



HAL
open science

Photoproduction du méson D : étude du canal $D^0 \rightarrow K\pi^+\pi^0$, caractéristiques de l'hadronisation du charme et de la dynamique de production

Pascal Foucault

► **To cite this version:**

Pascal Foucault. Photoproduction du méson D : étude du canal $D^0 \rightarrow K\pi^+\pi^0$, caractéristiques de l'hadronisation du charme et de la dynamique de production. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1988. Français. NNT : . tel-00393908

HAL Id: tel-00393908

<https://theses.hal.science/tel-00393908>

Submitted on 10 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

AB
BIBLIOTHEQUE
CERN

28 MARS 1989

EX-CRN-HE 88-09
e1

CRN
STRASBOURG

CRN/HE 88-09
N. d'ordre 513

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

par

Pascal FOUCAULT

PHOTOPRODUCTION DU MESON D :
ETUDE DU CANAL $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$,
CARACTERISTIQUES DE L'HADRONISATION DU CHARME
ET DE LA DYNAMIQUE DE PRODUCTION

CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES

STRASBOURG

CERN LIBRARIES, GENEVA

IN2P3

CNRS



CM-P00050643

UNIVERSITE

LOUIS PASTEUR

Thesis-1988-Foucault

CRN/HE 88-09
N. d'ordre 513

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

par

Pascal FOUCAULT

PHOTOPRODUCTION DU MESON D : ETUDE DU CANAL $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$,
CARACTERISTIQUES DE L'HADRONISATION DU CHARME
ET DE LA DYNAMIQUE DE PRODUCTION

Soutenu le 24 novembre 1988 devant la commission d'examen

M. P. CHEVALLIER
M. P. ROUDEAU
M. X. ARTRU
M. R. STRUB
M. M. SCHAEFFER

Président

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
------------------------	---

CHAPITRE I

PRODUCTION, HADRONISATION ET DESINTEGRATION DU CHARME

A) PRODUCTION DE PAIRES $c\bar{c}$	3
I - Dans les collisions e^+e^-	3
II - La hadroproduction	3
III - Photoproduction	4
1) Le modèle VDM de dominance du photon par des mésons vecteurs	4
2) Prédications de QCD	5
3) La diffraction - dissociation	8
4) Composante de charme intrinsèque	9
B) L'HADRONISATION DU CHARME	11
I - Le modèle de fragmentation indépendante	11
II - Le modèle des <i>clusters</i>	12
III - Le modèle des cordes	12
1) Le modèle de Lund simple	13
2) Le modèle de Lund standard	14
3) La symétrie gauche - droite	14
4) Discussion de la fragmentation du charme	14
5) Le modèle de Bowler	15
6) L'hadronisation du charme dans notre programme de simulation	15
C) LA DESINTEGRATION DES PARTICULES CHARMEES	17
I - Le modèle des quarks spectateurs	17
II - Les corrections radiatives des gluons durs et le modèle de dominance du sextet	18
III - L'échange de W et l'annihilation de saveurs	20
Figures du Chapitre I	23

CHAPITRE II

LE SPECTROMETRE NA14/2

I - La ligne de faisceau et l'étiquetage des photons	39
1) La réalisation du faisceau	39
2) L'étiquetage des photons	40
3) La contamination du faisceau	40
4) Le faisceau de pions	40
II - La cible active et le détecteur de vertex	41
1) La cible active	41
2) Le détecteur de vertex	42
III - Les aimants	42
IV - Les chambres à fils	43
V - Le détecteur à rayonnement Čerenkov Indra	44
VI - Les calorimètres électromagnétiques	45
1) La couronne	45
2) Ilsa	47
3) Olga	47
VII- Le déclenchement de la prise de données et l'acquisition des données	48
Figures du Chapitre II	49

CHAPITRE III

LE TRAITEMENT DES DONNEES

I - Le filtrage des événements charmés	63
1) Recherche de la position longitudinale x_{vp} du vertex principal	64
2) Recherche de la position transverse yz du vertex principal	64
3) Reconstruction des traces chargées dans les micropistes	65
4) Les critères de sélection des événements	65
5) Performances du programme FILTRE	66
II - Le programme TRIDENT	66
III - Le filtrage des kaons et des π^0 pour l'étude dans le canal $K^- \pi^+ \pi^0$	66
1) Définition des kaons	66
2) Les signaux de π^0	67
3) Efficacité de détection des π^0	67
IV - La reconstruction des particules charmées	68
1) Algorithme de reconstruction d'un vertex	68
2) Extraction des signaux	70
V - Résumé des différentes étapes du filtrage des données	72
Figures du Chapitre III	73

CHAPITRE IV

QUELQUE CARACTERISTIQUES DE LA PRODUCTION ET DE LA DESINTEGRATION DES MESONS D^0 ETUDE DANS LE CANAL $K^- \pi^+ \pi^0$

I - Ajustement cinématique des π^0	79
II - Les signaux de D^0 dans le canal $K^- \pi^+ \pi^0$	80
1) Pour les D^0 globalement	80
2) Pour les D^0 associés à un D^{*+}	81
III - Mesure de la durée de vie du D^0	81
1) La méthode employée	81
2) Les mesures effectuées	82
IV - Diagramme de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	83
V - Distributions d'énergies et d'impulsions transverses	84
1) Distributions des énergies	84
2) Distributions des impulsions transverses	85
VI - Conclusion	86
Figures du Chapitre IV	87

CHAPITRE V

RAPPORT DES TAUX DE PRODUCTION DES D^* ET DES D ET DISTRIBUTIONS INCLUSIVES DE x_F DES MESONS D^0

A) TAUX DE PRODUCTION DE D^{*+} PAR RAPPORT A D^0	101
I - Les données non corrigées	101
II - Première méthode, détermination d'une efficacité moyenne de reconstruction des traces des particules chargées. Application au rapport D^{*+}/D^0	104
1) Acceptances géométriques du spectromètre aux particules chargées	104
2) Normalisation $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ / K^- \pi^+$	104
3) Application à D^{*+}/D^0	107
III - Deuxième méthode, détermination d'une efficacité $\varepsilon(p_x, p_t)$ de reconstruction des traces des particules chargées. Application au rapport D^{*+}/D^0	109
1) Evaluation de $\varepsilon(p_x, p_t)$	109
2) Test sur la normalisation $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ / K^- \pi^+$	110
3) Application à D^{*+}/D^0	111

IV - Discussion des résultats	112
1) Valeur théorique de R_0^+	112
2) Comparaison avec les données et conclusion	112
V - Taux de production des D chargés par rapport aux D neutres	113
1) Les signaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^+$	113
2) Les corrections d'efficacité	114
3) Discussion du résultat	114
 B) MECANISME DE PRODUCTION : ETUDE DU x_F du D^0	 116
I - La simulation par Monte-Carlo	116
II - Résultats expérimentaux et comparaison avec le modèle	117
 Figures du Chapitre V	 119
 CONCLUSION	 129
REFERENCES	131

INTRODUCTION

Le monde des particules élémentaires est régi par les constituants de base que sont les leptons et les hadrons. Jusqu'en 1970, on pouvait décrire tous les hadrons connus à l'aide des 3 quarks u , d , s . En 1967, Glashow, Weinberg et Salam ont proposé un modèle basé sur une théorie de jauge décrivant de manière unifiée les interactions électromagnétiques et faibles des quarks et des leptons. La confrontation des prédictions théoriques de ce modèle avec les données expérimentales a amené Glashow, Iliopoulos et Maiani [GIM] à envisager l'existence d'un 4^{ième} quark, le quark charmé c . En 1974, la découverte du méson vecteur J/Ψ constitué d'une paire $c\bar{c}$ a largement confirmé ces prédictions.

Depuis, de nombreuses expériences d'annihilation e^+e^- , de hadroproduction et leptoproduction ont enrichi le spectre des hadrons charmés comportant un seul quark c , permettant l'étude de leurs propriétés de désintégration et de leur mécanisme de production. L'expérience NA14/2 programmée en 1983 se proposait d'étudier ces différents aspects à l'aide d'un faisceau de photons à haute énergie en utilisant les développements récents des détecteurs de vertex au silicium, grâce auxquels on peut reconstruire les particules à faible durée de vie. Dans la photoproduction, les états finals charmés représentent une fraction plus importante de la section efficace totale qu'en hadroproduction. Pour les prédictions théoriques, la grande masse du quark charmé permet l'application des calculs perturbatifs de la chromodynamique quantique (QCD). Le mécanisme de production est en outre sensible à la fonction de structure des gluons dans le nucléon cible. Dans un domaine non-perturbatif, l'observation de rapports de production de différentes particules charmées comme D^* et D ou D^+ et D^0 permet de tester les modèles d'hadronisation du quark c qui décrivent la formation des particules observées.

Dans ce travail, nous avons recherché la désintégration du méson D^0 dans le mode $K^-\pi^+\pi^0$. Puis nous avons étudié l'hadronisation du quark charmé en mésons D et D^* . Enfin la dynamique de la production a été examinée au travers des distributions inclusives de la variable x_F de Feynman.

Le premier chapitre présente la description théorique de la production du charme. On y insiste plus particulièrement sur les prédictions de QCD qui concernent la photoproduction. Sont présentés ensuite les modèles d'hadronisation notamment ceux qui sont basés sur un modèle de cordes. Les modèles de la désintégration des particules charmées sont également abordés dans ce chapitre.

Le chapitre II décrit le spectromètre NA14/2, organisé autour du détecteur de vertex qui joue un rôle essentiel dans l'extraction d'un signal de charme.

Les différentes étapes du traitement des 17 millions de données brutes collectées par notre expérience font l'objet du chapitre III. La méthode de reconstruction des vertex de production et de désintégration des particules charmées y est détaillée.

Nous nous attacherons à montrer dans le chapitre IV que nous avons pu extraire de nos données le signal de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. La durée de vie du D^0 , le diagramme de Dalitz de la désintégration, les distributions d'énergie et de p_t^2 sont présentés pour ce signal.

Nous calculons ensuite le rapport des taux de production des D^{*+} et des D^0 à l'aide des signaux observés dans les canaux $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Le résultat est comparé au rapport des taux de production normale d'un vecteur et d'un scalaire. Le rapport de production du D^+ et du D^0 , dominé par la production des D^* , est également calculé. Les distributions de x_F des D^0 détectés dans le canal $K^- \pi^+$ sont présentées ensuite. Elles sont comparées aux prédictions du processus de fusion gamma-gluon de QCD au premier ordre. L'ensemble de ces résultats est rassemblé dans le chapitre V.

Nous avons toujours spécifié les signes des particules chargées et l'état conjugué de charge est sous-entendu.

CHAPITRE I

PRODUCTION, HADRONISATION

ET

DESINTEGRATION DU CHARME

Nous exposons les aspects théoriques de la production du charme en insistant plus particulièrement sur les prévisions de QCD à l'ordre le plus bas qui sont utilisées par le programme de simulation de l'expérience. Il faut ensuite avoir recours à des modèles d'hadronisation pour expliquer de quelle manière se forment les particules observées à partir des quarks charmés. Nous discutons enfin les différentes descriptions de la désintégration des particules charmées en montrant notamment comment elles permettent de prédire la différence des durées de vie du D^0 et du D^+ .

A) PRODUCTION DE PAIRES $c\bar{c}$

I – Dans les collisions e^+e^-

Le modèle des partons explique la création de paires $c\bar{c}$ par l'annihilation d'un électron et d'un positron en un photon qui se désintègre ensuite en un quark et un antiquark. Seules la charge et la masse des quarks interviennent dans cette vision naïve, en vertu de laquelle :

$$\sigma_{c\bar{c}} = \frac{2\pi\alpha^2}{3s} \beta(3 - \beta^2) \left(\frac{2}{3}\right)^2$$

où : $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$,

\sqrt{s} désigne l'énergie dans le centre de masse de la collision,

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_c^2}{s}}.$$

Un calcul QCD ne modifie le résultat précédent que par des termes d'ordre $\frac{\alpha_s}{\pi}$.

II – La hadroproduction

Nous plaçant dans le cadre de QCD, quatre processus fondamentaux entrent en jeu [Com 79]. Ils sont représentés à l'ordre le plus bas sur la figure 1. Leurs états finals sont suffisamment différents les uns des autres pour qu'on puisse considérer ces mécanismes séparément. Nous les regroupons en deux familles, celle des processus de fusion et celle des processus de diffusion.

– *La fusion $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ et $gg \rightarrow c\bar{c}$ ou création de saveur*

La fusion $q\bar{q}$ en un gluon coloré accompagnée de l'émission de gluons mous de façon à obtenir un état final singulet de couleur fut envisagée pour expliquer la

hadroproduction du J/Ψ . L'observation du rapport des sections efficaces sur proton et antiproton, supérieur à 1, nous indique que la fusion de deux gluons intervient également. Les deux mécanismes pris conjointement reproduisent convenablement les sections efficaces et les distributions de x_F obtenues notamment par le spectromètre Ω [Glü 78] pour la hadroproduction du J/Ψ . D'une manière générale dans la production du charme par interaction de hadrons, ces mécanismes correspondent à une composante centrale, les particules charmées étant émises à petits x_F .

- *La diffusion $qc \rightarrow qc$ et $gc \rightarrow gc$ ou excitation de saveur*

On fait appel à la mer charmée de la cible; le résultat d'un calcul sera très dépendant de la fonction de structure correspondante mais il n'est pas impossible que cette contribution soit forte [Bar 82] (Fig. 2). Là encore, le sous-processus impliquant un gluon est d'une importance non négligeable. Le phénomène d'excitation de saveur va donner naissance à un état final de type diffractif, les particules étant émises plus fréquemment que dans le cas précédent à des x_F élevés. Il ne contribue pourtant pas à la production du J/Ψ .

Ces différentes composantes de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dx_F}$ sont représentées sur la figure 2b, en comparaison avec les résultats obtenus aux ISR pour des signaux de D^0 , D^+ et Λ_c^+ . L'excitation de saveur mettant en jeu un quark spectateur qui peut facilement se recombinaison avec deux quarks de valence, on a tendance à voir apparaître un baryon charmé. On explique ainsi la forte proportion de Λ_c^+ à hauts x_F dans les interactions pp .

III – Photoproduction [Fon 81]

1) *Le modèle VDM de dominance du photon par des mésons vecteurs : [Bau 78]*

Les interactions photon – hadron ayant mis en évidence l'existence d'un comportement hadronique du photon, amplitude de diffusion vers l'avant essentiellement imaginaire, section efficace totale qui varie lentement avec l'énergie et qui n'est pas proportionnelle au nombre de masse A sur cible nucléaire, on a imaginé de représenter le photon par des mésons 1^- au moment de l'interaction. Ceci est envisageable puisque le temps de fluctuation d'un photon en une paire $q\bar{q}$ est nettement supérieur à la durée de l'interaction. Dans ce cadre là, on écrit que :

$$\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) = \alpha \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\Psi,\dots} \frac{4\pi}{g_V^2} \sigma(V p \rightarrow c\bar{c}X)$$

où $\frac{4\pi}{g_V^2}$ représente l'intensité du couplage du photon au vecteur V pour une masse nulle du photon.

