Donaldson et al., Phys.Lett. 73B, 375 (1978)
- [40] J.Badier et al., Zeit.Phys. C30, 45 (1986)
- [41] M.Bonesini et al., High transverse momentum  $\nu^0$  production by  $\nu^-$  and  $\nu^+$  on protons et 280 GeV/c, preprint CERN-EP/87-164, à être publié dans Zeit.Phys.
- [42] C.de Marzo et al., Phys.Rev. D36, 16 (1987)
- [43] M.Bonesini et al., High transverse momentum prompt photon production by  $\nu^-$  and  $\nu^+$  on protons et 280 GeV/c, preprint CERN-EP/87-185, à être publié dans Zeit.Phys.
- [44] F.Richard, Hard electromagnetic interactions, rapporteur à ILP Conf., Hambourg, Allemagne, juillet 1987, et preprint LAL-87-48
- [45] F.Bobinz, Determination of quark structure fonctions for free nucleons in hydrogen and deuterium neutrino experiments, Int.Conf. on neutrino physics and astrophysics, p.422, juin 1984, Nordkirchen, Allemagne

- [46] A.Devoto, J.W.Duke, J.F.Owens, R.G.Roberts, Phys.Rev. D27, 508 (1983)
- [47] P.Aurenche, R.Baier, M.Fontannaz, J.P.Owens, M.Werlen, étude préliminaire.
- [48] A.C.Benvenuti et al., A high statistics measurement of the proton structure function and test of QCD from deep inelastic muon scattering at high  $Q^2$ . Contribution à HEP Conf., Uppsala, Suède, juin 1987
- [49] M.Bonisini et al., Production of high transverse momentum prompt photons and neutral pions in proton-proton interactions at 280 GeV/c, soumis à Zeit.Phys.
- [50] B.Betev et al., Zeit.Phys. C28, 15 (1985)
- [51] T.Sloan, Hard hadronic interactions and structure functions, présentation plénière à HEP Conf., Uppsala, Suède, juin 1987, et preprint CERN-EP/87-188
- [52] K.Voss, Charged leptons interactions, rapporteur à ILP Conf., Hambourg, Allemagne, juillet 1987.

## Remerciements

Je remercie le Professeur Eric Jeannot pour m'avoir offert la possibilité d'effectuer ce travail de thèse à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel.

J'adresse mes remerciements au Professeur Jean-Luc Vuilleumier pour avoir accepté de faire partie du jury de thèse.

Je remercie chaleureusement le Professeur Michel Martin ainsi que tout son groupe de l'Université de Genève pour m'avoir accueilli au Cern et pour le support continu dont j'ai bénéficié tout au long de ces cinq années. Je remercie également tous les membres de la collaboration WA70 pour leur aide et leur amitié.

Je tiens spécialement à exprimer ma gratitude à Mme Maria Kienzle-Focacci, qui m'a patiemment guidé durant l'analyse et qui m'a partagé sa passion pour la physique.