Trois types d'expériences nous fournissent une valeur de g_V :

- l'observation de la largeur leptonique de désintégration de V .

$$\frac{g_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^3}{3} \frac{m_V}{\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)}$$

On obtient [Mar 78] :

V	ρ	ω	ϕ	ρ'	$\Psi(3095)$	$\Psi'(3684)$	$\Psi'(3772)$	$\Psi''(4050)$
$\frac{g_V^2}{4\pi}$	2,5	18	15	17	12	31	53	31

Cette détermination est valable à la masse m_V du vecteur et il est nécessaire de procéder à une extrapolation pour un photon réel. Une loi empirique nous dit que pour le charme $g_\Psi(0) = 2,5 g_\Psi(m_\Psi)$.

- la photoproduction diffractive de V ,

$$\frac{g_V^2}{4\pi} = \alpha \frac{|T_{VV}|^2}{|T_{\gamma V}|^2}$$

où T désigne la matrice de transfert.

- la désintégration forte de V , pour le ρ par exemple,

$$\frac{g_V^2}{4\pi} = 12 \frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)}{m_\rho} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{-3/2}$$

Dans une version généralisée de ce modèle (GVDM), sommant sur la suite complète des mésons Ψ , on obtient une section efficace totale de photoproduction du charme analogue à celle de QCD. Les deux résultats ne sont pas à sommer, le modèle VDM étant à considérer comme une alternative phénoménologique à la théorie QCD.

2) Prédiction de QCD

La masse de quark charmé ($\sim 1,5 \text{ GeV}/c^2$) étant nettement supérieure à la valeur du paramètre de coupure Λ ($\sim 0,2 \text{ GeV}$), la production du charme peut sans conteste être envisagée dans le cadre de QCD perturbative.

a) La fusion photon-gluon

Ce processus d'ordre le plus bas est l'équivalent de la production d'une paire de leptons par un photon dans le champ coulombien d'un nucléon, la diffusion photon-photon. Le diagramme 3a mène, en moyennant sur les huit états de couleur du gluon, à la section efficace :

$$\sigma_{\gamma g}(s) = \frac{\pi\alpha\alpha_s}{s} \left(\frac{2}{3}\right)^2 \left[(3 - \beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \theta(s - 4m_c^2)$$

où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse du système γg ,

$$\beta = \left(1 - \frac{4m_c^2}{s}\right)^{1/2}$$

Le résultat final dépend sensiblement d'un certain nombre de paramètres :

- $\alpha_s(Q^2)$.

On peut montrer que si on néglige la variation de α_s avec Q^2 , on ne change pas sensiblement le résultat. Par exemple, en prenant α_s comme une constante fixée à sa valeur pour un Q^2 de 13 GeV^2 , soit une valeur proche de celle du seuil de la réaction, et limitant l'énergie du photon à 200 GeV , la section efficace n'est modifiée que de 1% [Bab 78]. Mais la variation de $\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}X)$ lorsqu'on fait passer α_s de :

$$\alpha_s^{max} = \frac{0,5}{1 + 0,36 \ln(4Q^2)} \quad \text{à} \quad \alpha_s^{min} = \frac{1}{2} \alpha_s^{max}$$

domaine dans lequel l'intensité du couplage quark-gluon est susceptible de varier [Cut 77], n'est pas négligeable (Fig. 4b).

- la fonction de structure du gluon $G(x)$:

La section efficace sur nucléon est donnée par la convolution de la section efficace différentielle $\sigma_{\gamma g}(xs)$ et de la distribution de la fraction d'impulsion emportée par le gluon $G(x)$:

$$\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}X) = \int_{\frac{4m_c^2}{s}}^1 \sigma_{\gamma g}(xs) G(x) dx$$

La seule contrainte expérimentale provient des expériences de diffusion profondément inélastique :

$$\int_0^1 xG(x)dx = 0,5$$

Différentes écoles de pensée précisent la forme de G :

- Un modèle naïf, basé sur la prise en compte de règles de comptage pour x au voisinage de 1 et de la théorie de Regge pour x au voisinage de 0 donne :

$$xG(x) = 3(1-x)^5$$

- Un calcul réalisé dans le cadre du modèle invariant d'échelle des partons. $D_{gq}(z)$ étant la probabilité pour qu'un quark q émette un gluon emportant la fraction z de son moment et D_{qN} désignant la distribution de ce quark dans le nucléon :

$$G(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} D_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) D_{qN}(y)$$

Une hypothèse envisageable est $D_{gq}(z) = \frac{1}{z}$ d'après Altarelli, la mollesse en $\frac{1}{z}$ quand z tend vers 0 étant imposée par le spin 1 du gluon.

Une estimation de ce genre est :

$$G^{Brems}(x) = 12,6(1-x)^5 + 1,6 \frac{(1-x)^7}{x}$$

- L'idée de gluons enfermés dans un sac de 0,7 fm,

$$G^{bag}(x) = \frac{3,8}{x} e^{-(x/0,15)^2}$$

- L'idée mixte qui combine ces effets non-perturbatifs avec le *Bremsstrahlung* de quarks de valence,

$$G^{bag-Brems}(x) = \frac{1}{x} \left[0,4(1-x)^4 + 3,2e^{-(x/0,15)^2} \right]$$

Les différentes fonctions $xG(x)$ correspondantes sont représentées sur la figure 4a, les sections efficaces en fonction de l'énergie sur la figure 4b. Les fonctions "naïve", "Brems" et "bag-Brems" ont été utilisées dans notre programme de simulation pour prédire les distributions inclusives de x_F des mésons D^0 (Chap. V).

- la valeur de m_c :

Le taux de production du charme prévu augmente lorsqu'on fait diminuer m_c , les contraintes cinématiques étant de plus en plus compatibles avec la création de paires $c\bar{c}$ de faible masse invariante encouragée par l'élément de matrice de QCD.

- la définition de Q^2 :

m_{\perp} désignant la masse transverse $\sqrt{p_{\perp}^2 + m_c^2}$ d'un quark charmé, Q^2 peut être raisonnablement pris égal à m_{\perp}^2 ou $4m_{\perp}^2$.

Un résumé des sections efficaces déterminées expérimentalement est donné par la figure 5. On constate que le modèle de fusion γg les reproduit correctement, aussi bien en amplitude que pour la variation avec l'énergie incidente, pour des masses m_c au moins égales à $1,5 \text{ GeV}/c^2$. La fonction de structure naïve du gluon suffit à reproduire les données. Elle était aussi favorisée par l'extrapolation à très haute énergie du modèle VDM qui nous dit que [Fri 78] $\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma = 1,2 \mu\text{b}$ tandis que le modèle de fusion γg avec $G(x) = 0,5 \frac{n+1}{x} (1-x)^n$ indique :

n	5	7	9
$\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma(\mu\text{b})$	1,65	2,19	2,74

La confrontation de ces deux prévisions semble favoriser $n = 5$.

b) Contribution des ordres supérieurs : (Fig. 3bcd)

Le diagramme qui correspond à la fusion γg avec un *Bremsstrahlung* de gluon supplémentaire représente une correction d'ordre $\frac{\alpha_s}{\pi}$ par rapport à l'ordre le plus bas de QCD. Les deux autres diagrammes correspondent aux mécanismes de fusion gg et qq que nous avons déjà rencontrés pour la hadroproduction. Ils font intervenir des quarks légers et leur contribution peut être d'une certaine importance. Prolongeant aux ordres supérieurs de QCD l'analogie, du point de vue des résultats quantitatifs, entre la contribution ponctuelle du photon et sa contribution hadronique, on remplace les deux derniers diagrammes par leurs équivalents VDM (Fig. 3c'd') pour évaluer :

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}X) &= \alpha \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{4\pi}{g_V^2} \sigma(VN \rightarrow c\bar{c}X) \\ &\simeq \alpha \sum \frac{4\pi}{g_V^2} \sigma(\pi^0 N \rightarrow c\bar{c}X) \simeq \frac{\sigma(\pi^0 N \rightarrow c\bar{c}X)}{200} \\ &\simeq 25 \text{ nb à } 50 \text{ GeV}\end{aligned}$$

$$50 \text{ nb à } 100 \text{ GeV}$$

ce qui est à comparer aux plusieurs centaines de nb mesurées dans la même bande d'énergie pour la totalité des contributions à la section efficace.

3) La diffraction - dissociation : [Str 88]

Les mécanismes décrits précédemment mènent à des états finals inélastiques, une certaine proportion de l'énergie incidente n'étant pas emportée par le charme. Dans le cas présent par contre, on assiste à la production quasi-élastique d'un objet excité qui décroît en une paire $c\bar{c}$. Environ 30% des états finals contiennent un J/Ψ . Au-dessus du seuil de production du charme ouvert on rencontre aussi des états $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$.

Ces phénomènes peuvent être interprétés dans le cadre d'un modèle de collisions périphériques inspiré des interactions hadroniques. On admet que le nucléon peut émettre à longue distance un ensemble de gluons que nous appellerons Pomeron. La photoproduction diffractive est alors décrite par un processus d'interaction γ - Pomeron non diffractif. Dans le cas de la production de saveurs lourdes il est raisonnable d'introduire le diagramme de fusion γg de QCD (Fig. 6a). Pour cette partie diffractive de la production, la fonction de structure du gluon dans le nucléon est obtenue par la convolution de la fonction de structure du gluon dans le Pomeron et de celle du Pomeron dans le nucléon :

$$G_{g/N}^D = G_{g/P} \otimes G_{P/N}$$

Streng considère que $G_{g/P}$ est comprise entre deux limites qui sont :

- $G_0(x) = 6(1-x)$

Le Pomeron représente alors l'échange de deux gluons. G_0 est la fonction la plus dure envisageable.

- $G_5(x) = \frac{6}{x}(1-x)^5$

Le Pomeron est constitué d'un ensemble de gluons aussi mous que la mer des gluons dans un nucléon.

La fonction $G_{g/P}$ peut être testée en observant le rapport des taux de production des paires de charme et de beauté qui dépend significativement de la fraction des gluons dans le Pomeron.

c) Observations expérimentales :

La section efficace totale de photoproduction du Ψ est de 25 nb. Sa variation en fonction du transfert peut être représentée par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{-bt} \quad (\text{Fig. 7a})[\text{Cam 75}]$$

où b est une fonction du rayon de l'interaction valant de l'ordre de 100 GeV^{-2} pour le Silicium et 3 GeV^{-2} pour un nucléon. La figure 7b met en évidence l'existence d'un taux de production non-élastique qui participe pour 30% à la section efficace totale. En effet, se ramenant à un transfert nul, lorsque la différence d'énergie entre le Ψ et le photon incident augmente, on constate que la section efficace différentielle croît, notamment à E_γ égale à 15 GeV lorsque $E_\gamma - E_\Psi$ est amenée à 5 GeV.

4) Composante de charme intrinsèque :

Une autre source de photoproduction de paires $D\bar{D}$ ou $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ peut être imaginée si l'on admet l'existence d'une composante charmée au sein du nucléon cible ou même du photon incident.

a) Dissociation diffractive du charme intrinsèque du photon :

On reprend l'image d'un photon dominé par des mésons vecteurs légers ρ, ω, ϕ (Fig. 6b). On peut estimer l'importance de ce mécanisme en se référant aux résultats concernant la hadroproduction diffractive du charme [Koe 80]. La connaissance de $\sigma(\pi^- p \rightarrow D\bar{D}X)$, de l'ordre de $40 \mu\text{b}$ à \sqrt{s} égale à 20 GeV, permet de remonter à :

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma p \rightarrow \bar{D}^0 X) &= 100 \text{ nb à } \sqrt{s} = 20 \text{ GeV} \\ &= 25 \text{ nb à } \sqrt{s} = 10 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Cette composante n'est pas d'une grande importance pour NA14/2 pour laquelle \sqrt{s} est de l'ordre de 14 GeV.

b) Charme intrinsèque du proton :

On fait intervenir le processus Compton $\gamma c \rightarrow gc$ (Fig. 6c) qui utilise un quark charmé de la mer du proton. Cette contribution est très faible, de l'ordre de 5 nb pour un photon de 50 GeV et elle décroît avec l'énergie.

Il faut être prudent vis-à-vis de ces prévisions, l'expérience EMC [Aub 82] ayant montré en photoproduction virtuelle grâce à l'observation de dimuons à des valeurs élevées de la variable x de Bjorken que l'importance de la composante de charme intrinsèque du nucléon avait tendance à être surestimée.

B) L'HADRONISATION DU CHARME

Dans le cas où l'état final ne se réduit pas à un état lié $c\bar{c}$, il nous faut expliquer comment la naissance de quarks additionnels au sein du champ de couleur peut permettre de construire des mésons et des baryons charmés. Différents modèles décrivent ces phénomènes non-perturbatifs. On insistera plus particulièrement sur le modèle des cordes dans la vision de Lund, utilisé par notre programme de simulation.

I - Le modèle de fragmentation indépendante [Fie 78]

Le quark q_0 du jet d'origine se combine avec un antiquark \bar{q}_1 pour former un méson de premier rang. Le processus d'hadronisation se reproduit alors identique à lui-même à partir de q_1 . La cascade s'interrompt lorsque la totalité du moment disponible est épuisée. Les paramètres de ce modèle sont :

- $f(\eta)$ la probabilité pour que lors de la première fragmentation, une fraction η du moment du jet d'origine soit laissée aux mésons de rang supérieur à 1 ($\eta = 1 - z$),
- les fréquences relatives d'apparition des différentes saveurs,
- la répartition en mésons vecteurs et pseudoscalaires,
- la distribution des moments transverses, dont les résultats du modèle dépendent peu. Partant du principe que le moment transverse p_t du hadron reste limité quand l'impulsion du jet augmente, on simplifiera en disant que pour le méson $q_i\bar{q}_{i+1}$ on a $p_t(q_i) = -p_t(\bar{q}_{i+1})$. Les p_t des quarks sont distribués de façon gaussienne; la largeur σ de 350 MeV est imposée par l'observation des pions de l'état final, après désintégration des particules instables.

Globalement, tous rangs confondus, la probabilité $D_q^h(z)$ pour qu'on trouve un hadron h issu du jet q avec la fraction z du moment initial est donnée par l'équation intégrale :

$$D_q^h(z) = f(1-z) + \int_z^1 f(\eta) D_q^h\left(\frac{z}{\eta}\right) \frac{d\eta}{\eta}$$

Les expériences de collision de leptons suggèrent de prendre $f(\eta) = 1 - a + 3\eta^2$ avec $a \simeq 0,77$ (Fig. 9a). Le fait que $f(\eta)$ tende vers une constante quand η tend vers 0 entraîne que $D_q^h(z)$ tend vers une constante lorsque z tend vers 1. Cette description répartit les particules sur un plateau de rapidité pour les valeurs élevées de y égale à $-\ln(z)$, avec 2,2 particules par unité de y . De plus les mésons de rangs successifs sont non seulement corrélés en saveur mais aussi en rapidité. Ce type de paramétrisation reproduit convenablement les résultats expérimentaux en dehors du fait que la production des baryons est omise, la description de l'apparition d'une paire diquark - antiquark étant insuffisamment contrainte par l'expérience.

II – Le modèle des *clusters*

On cherche à décrire le développement à partir d'un *jet* d'origine d'une gerbe de partons qui se répartissent en *clusters* singulets de couleur. On utilise la QCD perturbative, les ordres supérieurs étant traités dans l'approximation des logarithmes dominants. On calcule des probabilités $P_{i \rightarrow jk}(x)$ pour qu'un parton j accompagné de k et issu du *jet* i emporte une fraction x du moment [Fox 80] :

$$P_{q \rightarrow qg}(x) = \frac{4}{3} \frac{1+x^2}{1-x^2} \quad \left(\text{Altarelli utilise } \frac{1}{x}, \text{ voir page 6} \right)$$

$$P_{g \rightarrow qq}(x) = \frac{1}{2} (x^2 + (1-x)^2)$$

$$P_{g \rightarrow gg}(x) = 3 \left(\frac{1-x}{x} + \frac{x}{1-x} + x(1-x) \right)$$

La formation des hadrons observés est alors expliquée par un modèle de décroissance des *clusters*. La simulation de Webber [Web 84] fait les hypothèses suivantes :

- la désintégration est quasiment à deux corps,
- les rapports d'embranchements sont déterminés par l'espace de phase et la dégénérescence de spin,
- il n'y a pas de corrélations de spins; la décroissance est isotrope.

Les distributions de moments transverses et de multiplicités ainsi que les spectres des hadrons identifiés sont en accord avec les données d'annihilation e^+e^- .

III – Le modèle des cordes [Art 83]

On considère que la fragmentation a lieu au sein d'un tube fin qui relie le quark q_0 et l'antiquark \bar{q}_0 d'origine et dans lequel règne un champ de couleur constant. L'hamiltonien \mathcal{H} du système est :

$$\mathcal{H} = P_1 + P_2 + K |x_1 - x_2|$$

où K est la tension de la corde.

Dans le système du centre de masse de la paire, de masse M , les deux quarks s'éloignent puis se rapprochent l'un de l'autre comme un yoyo (Fig. 8a). Leur distance relative maximale est M/K et la période de l'oscillation est $2M/K$. Le mouvement de la corde observé après un *boost* de Lorentz est représenté sur la figure 8b. La quantification du système fournit les énergies propres de la corde :

$$E_n = \sqrt{2\pi K n} \quad [\text{Art 88}]$$

C'est l'apparition successive de paires $q_i \bar{q}_i$ en un point (x_i, t_i) qui va donner naissance aux mésons de l'état final. q_i et \bar{q}_i s'éloignent l'un de l'autre avec des

impulsions opposées tandis que le champ s'annule entre eux. Le méson $q_i\bar{q}_j$ de masse m correspond à l'état oscillant d'une corde dont les extrémités sont contraintes d'obéir à :

$$(x_i - x_j)^2 - (t_i - t_j)^2 = \frac{m^2}{K^2}$$

qui est l'équation d'une hyperbole paramétrisable par la rapidité y du méson,

$$(x_i - x_j, t_i - t_j) = \frac{m}{K} (\cosh y, \sinh y)$$

Ceci amène à une croissance en moyenne de la rapidité des mésons au fur et à mesure qu'ils se construisent (Fig. 8c).

Lorsqu'un quark est massif, son mouvement est hyperbolique, avec les droites précédentes pour asymptotes.

On vient de présenter un cadre général dans lequel le choix particulier d'une probabilité de fragmentation en un point donné va nous fixer dans un modèle d'hadronisation déterminé.

1) Le modèle de Lund simple [And 83]

On peut se référer à une règle d'or de Fermi pour choisir l'élément de probabilité de fragmentation $dP = |M|^2 dn$ où M est un élément de matrice et dn est la densité d'états disponibles. Si on prend M constant et dn proportionnelle à dm^2 comme on l'a vu, si z représente la fraction de l'énergie - impulsion totale d'un jet q_i emportée par un méson $q_i\bar{q}_j$, on a alors :

$$\frac{dP}{dz} = 1$$

ce qui nous mène à une équation intégrale similaire à celle qu'on a rencontrée pour le modèle de fragmentation indépendante, mais avec $f(z) = 1$.

Pour deux mésons successifs de même masse, la distribution des sauts de rapidité Δy est :

$$\frac{dP}{d\Delta y} = \exp(-\Delta y) \left[\ln[1 + \exp(\Delta y)] - \frac{1}{1 + \exp(-\Delta y)} \right] \quad \text{et} \quad \langle \Delta y \rangle = 1$$

Le modèle de Lund simple alloue une distribution gaussienne de l'impulsion transverse aux quarks et génère pseudoscalaires et vecteurs selon la proportion naturelle 1/3. Les fonctions de fragmentation D sont similaires à celles que l'on obtient pour la paramétrisation de Field-Feynman (Fig. 10a). La tendance du modèle de Lund à créer plus de particules à grands z est compensée par des répartitions entre pseudoscalaires et vecteurs différentes qui tendent à rééquilibrer la distribution des énergies des particules stables (Fig. 10b).

2) Le modèle de Lund standard

On inclut dans le modèle précédent un certain nombre de corrections. Par la prise en compte des interactions spin - spin on augmente le taux de production des pseudoscalaires légers relativement à celui des mésons vecteurs. L'émission de gluons colinéaires aux jets mène à des fonctions $f(z)$ de la forme $(1+c)(1-z)^c$ où c est compris entre 0,3 et 0,5. L'effet de l'extension spatiale finie du champ est de diminuer la production de particules de z élevés. Lorsqu'on introduit aussi la production des baryons et l'émission de gluons durs on obtient alors le modèle de Lund standard (Fig. 9a).

3) La symétrie gauche - droite

Nous voulons que le schéma itératif de fragmentation d'une paire $q_0\bar{q}_0$ fournisse des résultats qui soient indépendants en moyenne du choix du jet d'origine, q_0 ou \bar{q}_0 . On démontre que la seule forme possible pour une fonction f engendrant un processus itératif symétrique est la suivante :

$$f_{\alpha\beta}(z) = N_{\alpha\beta} \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} \exp(-bm_\perp^2/z)$$

où α est un indice qui se rapporte à la saveur de laquelle on part,

β est un indice qui se rapporte à la saveur apparue pour hadroniser le jet. Il y a deux coefficients différents a_α et a_β pour chaque type de quark.

m_\perp est la masse transverse du méson qui vient de se constituer tandis que $N_{\alpha\beta}$ est une simple constante de normalisation.

4) Discussion de la fragmentation du charme

Dans le modèle de Lund standard, la valeur moyenne de la fraction d'énergie-impulsion totale disponible emportée lors d'une fragmentation reste proche de 0,5 malgré les corrections liées à la prise en compte de l'émission de gluons colinéaires. Ceci entraîne que les particules légères produites peuvent souvent avoir une rapidité supérieure à celle des objets charmés. Ceci ne semble pas physique, Bjorken [Bjo 78] ayant suggéré que pour un hadron de très grande masse,

$$\langle z \rangle \simeq 1 - \frac{1 \text{ GeV}}{M}$$

résultat que l'on peut dériver de l'hypothèse selon laquelle tous les hadrons primaires sont également espacés en rapidité en moyenne. Dans un modèle symétrique pour lequel tous les coefficients a_α et a_β sont égaux à a , on peut prédire que :

$$\langle z \rangle \simeq 1 - \frac{a+1}{bM^2}$$

Avec $a = 1$ et $b = 1/2, 25 \text{ GeV}^{-2}$, pour un jet c , le hadron de premier rang sera en moyenne plus rapide de 0,65 unités que tout autre hadron. La comparaison de la fonction de fragmentation calculée D du charme avec la fonction issue des données de leptoproduction (Fig. 9b) favorise nettement le modèle de Lund symétrique.

5) Le modèle de Bowler : [Bow 81]

L'hypothèse de Lund a le désavantage d'encourager la fragmentation à des temps relativement longs après l'apparition du jet et la fonction $f(z)$ est constante. Tout ceci n'est pas très intuitif. On peut pallier ces inconvénients en choisissant une probabilité de fragmentation constante par unité d'espace-temps :

$$\frac{dp}{dx dt} = \mathcal{P}$$

selon l'idée d'Artru et Mennessier. Les points en lesquels apparaissent les paires $q\bar{q}$ ne sont pas limités à une famille d'hyperboles; un spectre continu de masses de hadrons est généré. La fonction de fragmentation des mésons primaires, qui contiennent des quarks d'origine, est donnée par :

$$f(M^2, z) = \frac{\mathcal{P}}{2\alpha^2} \frac{1}{z} \exp \left\{ -\frac{\mathcal{P}\mu^2}{2\alpha^2} \left[\frac{M^2}{\mu^2 z} - 1 - \ln \left(\frac{M^2}{\mu^2 z} \right) \right] \right\}$$

où α est la tension de la corde,

μ est la masse du quark d'origine,

M est la masse du méson primaire.

Dans la limite où l'on fait tendre μ vers 0, partant d'un comportement en $\frac{1}{z}$ de f et intégrant sur le spectre de masse, on retrouve :

$$f_0(z) = 1$$

On peut montrer que pour les mésons légers qui apparaissent les premiers, qu'ils contiennent ou non un quark d'origine, il existe une formule itérative qui engendre une distribution plate de rapidité. Pour les valeurs élevées de $\frac{\mathcal{P}\mu^2}{2\alpha^2}$ les valeurs de z proches de 1 sont nettement favorisées. Ainsi pour une saveur lourde, intégrant toujours sur M , la fonction de fragmentation primaire varie approximativement comme :

$$f_\mu(z) \propto \exp \left[-\frac{\mathcal{P}\mu^2}{4\alpha^2} (1-z)^2 \right]$$

On retrouve un pic aux environs de $z = 1$ dont la largeur est $\frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{4\alpha^2}{\mathcal{P}}}$ soit $\frac{1 \text{ GeV}}{\mu}$ comme le suggérait Bjorken.

6) L'hadronisation du charme dans notre programme de simulation [Rou 87]

On génère des paires $c\bar{c}$ par fusion γg à l'ordre le plus bas de QCD. Les hadrons observés sont issus du processus de fragmentation de Lund. Une corde baryonique est tendue entre le quark c et un diquark Q du nucléon cible. Une corde mésonique se tend entre \bar{c} et le quark résiduel q de la cible. Ces processus sont représentés sur

la figure 11. Les fonctions de structure des composants du nucléon sont issues de la physique à petits p_t . Un comportement en $1/\sqrt{x}$ est alloué à q aux petits x tandis que la fonction de structure de Q varie en $x^{1,5}$, ce qui fait qu'il emporte la majeure partie de l'énergie de la cible. De cette façon les hadrons sont produits au sein de deux cordes de masses très différentes. On s'attend à une nette asymétrie des taux de production des particules et anti-particules charmées, au moins pour les photons de faible énergie du spectre de NA14/2.

- L'asymétrie $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$:

L'idée première est que la faible masse de la corde mésonique $\bar{c}q$ (Fig. 12a), dont la distribution est piquée autour de $3 \text{ GeV}/c^2$, va pénaliser la production de $\bar{\Lambda}_c$ par rapport à celle du Λ_c . Mais la totalité de la masse de la corde cQ (Fig. 12b) n'est plus disponible au-delà d'un certain seuil pour produire le baryon charmé, une partie de l'énergie pouvant être prise par des paires $q\bar{q}$ et $Q\bar{Q}$ issues du champ de couleur. Ces deux effets font en sorte que les productions de Λ_c et $\bar{\Lambda}_c$ sont similaires à haute énergie. C'est finalement la possibilité pour les cordes baryoniques de masse inférieure au seuil M_s de donner naissance à un Λ_c accompagné d'autres hadrons qui crée une asymétrie à basse énergie disparaissant de manière très abrupte. La valeur $4 \text{ GeV}/c^2$ a été choisie pour M_s de manière à reproduire le résultat de SHF obtenu avec des photons de 20 GeV .

- La production des mésons charmés

Aux énergies incidentes inférieures à 40 GeV , l'asymétrie D/\bar{D} est le reflet, en négatif, de l'asymétrie de production des baryons. Cet effet disparaît rapidement lorsque l'énergie augmente, le taux de production des baryons ne valant plus que 10% de celui des mésons.

On s'attend à un rapport de production D_s^+/D_s^- voisin de 1 puisque des effets d'espace de phase limitent la production de $D_s^- KX$ dans la corde mésonique.

Le rapport des productions du D^+ et du D^0 est dominé par l'effet de la production des D^* . Nous verrons dans le chapitre V que notre expérience confirme la valeur D^*/D égal à 3, ce qui est compatible avec des D chargés trois fois moins abondants que les D neutres.

La variation en fonction de l'énergie de l'abondance des mésons et baryons charmés est représentée sur la figure 13.

C) LA DESINTEGRATION DES PARTICULES CHARMEES

I - Le modèle des quarks spectateurs

Pour décrire la désintégration du charme favorisée par l'angle de Cabibbo, c'est-à-dire la décroissance avec changement d'étrangeté, l'idée la plus naturelle est de considérer que le quark léger d'un méson charmé est un simple spectateur de la désintégration du quark c , assurée par un boson W (Fig. 14a). L'analogie avec la décroissance leptonique du muon $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ est évidente et dans ce modèle naïf toutes les particules charmées auront la même durée de vie τ_c reliée à la durée de vie du muon τ_μ par :

$$\tau_c \sim \frac{1}{5} \left(\frac{m_\mu}{m_c} \right)^5 \tau_\mu$$

En prenant pour masse du quark charmé $m_c \sim 1,5 \text{ GeV}/c^2$ on trouve $\tau_c \sim 7 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, ce qui est seulement comparable à la valeur moyenne des durées de vie obtenues expérimentalement pour les différentes particules. Il est en effet à l'heure actuelle parfaitement établi que τ_{D^+} diffère de τ_{D^0} d'un facteur :

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} \sim 2,6$$

En moyenne mondiale,

$$\tau_{D^+} = 10,29^{+0,35}_{-0,29} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D^0} = 4,29^{+0,12}_{-0,11} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D_s} = 4,33^{+0,41}_{-0,32} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{\Lambda_c} = 1,64^{+0,24}_{-0,18} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

De même, le rayonnement de W étant dans ce modèle la seule source de décroissance semi-leptonique, on s'attend à des rapports d'embranchement égaux dans ces canaux. Or les données actuelles nous montrent qu'il n'y a recoupement des valeurs qu'en termes de largeurs partielles avec :

$$\Gamma (\text{particule charmée} \rightarrow eX) \sim 1,7 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

Ceci impose de rechercher l'origine de la disparité des durées de vie dans le secteur hadronique. Et en effet on a constaté notamment que le rapport d'embranchement de D^0 vers $\bar{K}^0 \Phi$, de l'ordre de 1%, était mille fois plus important que ce qui

pouvait être toléré par le modèle des quarks spectateurs, que $\text{BR}(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)$ était anormalement élevé par rapport à $\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$. Expérimentalement on mesure un rapport $\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)/\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ de l'ordre de 0,4. Selon le modèle des quarks spectateurs on aurait :

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \sim \frac{1}{2} \frac{1}{N_c^2} = \frac{1}{18}$$

d'après les diagrammes 14b et 14c. Le facteur de suppression de couleur $\frac{1}{N_c^2}$ égal à $\frac{1}{9}$ vient du fait que, les courants et les fonctions d'onde des mésons étant des singulets, la couleur transite d'une façon différente dans les deux diagrammes. Enfin, les rapports d'embranchement de D^0 et de D^+ dans une large variété de canaux à deux, trois ou quatre corps présentent des similarités, ce qui veut dire que les largeurs partielles sont différentes vu la différence des durées de vie. Ceci contredit toujours notre modèle. Pour pallier ses insuffisances, on peut prendre en compte un certain nombre de corrections :

- On peut introduire les corrections à l'interaction faible dues aux gluons durs, calculables en QCD grâce à la liberté asymptotique.
- On peut chercher à diminuer l'amplitude des décroissances hadroniques en faisant jouer des phénomènes d'interférences entre états finals.
- Au-delà de l'approximation du quark spectateur, l'introduction d'un diagramme d'échange de W augmente l'amplitude des désintégrations hadroniques du D^0 . La QCD démontre que les lois de conservation de l'hélicité et de neutralité de couleur de l'état final peuvent être respectées par ces mécanismes.
- Il faut introduire des interactions dans l'état final.

Les paramètres qui figureront dans les prévisions seront fortement contraints par la nécessité de reproduire à la fois la variété des durées de vie et des largeurs partielles.

II - Les corrections radiatives des gluons durs et le modèle de dominance du sextet [Gub 79]

Le Lagrangien effectif de l'interaction faible employé est, en ne tenant compte que des termes favorisés de Cabibbo,

$$\mathcal{L}_f = \frac{G}{2\sqrt{2}} \cos^2 \theta_c \left\{ c_- \left[\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u - \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) s \right] \right. \\ \left. + c_+ \left[\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u + \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) s \right] \right\} \\ + h.c.$$

où les coefficients c_+ et c_- sont issus de la sommation des échanges de gluons durs de QCD. On démontre [Lee 74] que $c_+^2 c_-$ est égal à 1 et que des valeurs typiques sont :

$$c_- \sim 2,15 \qquad c_+ \sim 0,68$$

Elles conduisent à prédire que $\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ est quarante fois plus grand que $\text{BR}(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)$. En effet, suivant toujours l'hypothèse du quark spectateur on a maintenant :

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \sim \frac{1}{2} \left(\frac{2c_+ - c_-}{2c_+ + c_-} \right)^2 \sim \frac{1}{50}$$

Donc, avec les valeurs de c_+ et c_- données par QCD, on a un désaccord plus prononcé que précédemment avec l'expérience. Il faut signaler que dans ce calcul il y a d'autres diagrammes à considérer en plus de 14b, 14c car les corrections de QCD induisent un nouveau terme, à savoir $(\bar{c}u)(\bar{d}s)$. Le rapport des valeurs expérimentales des largeurs partielles du D^0 dans les canaux $K^- \pi^+$ et $\bar{K}^0 \pi^0$ ainsi que le rapport des largeurs partielles du D^+ vers $\bar{K}^0 \pi^+$ et du D^0 vers $K^- \pi^+$ sont bien reproduits par cette description à condition de faire l'hypothèse

$$c_- \gg c_+$$

parce qu'alors on aura

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \rightarrow \frac{1}{2}$$

mais nous devons souligner que la condition $c_- \gg c_+$ n'est pas suggérée par QCD perturbative. Puisque le terme antisymétrique $(\bar{c}s)(\bar{d}u) - (\bar{c}u)(\bar{d}s)$, proportionnel à c_- , se transforme comme un sextet de SU(3) de saveur (ou une représentation 20 de SU(4)), nous appellerons ce modèle le modèle de dominance du sextet.

Nous plaçant maintenant dans ce modèle, nous allons voir que ce choix est compatible avec une augmentation de la durée de vie du D^+ en raison de l'importance de mécanismes de décroissance dont les effets sont annulés par interférence d'états singulets de couleur. Les amplitudes de décroissance des mésons D dues à la composante sextet sont représentées sur la figure 15. Pour le D^0 les deux termes font apparaître des singulets de couleur différents, respectivement $(\bar{d}u)(\bar{u}s)$ et $(\bar{d}s)(\bar{u}u)$. Aucun effet d'interférence n'intervient. Pour le D^+ les singulets sont $(\bar{d}s)$ et $(\bar{d}u)$ dans les deux termes. L'effet de l'interférence destructive, liée à l'identité des deux quarks \bar{d} et à la statistique de Fermi, est de rendre les largeurs partielles des désintégrations à deux corps du D^+ proportionnelles à c_+^2 . Si l'on néglige tout effet d'échange pour le D^0 et si l'on admet l'existence d'une interférence destructive totale pour les décroissances du D^+ à plus de deux corps, les largeurs partielles hadroniques sont :

$$\Gamma_{NL}^0 \# (c_-^2 + 2c_+^2) \left(\frac{M_D}{M_\mu} \right)^5 \Gamma_\mu$$

$$\Gamma_{NL}^+ \# 4c_+^2 \left(\frac{M_D}{M_\mu} \right)^5 \Gamma_\mu$$

En prenant également en compte les contributions semi-leptoniques, on conclut que :

$$\tau_{D^+} / \tau_{D^0} = \frac{c_-^2 + 2c_+^2 + 2}{4c_+^2 + 2}$$

La valeur expérimentale de ce rapport, 2,6, et la contrainte imposée par QCD, $c_+^2 c_-$ égal à 1, impliquent que c_- avoisine 2,6, ce qui est proche de la valeur typique indiquée précédemment. Ceci ne semble pas suffisant pour admettre une cohésion parfaite des résultats expérimentaux avec l'hypothèse d'une forte dominance du sextet. Elle tend à prédire des τ_{D^+} trop élevés, mais il est vrai que les décroissances à plus de deux corps n'ont pas été analysées en détail. L'application du modèle au méson D_s montre par contre que :

$$\tau_{D_s} \sim \tau_{D^0} \quad [\text{Big 80}]$$

prédiction qui est correctement vérifiée à l'heure actuelle.

III – L'échange de W et l'annihilation de saveurs [Ber 80]

Nous avons adopté jusqu'à maintenant l'approximation du quark spectateur. Cependant pour décrire les désintégrations favorisées de Cabibbo des mésons charmés, un diagramme d'échange de W (Fig. 14d) et un diagramme d'annihilation (Fig. 14e) sont à considérer respectivement pour le D^0 et le D_s .

La contribution à $\Gamma_{tot}(D^0)$ du diagramme d'échange est donnée par :

$$\Gamma_{\text{échange}}(D^0) \sim \frac{1}{3} G^2 |f_D|^2 m_s^2 m_D$$

où f_D et m_s sont la constante de désintégration $D \rightarrow \mu\nu$ et la masse du quark s , qui apparaît pour des raisons de conservation de l'hélicité. On a maintenant :

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} \sim 1 + \frac{\Gamma_{\text{échange}}(D^0)}{\Gamma_{\text{spect.}}(D)} > 1$$

ce qui est encourageant, mais à cause du facteur de couleur $\frac{1}{3}$ et du facteur d'hélicité m_s^2 notre modèle prédit :

$$\Gamma_{\text{échange}}(D^0) \ll \Gamma_{\text{spect.}}(D)$$

Mais il y a des raisons pour douter de cette estimation naïve. Tout d'abord le facteur f_D dans l'expression de $\Gamma_{\text{échange}}$ ne doit pas être égal à f_D dans la

désintégration $D \rightarrow \mu\nu$, car le W est entouré par des gluons mous. D'autre part, on peut aussi douter du facteur de suppression m_s dû à la conservation de l'hélicité. En effet, la possibilité offerte aux quarks d'émettre un gluon au cours d'un processus d'échange ou d'annihilation va leur permettre de satisfaire la loi de conservation de l'hélicité sans terme de suppression de masse. On peut simuler la structure complexe des quarks entourés d'un nombre indéfini de gluons colorés en ne respectant pas strictement la composition V-A du courant faible. On utilise l'Hamiltonien effectif des désintégrations des mésons charmés favorisées de Cabibbo :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_c [\bar{u}(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)d(x)\bar{s}(x)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma_5)c(x)] + h.c.$$

Alors,

$$R = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(D^+ \rightarrow \text{hadrons})} \simeq \frac{\Gamma_{D^0}^{\text{spect.}} + \Gamma_{D^0}^{\text{éch.}}}{\Gamma_{D^+}^{\text{spect.}}} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow s\bar{d}) + \Gamma(D^0 \rightarrow sud\bar{u})}{\Gamma(D^+ \rightarrow sudd\bar{d})}$$

est une fonction qui varie assez rapidement avec $\varepsilon = \frac{g_A}{g_V} - 1$.

R peut être largement supérieur à 1 comme l'indique le tableau suivant :

ε	-0,3	-0,2	-0,1	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
R	2,18	1,20	1	1,25	1,85	2,68	3,58	4,58	5,59

Un calcul perturbatif indique une valeur de 0,2 pour ε .

La présence des gluons, traduite en modifiant la structure V-A du courant, fait en sorte que le processus d'échange de W peut dominer le processus spectateur.

Cependant le modèle prédit des durées de vie trop courtes, surtout pour le D^0 et le D_s .

$$0,68 \cdot 10^{-13} \text{s} < \tau_{D^0} < 1,1 \cdot 10^{-13} \text{s}$$

$$\tau_{D_s} \sim \frac{1}{2} \tau_{D^0}$$

$$4,7 \cdot 10^{-13} \text{s} < \tau_{D^+} < 6,0 \cdot 10^{-13} \text{s}$$

$$5,6 < \tau_{D^+} / \tau_{D^0} < 6,9$$

On a par contre expliqué pourquoi un mode comme $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ pouvait ne pas être dix fois moins fréquent que $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ comme l'indiquait au contraire le modèle naïf. Les résultats expérimentaux montrent que $\Gamma(\bar{K}^0 \pi^0) / \Gamma(K^- \pi^+) = 0,43 \pm 0,10$. L'ensemble des prévisions est très sensible à des paramètres comme la masse des quarks et la constante de désintégration f_D [Ban 80].

FIGURES DU CHAPITRE I

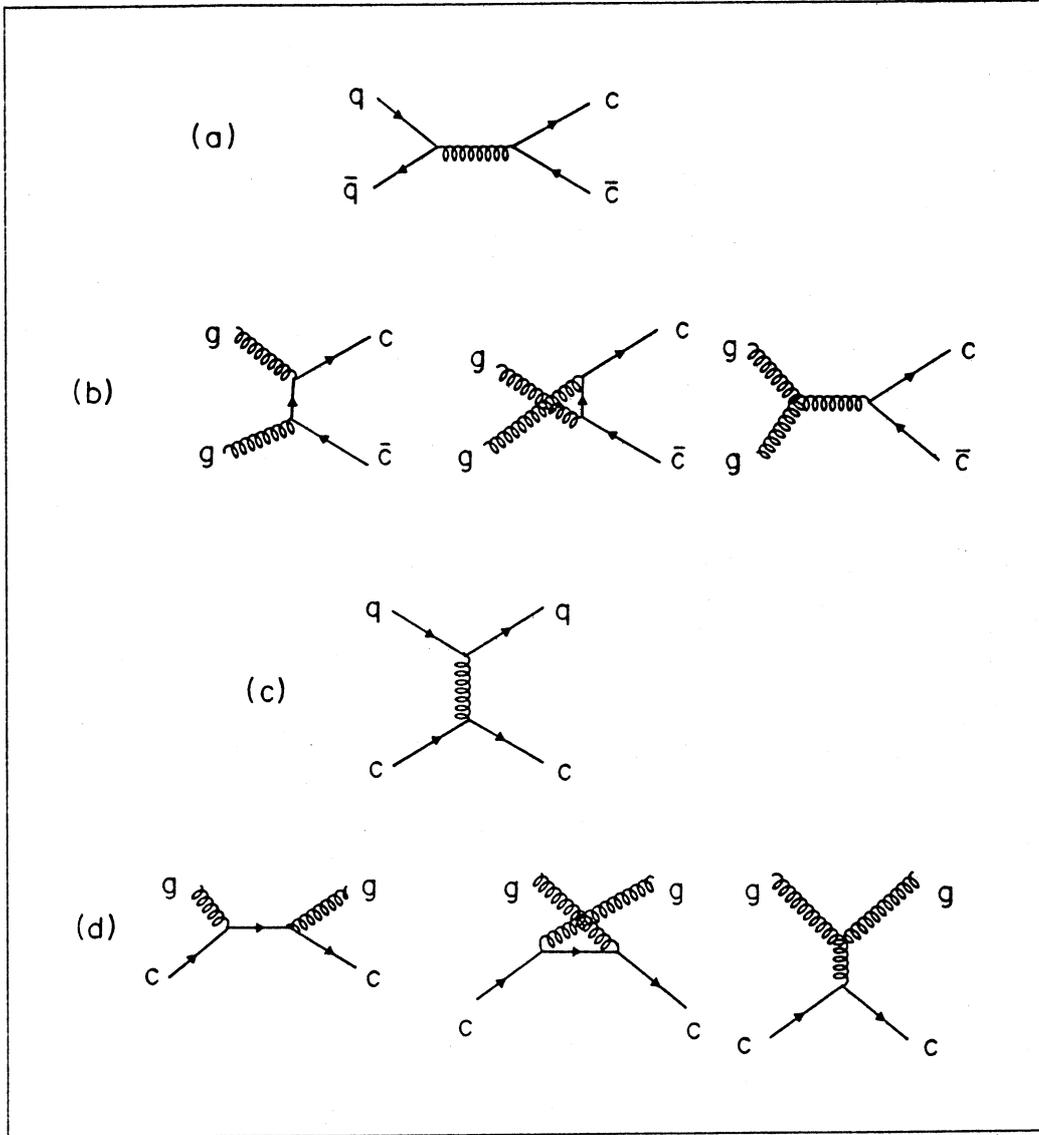


Fig. 1 : Les 4 processus QCD d'ordre le plus bas pour la hadroproduction du charme.

a) $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ } création de saveur
 b) $gg \rightarrow c\bar{c}$ }

c) $qc \rightarrow qc$ } excitation de saveur
 d) $gc \rightarrow gc$ }

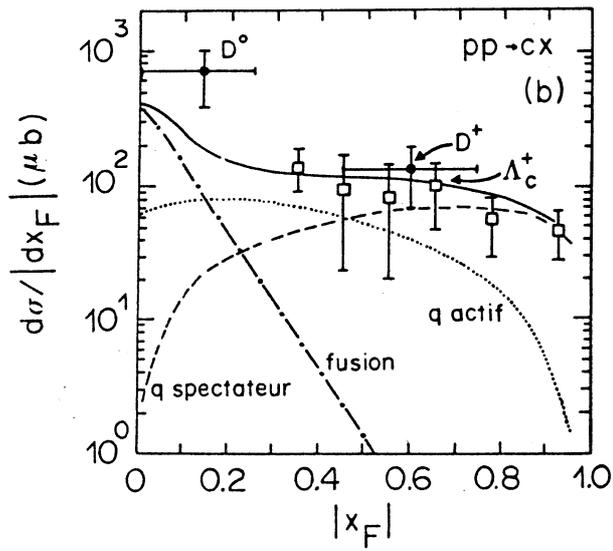
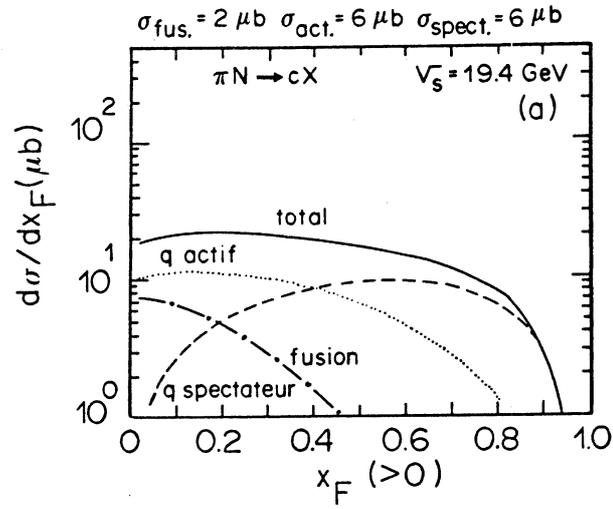


Fig. 2 : Distribution des moments longitudinaux en hadroproduction du charme. Pour la composante d'excitation de saveur, on distingue le quark actif du quark spectateur.

a) Pour les interactions πN à $\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$.

b) Pour les interactions pp à $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ en comparaison avec les données des ISR.

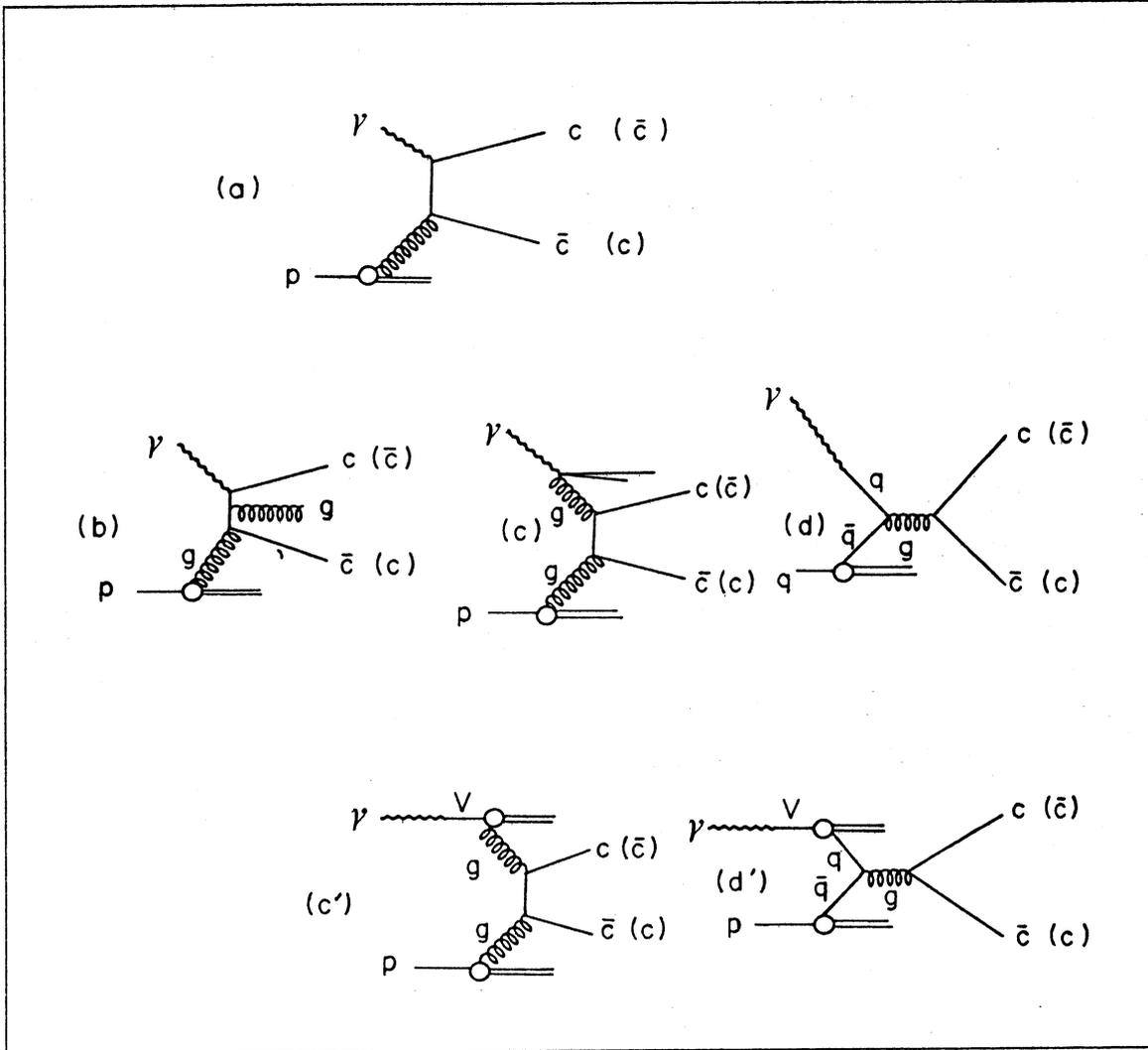


Fig. 3 : Les diagrammes de QCD pour la photoproduction du charme.

a) La fusion gamma-gluon à l'ordre le plus bas.

b, c, d) Termes d'ordre supérieur.

c', d') Interprétation de c) et d) par le modèle VDM.

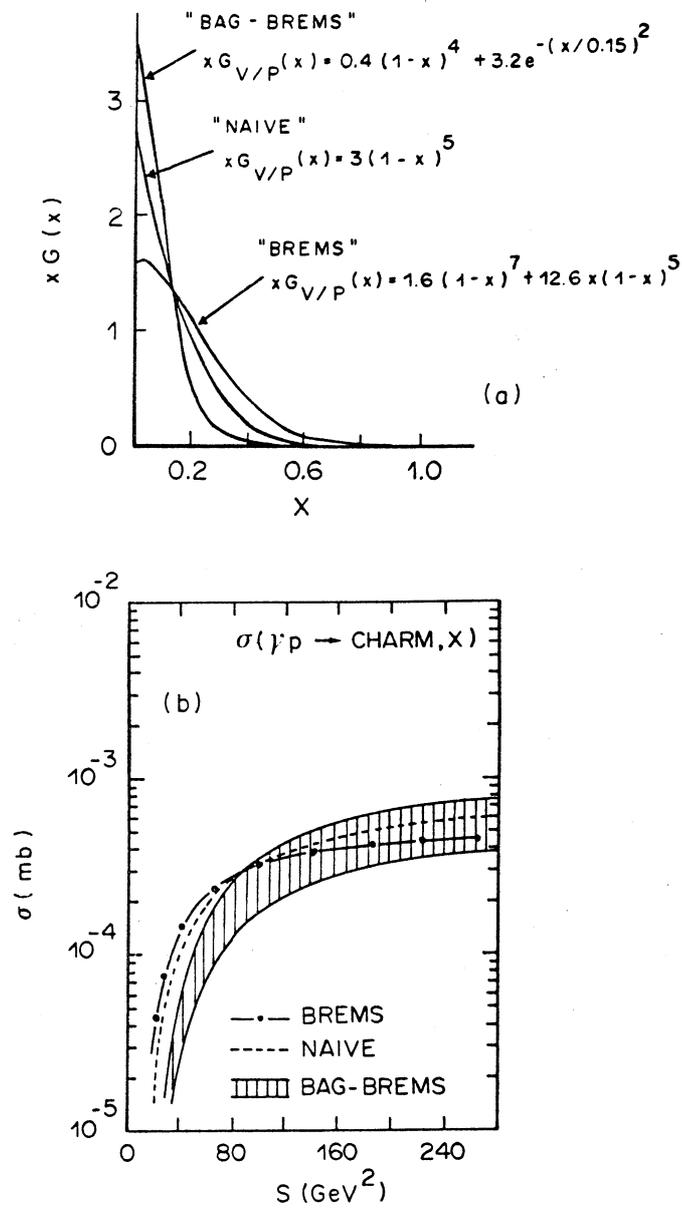


Fig. 4 : Sensibilité de la section efficace de photoproduction du charme à la fonction de structure du gluon et à la valeur de α_s .

a) Les trois types principaux de fonction de structure des gluons.

b) $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c} X)$ en fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse γ - proton. Pour le gluon "naïf" et "brems", on calcule seulement avec α_s^{max} . Pour le gluon "bag-brems", la surface hachurée représente les valeurs balayées lorsqu'on passe de α_s^{min} à α_s^{max} .

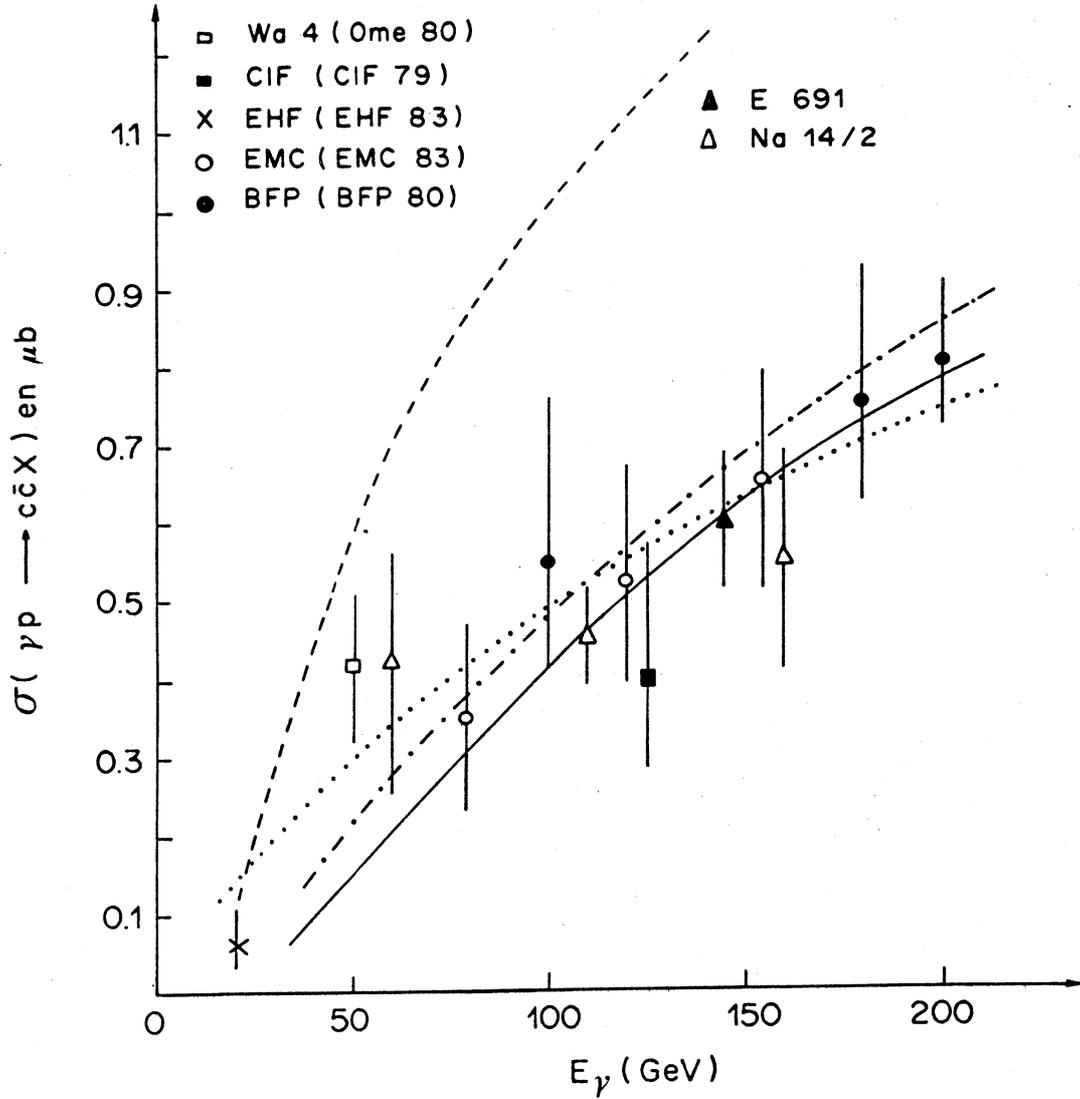


Fig. 5 : Sections efficaces expérimentales de photoproduction d'un état final $c\bar{c}X$, comparées aux courbes théoriques obtenues pour différentes masses du quark charmé et différents gluons.

$---$	$\begin{cases} xG(x) = 3(1-x)^5 \\ Q^2 = m_c^2 \\ m_c = 1,2 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$	$---$	$\begin{cases} xG(x) = 3(1-x)^5 \\ Q^2 = m_c^2 \\ m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$
$---$	$\begin{cases} xG[\text{Owe 78}] \\ Q^2 = 4 m_\perp^2 \\ m_c = 1,2 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$	$.....$	$\begin{cases} xG[\text{Bai 79}] \\ Q^2 = 4 m_\perp^2 \\ m_c = 1,2 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$

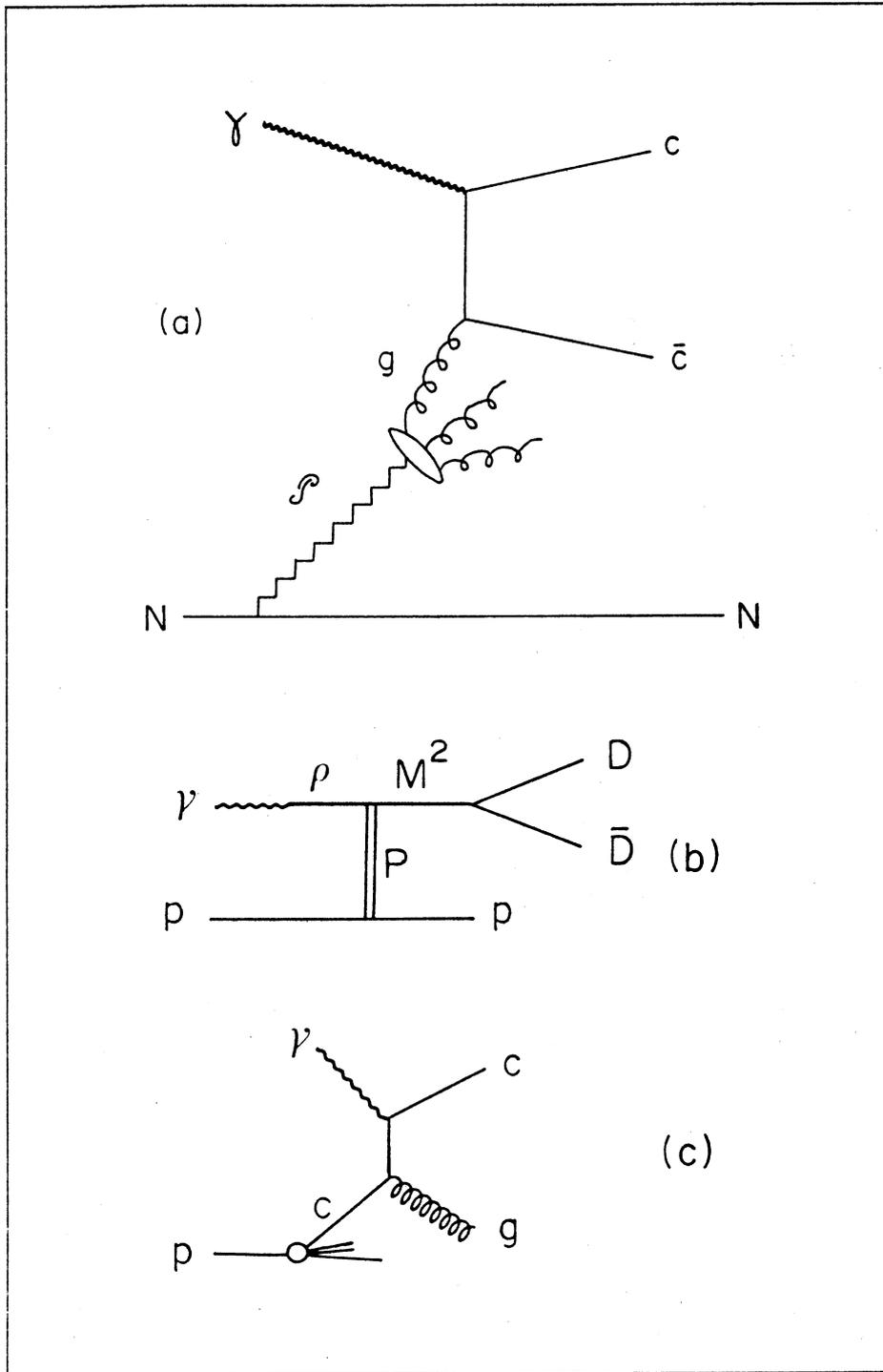


Fig. 6 : Mécanismes de photoproduction du charme par diffraction-dissociation.

Charme intrinsèque du proton et du photon.

a) Photoproduction diffractive d'une paire $c\bar{c}$ par fusion du photon avec un gluon d'un Pomeron.

b) Charme intrinsèque du photon.

c) Charme intrinsèque du proton.

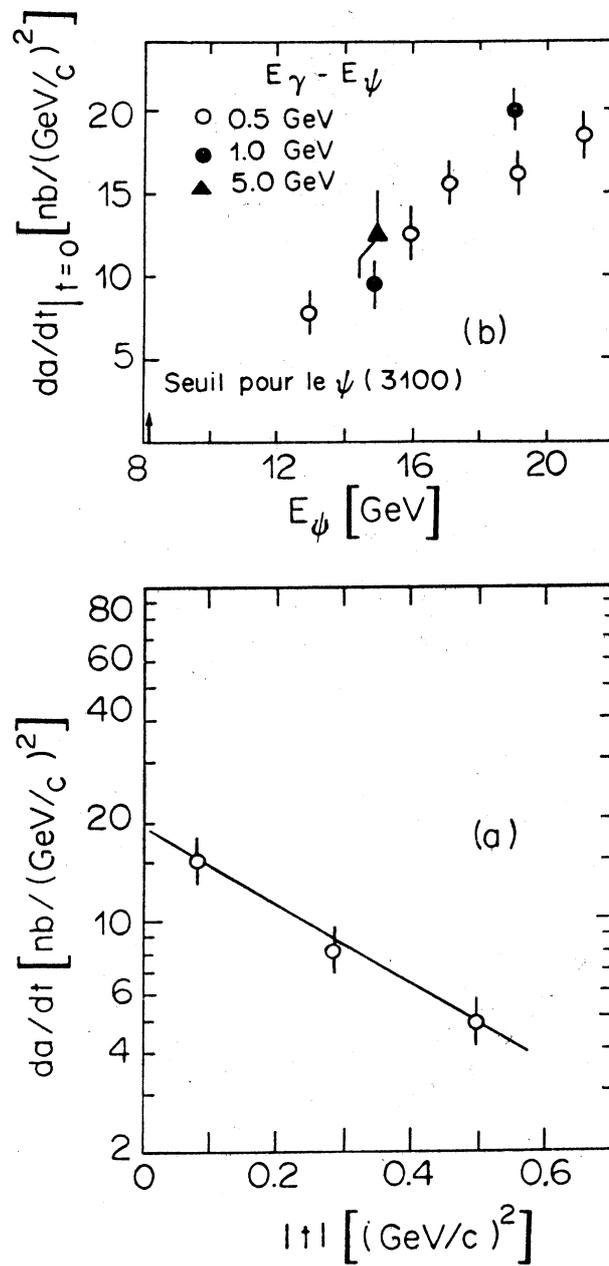


Fig. 7 : Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ de photoproduction diffractive du ψ (3100).
 a) Distribution du transfert.
 b) $\frac{d\sigma}{dt}$ à transfert nul, en fonction de l'énergie du ψ .

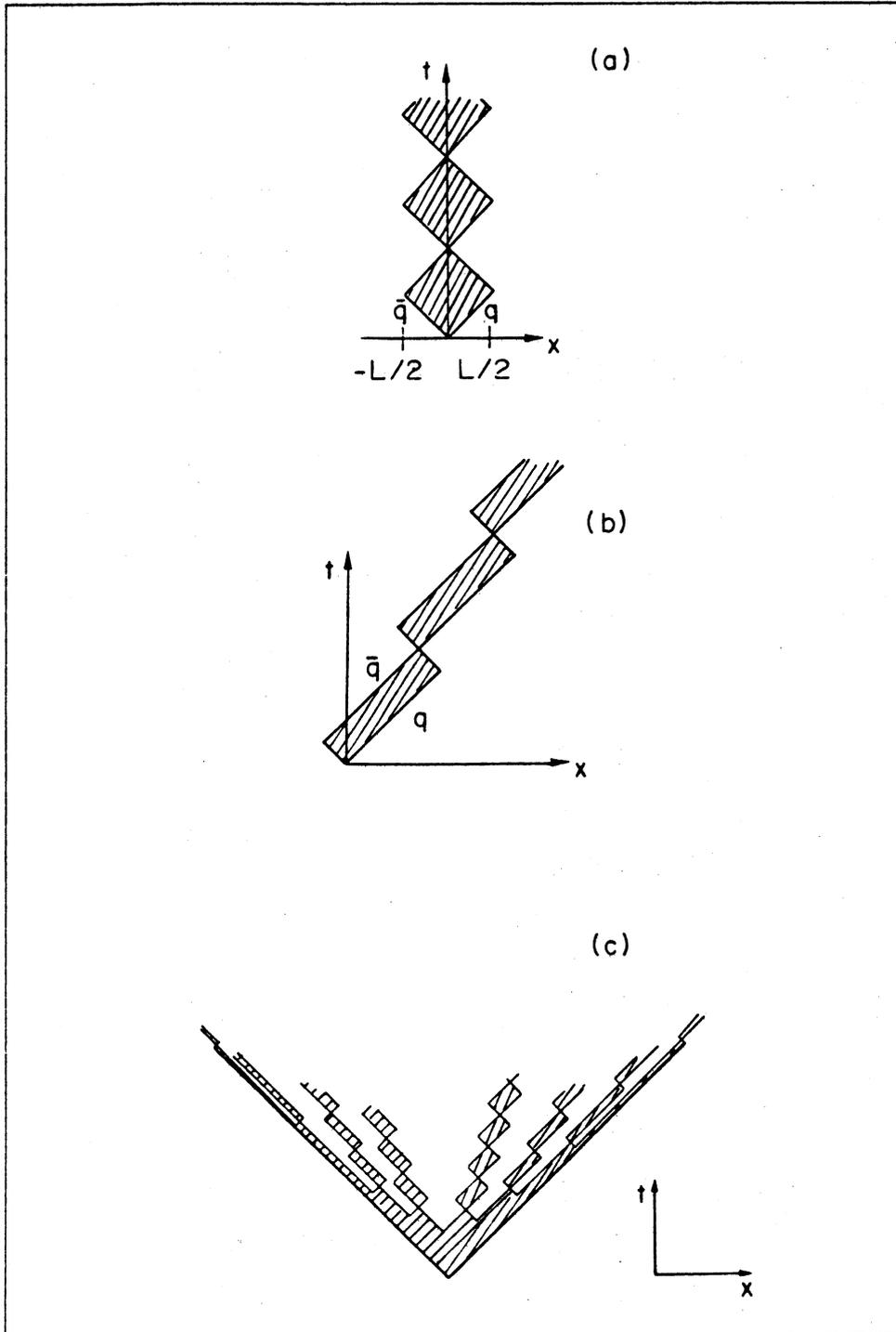


Fig. 8 : La dynamique des cordes et la fragmentation.

- a) Le mouvement des quarks formant une corde de masse M avec une tension K , vu dans le référentiel du centre de masse de la paire $q\bar{q}$ ($L = M/K$).
- b) Leur mouvement après un boost de Lorentz.
- c) L'hadronisation d'une paire $q_0\bar{q}_0$ est achevée. Les surfaces hachurées indiquent les zones dans lesquelles règne le champ de couleur.

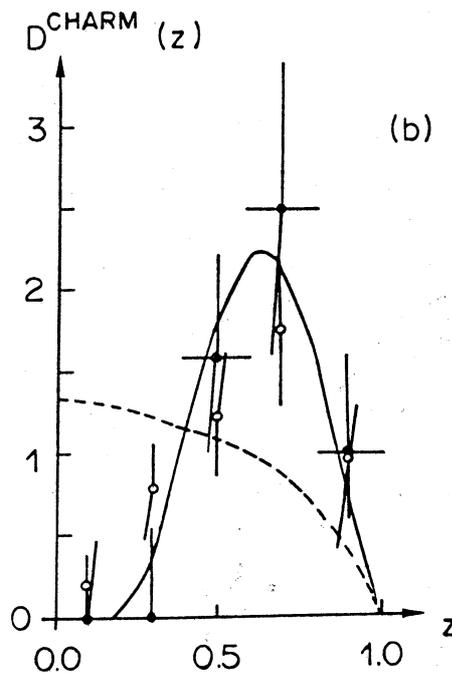
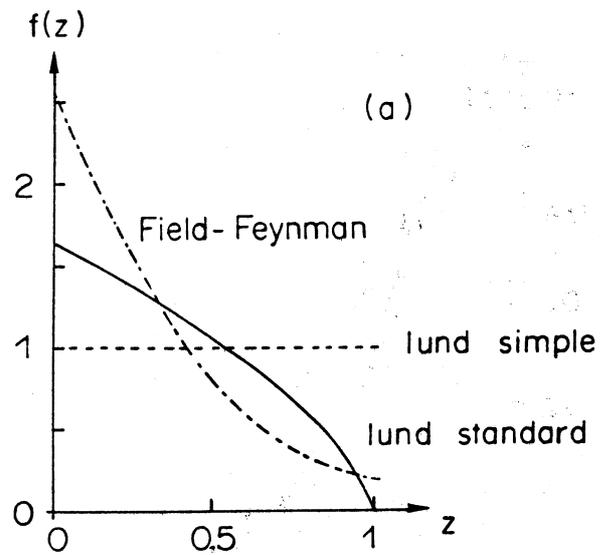


Fig. 9 : Le modèle de Lund et la fragmentation du charme.

a) La fonction d'échelle $f(z)$ pour les modèles de Lund et le modèle de fragmentation indépendante.

b) La fonction de fragmentation du charme d'après le modèle de Lund standard (courbe pointillée) et le modèle de Lund symétrique (courbe pleine). Les points expérimentaux proviennent des expériences de leptoproduction CDHS (points noirs) et E531 (points blancs).

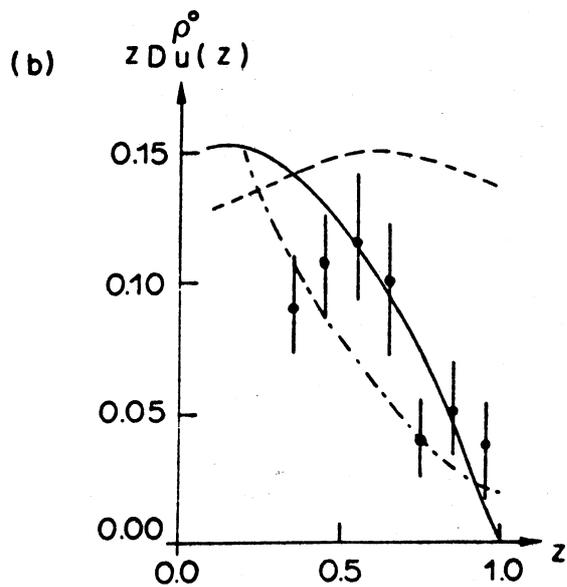
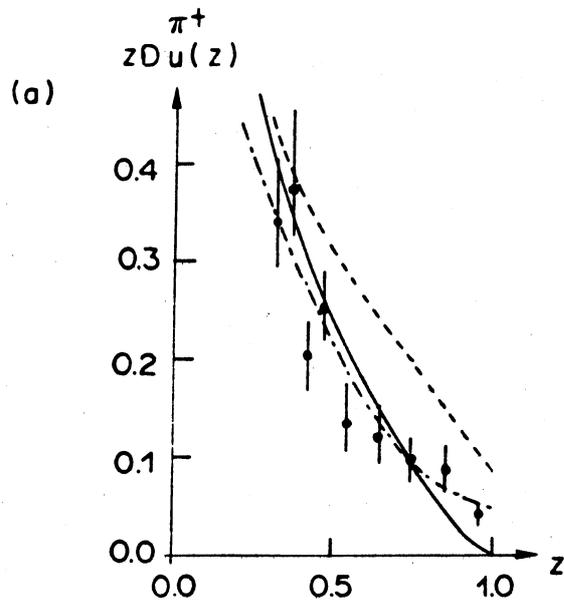


Fig. 10 : a) Fonction de fragmentation des π^+ dans un jet u .
 Les π issus de la désintégration des particules instables sont inclus.
 b) Fonction de fragmentation des ρ^0 dans un jet u .

ligne pointillée = modèle de Lund simple

ligne continue = modèle de Lund standard

ligne de points et pointillés = modèle de Field-Feynman

Les points expérimentaux viennent de DELCO.

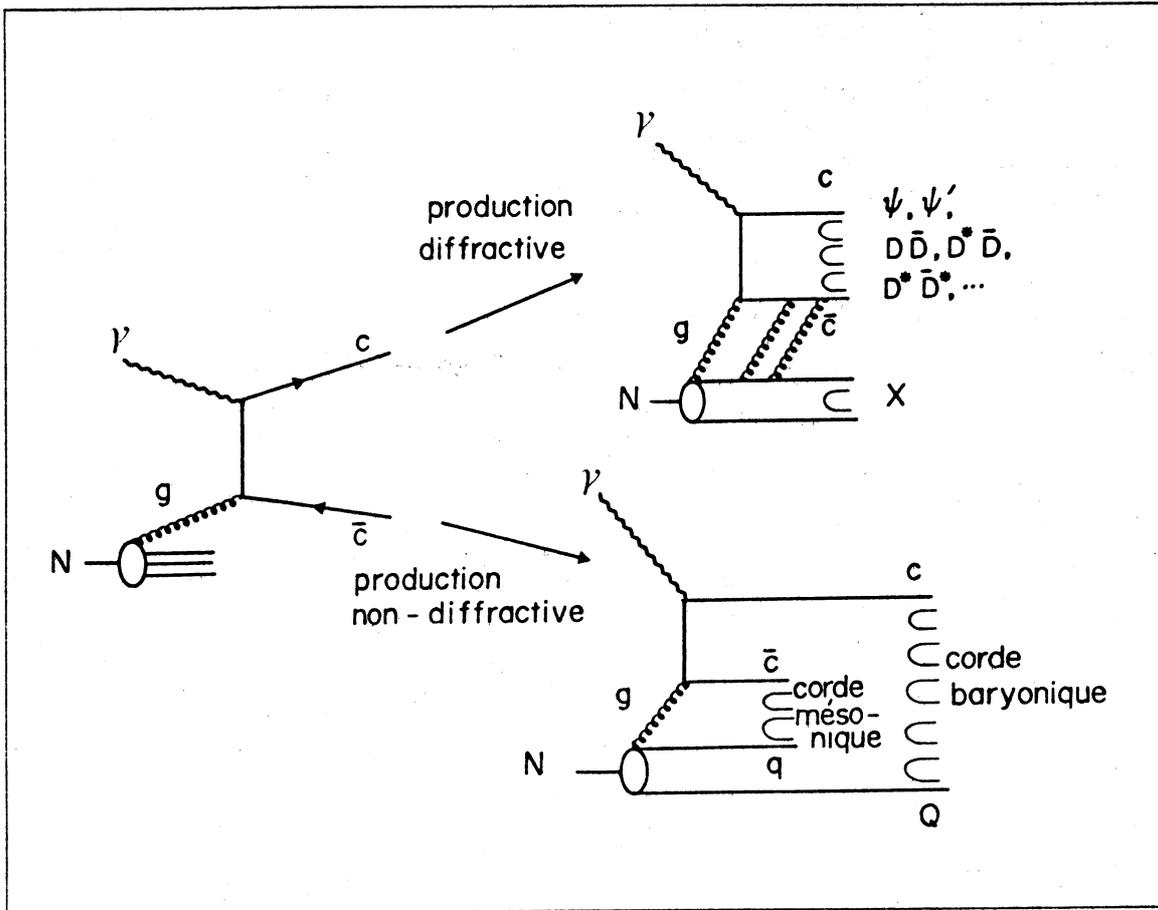


Fig. 11 : Mécanismes de production diffractive et non-diffractive de particules charmées après fusion gamma-gluon.

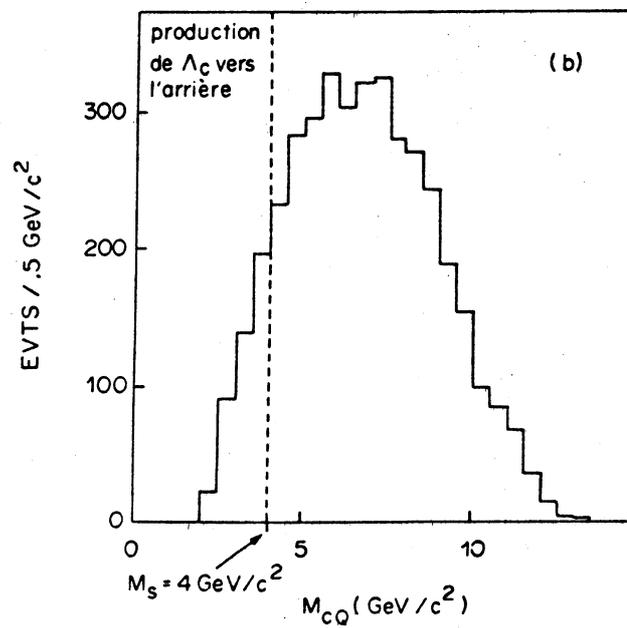
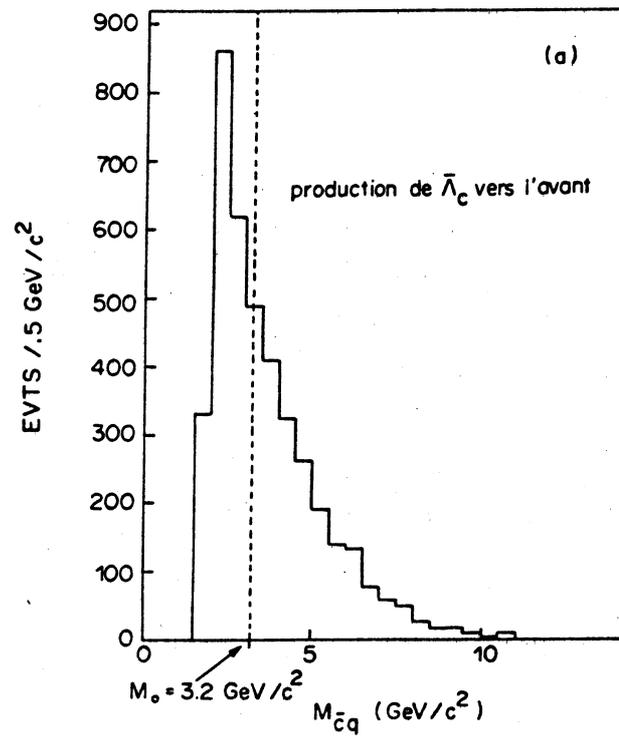


Fig. 12 : Distribution des masses des cordes mésoniques (a) et baryoniques (b).

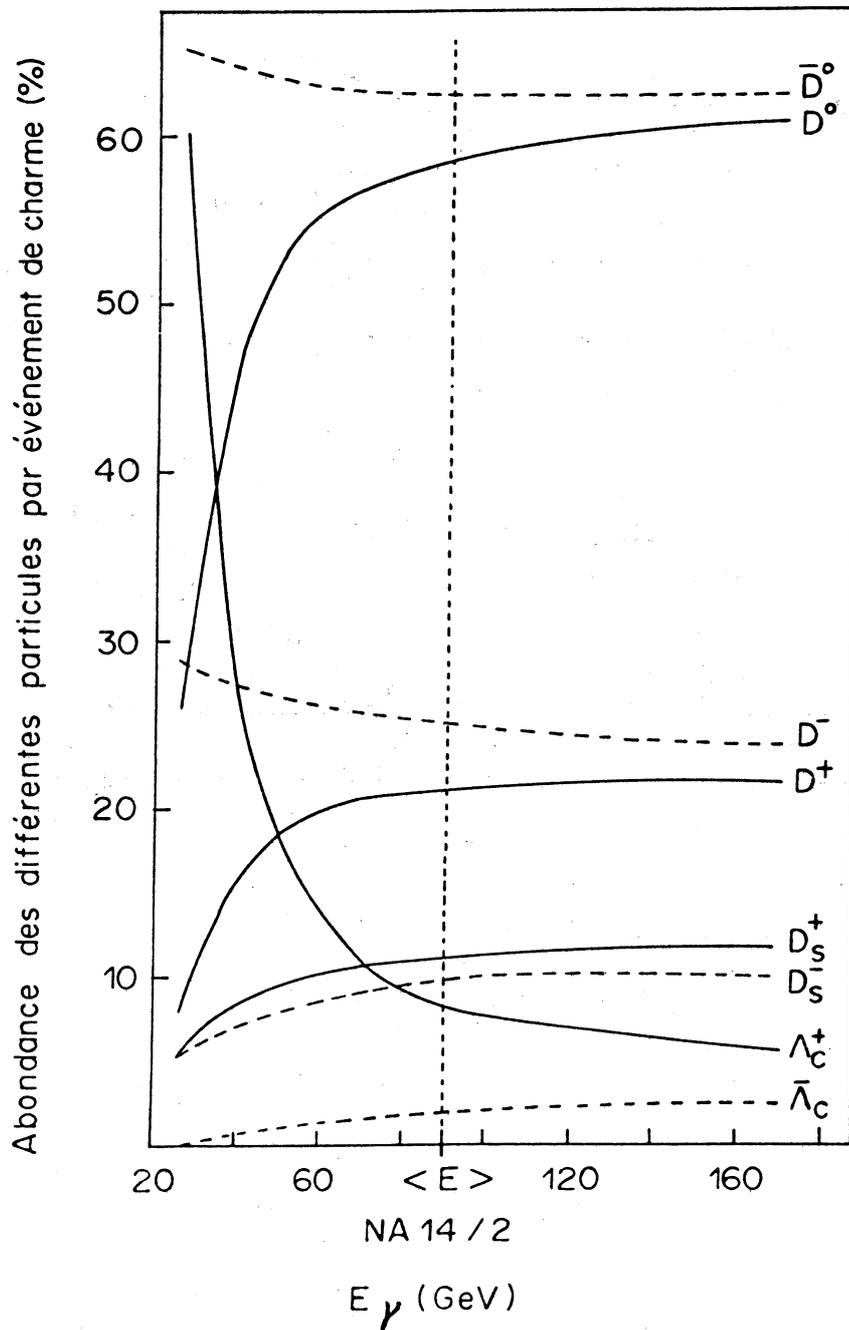


Fig. 13 : Abondance des différentes particules charmées en pourcentage des événements charmés, en fonction de l'énergie du photon incident, d'après notre programme de simulation.

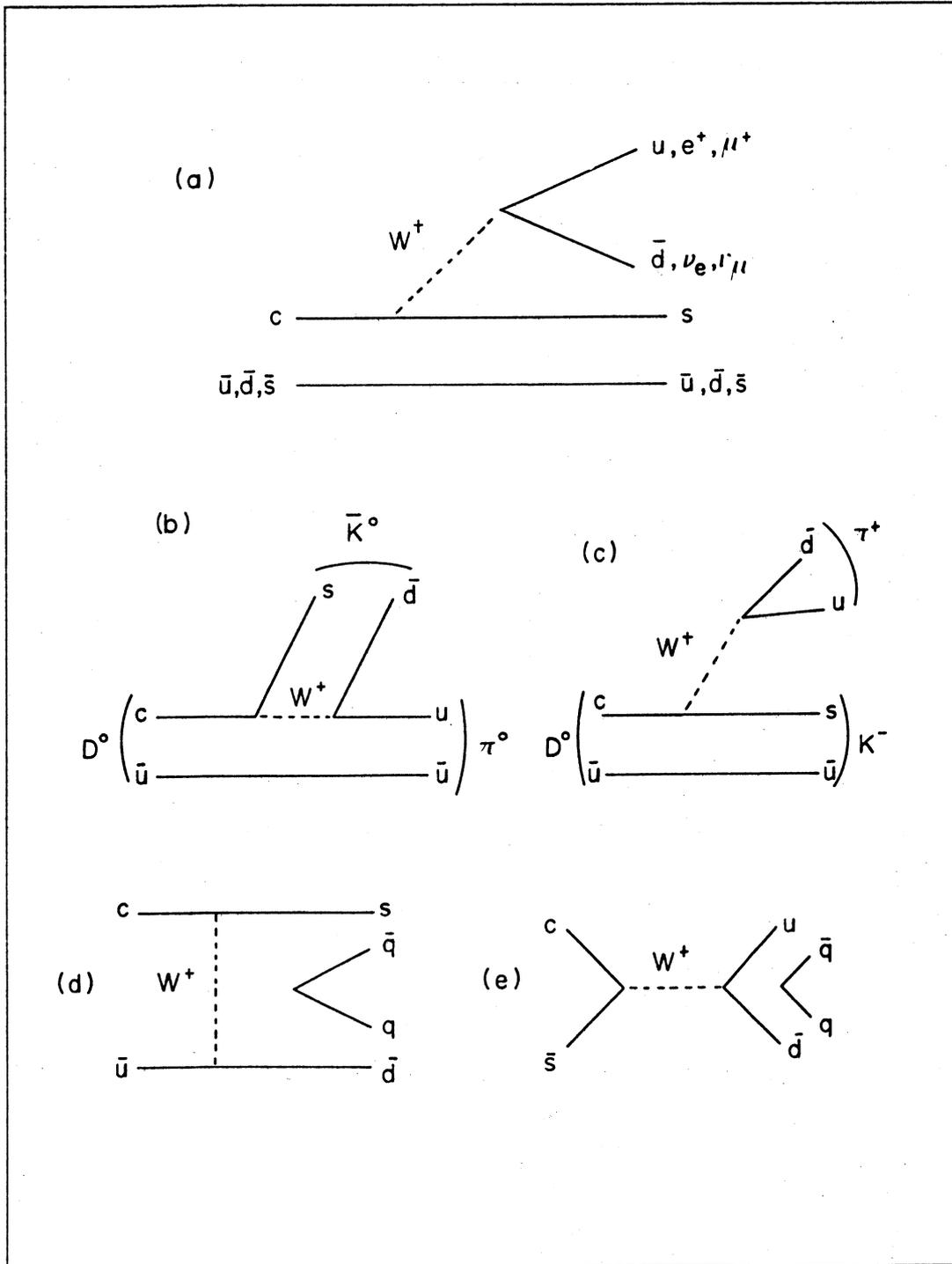


Fig. 14 : Les diagrammes standards de la désintégration des mésons charmés.

- a) Le quark léger est spectateur.
- b) Diagramme de quark spectateur pour la désintégration $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$.
- c) Diagramme de quark spectateur pour la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.
- d) L'échange de W pour le D^0 .
- e) L'annihilation de saveurs pour le D_s .

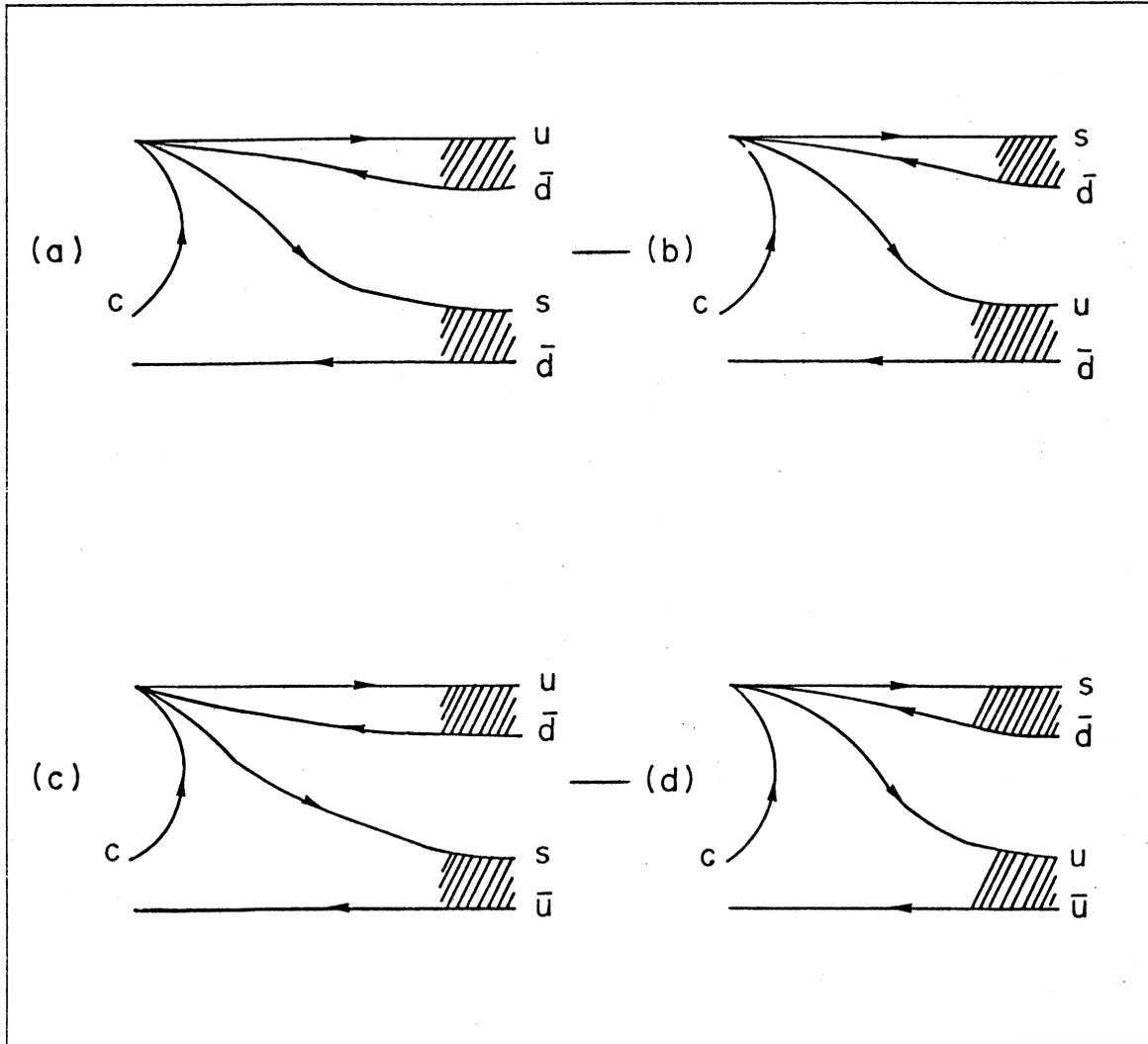


Fig. 15 : La désintégration des mésons charmés dans le modèle de dominance sextet.

a) et b) Termes d'émission interne et externe pour la désintégration du D^+ . Il y a interférence destructive.

c) et d) Termes d'émission interne et externe pour la désintégration du D^0 . Il n'y a pas d'interférence destructive.

CHAPITRE II

LE SPECTROMETRE NA14/2

Le spectromètre NA14/2 (Fig. 1) est constitué d'un ensemble de chambres proportionnelles et de calorimètres électromagnétiques couvrant une grande acceptance.

L'identification des particules chargées est assurée par un détecteur à rayonnement Čerenkov.

Une cible active au silicium associée à un hodoscope de chambres au silicium va nous permettre de reconstruire les vertex des désintégrations des particules charmées.

L'étiquetage du faisceau fournit l'énergie du photon qui a interagi dans la cible.

Ce dispositif nous permet d'étudier la désintégration des particules charmées ainsi que les propriétés de la photoproduction.

I - La ligne de faisceau et l'étiquetage des photons

1) La réalisation du faisceau : (Fig. 2)

Le faisceau de photons à large bande BEG ("*Broadband Electron and Gamma Beam*") est produit en trois étapes à partir des protons du SPS selon le schéma $P \rightarrow \gamma \rightarrow e^- \rightarrow \gamma$. Cette méthode a le double avantage de réduire considérablement la contamination par les hadrons et de permettre la mesure de l'énergie du photon incident.

Le SPS délivre $2 \cdot 10^{12}$ protons de 450 GeV toutes les douze secondes. Ils interagissent avec une cible de béryllium (T10). Les photons émis proviennent en majeure partie de la désintégration des π^0 . Pour obtenir un flux aussi intense que possible on a fixé l'épaisseur de T10 à 100 mm de façon à ce que la probabilité de conversion en paires e^+e^- ne soit pas trop élevée. Deux aimants balayent les particules chargées, finalement absorbées par quatre mètres de fer. Les photons sont convertis en paires e^+e^- dans quatre millimètres de plomb avec une efficacité de 43%. On peut difficilement améliorer cette valeur sans que les électrons créés et les hadrons neutres n'interagissent de trop. Un aimant défléchit les électrons de manière à ce qu'ils franchissent un orifice pratiqué dans l'absorbeur de neutrons qui arrête également les positrons. La position de cette chicane est réglable de manière à pouvoir déplacer le spectre des électrons sortants. Les énergies sont typiquement comprises entre 120 et 250 GeV pour une intensité de cent millions par cycle du SPS (Fig. 3a). Un système de quadrupôles focalise ces électrons sur un radiateur de plomb de 0,1 longueurs de radiation produisant un spectre de photons par *Bremsstrahlung*. Le spectre des électrons en aval du radiateur est représenté sur la figure 3b. Un cycle du SPS fournit ainsi dix millions de photons de plus de 50 GeV au faisceau de l'expérience défini par un collimateur qui élimine les dernières particules chargées.

2) L'étiquetage des photons

Un système d'hodoscopes d'étiquetage placés en amont et en aval du radiateur permet de mesurer l'énergie totale rayonnée par les électrons. Le spectre des photons d'après le système d'étiquetage est représenté sur la figure 4. L'intensité du flux limite l'efficacité moyenne à 40%. La variation de l'efficacité en fonction de l'énergie détectée est représentée sur la figure 5. L'erreur commise sur l'énergie totale est d'environ 3 GeV. Mais le *Bremsstrahlung* multiple ne permet pas d'associer systématiquement le résultat de la mesure à la valeur de l'énergie du photon incident. Deux compteurs BTC ("*Back Tagging Counter*") enregistrent l'instant de passage des électrons devant le collimateur avec une précision d'une nanoseconde. On peut ainsi établir une corrélation en temps entre une interaction pour laquelle la prise de données fut déclenchée et un nombre limité d'électrons. Ces hodoscopes vont également participer au prédéclenchement de la prise de données.

3) La contamination du faisceau

On a vu que l'association d'une chicane sélectionnant les électrons et d'un collimateur de faisceau limite sévèrement les pollutions hadroniques. Deux sources de bruit de fond sont encore à examiner, les photons peu énergiques et le halo de muons.

a) Les photons peu énergiques

Ils sont issus du rayonnement synchrotron des électrons défléchis par l'aimant d'étiquetage en aval du radiateur. Leur énergie est inférieure à 10 MeV mais six photons synchrotron sont émis en moyenne pour un photon de *Bremsstrahlung*. Ils interagissent dans la cible expérimentale par diffusion Compton ou s'y matérialisent en une paire e^+e^- . Ces traces parasites aveugleraient les détecteurs si la cible n'était pas placée dans l'aimant AEG de balayage. Une zone morte de 7 mrad d'ouverture dans le plan vertical est pratiquée dans tous les détecteurs, y compris les hodoscopes de déclenchement, de manière à rendre le spectromètre aveugle vis-à-vis de ce type de bruit de fond.

b) Le halo de muons

Ils sont créés dans la cible de béryllium et l'absorbeur de hadrons. Les muons constituent un halo inhomogène concentré sur la périphérie des détecteurs. Le flux est de $10^6 \mu/m^2$ et par cycle du SPS. Leur présence impose de limiter l'intensité du faisceau de protons si l'on veut éviter de débiter des courants trop importants dans les chambres proportionnelles.

4) Le faisceau de pions

Les π^- produits dans la cible T10 peuvent constituer un faisceau utile à l'alignement des détecteurs. Il permet aussi de normer les sections efficaces. Il suffit de retirer le convertisseur et le radiateur du dispositif décrit dans le § I-1. On coupe les aimants de balayage situés derrière T10 ainsi que les aimants d'étiquetage. Un

faisceau de pions à bande étroite est sélectionné par la chicane. En générant $3 \cdot 10^6 \pi^-$ par cycle, ce qui est largement suffisant vu la grande probabilité d'interaction du π^- dans la cible expérimentale, le halo des muons associés est d'une intensité très faible.

II – La cible active et le détecteur de vertex : (Fig. 6) [Pri 87]

L'ensemble de ces deux détecteurs détermine la capacité de reconnaissance des événements charmés et de reconstruction des particules comportant un quark c de notre spectromètre. La cible active mesure les dépôts d'énergie d'ionisation des particules chargées issues de l'interaction du photon et des désintégrations éventuelles. Une discontinuité des dépôts d'énergie est la signature d'un saut de multiplicité des traces chargées, ce qui est typique de la désintégration d'un objet au sein de la cible. La réponse de ce détecteur est utilisée aussi bien lors de la procédure de déclenchement qu'au cours de l'analyse. Le détecteur de vertex fournit un ensemble d'informations logiques à partir desquelles on effectue un ajustement suffisamment précis des traces chargées pour pouvoir déterminer séparément les positions d'un vertex primaire, point d'interaction du photon incident, et d'un éventuel vertex secondaire de désintégration.

1) La cible active

Elle est constituée de 32 plans de silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur séparés par $200 \mu\text{m}$ d'air. L'espacement des plans doit être suffisant pour limiter les effets capacitifs. Un rapprochement trop important diminuerait les tensions de sortie, ce qui dégraderait la résolution en énergie. L'épaisseur des plans est choisie de façon à optimiser le rapport signal/bruit. Leur nombre doit permettre de s'affranchir des fluctuations statistiques de la perte d'énergie qui obéit à une loi de Landau. Une information analogique est donc donnée tous les $500 \mu\text{m}$, ce qui est à comparer à la distance parcourue par un méson D^0 au bout d'une durée de vie et pour une énergie moyenne de 40 GeV , soit 2 mm . Chaque plan est segmenté en 24 bandes de $2,1 \text{ mm}$ de largeur et 40 mm de longueur parallèlement à la direction du champ de l'aimant AEG dans lequel est plongée la cible. C'est l'ensemble des traces ionisantes émises à grand angle dans la direction des largeurs (traces grises) qui donne la position du vertex de l'interaction.

L'ensemble du détecteur est caractérisé par une longueur de radiation de 10% et une longueur d'interaction de 3,5%. L'opération de lecture du signal de sortie est achevée au bout de 60 ns , ce qui est suffisamment rapide pour limiter les effets d'empilement. Les tests effectués [Bar 85] montrèrent que l'écart type de la distribution gaussienne des bruits de fond générés par l'électronique associée est de 17 KeV . La perte d'énergie la plus probable d'une particule chargée est de 100 KeV par segment. La calibration subit une déviation de 1% en un mois. On peut ramener ce décalage à 0,5% en effectuant un monitoring toutes les dix heures. La conversion d'un photon peut également donner naissance à un signal de saut de multiplicité.

2) Le détecteur de vertex

a) Description

Il est constitué de 10 plans carrés de silicium de 50 mm de côté et 450 μm d'épaisseur. Chaque plan est segmenté en 1000 pistes de 50 mm de long et 50 μm de large. On alterne segmentation verticale (information sur la coordonnée y) et horizontale (information sur z) pour les huit premiers plans. Les deux derniers ont des segmentations inclinées à 30° et -60° par rapport à la verticale.

Une voie d'électronique recueille les informations logiques de deux pistes, une y et une z . Le regroupement par deux est réalisé de façon à limiter les ambiguïtés qui peuvent mener à la reconstruction de traces fantômes. Dans le but d'améliorer le rapport signal/bruit on ne collecte que les signaux dont l'amplitude est supérieure à 35% du minimum d'ionisation. Si plusieurs pistes adjacentes sont touchées le signal somme est utilisé pour ce test.

b) Performances

- Fiabilité et efficacité :

99,5% des pistes en moyenne furent en fonctionnement aux cours de nos prises de données. Leur efficacité fut de 98,7%.

- Résolution spatiale :

90% des coups dans les plans correspondent à la réponse d'une piste isolée; la réponse de deux pistes adjacentes recouvre 7% des cas. On évalue la résolution spatiale en comparant la coordonnée y fournie par une piste verticale à la valeur attendue y' d'après l'ajustement de la trace dans le reste du détecteur. La distribution des écarts $y' - y$ présente une déviation standard de 16 μm compatible avec $50/\sqrt{10}$ (largeur d'une piste/racine du nombre de plans). Ce type d'observations a permis d'affiner notre connaissance de la position des plans pour les différentes périodes de prise des données. Enfin les distributions $\varphi - \varphi'$ et $\lambda - \lambda'$, où φ désigne les angles azimutaux (plan xy) et λ les angles d'inclinaison, sont caractérisées respectivement par des écarts-type de 0,8 et 1,2 mrad.

III - Les aimants

Les deux aimants AEG et Goliath fournissent des champs magnétiques verticaux, parallèles à l'axe des z . Leurs principales caractéristiques figurent dans le tableau ci-dessous.

Aimant	AEG	Goliath
Longueur (m)	1,65	3,60
Ouverture yz (m ²)	$2,4 \times 1,0$	$2,4 \times 1,2$
Induction magnétique au centre de l'aimant (T)	1,44	1,3
Champ intégré moyen vu par les particules (Tm)	1,3	3,1
Précision $\Delta p/p^2$ (GeV ⁻¹)	10^{-2}	$5 \cdot 10^{-4}$

a) L'AEG

La cible active suivie du détecteur de vertex est placée à 30 cm en aval du centre de cet aimant. Il réduit le bruit de fond électromagnétique engendré par les photons mous. Les électrons et positrons de moins de 500 MeV ne peuvent atteindre les chambres à fils placées à la sortie de l'AEG.

L'impulsion des particules de moins de 5 GeV, qui ne peuvent traverser Goliath, est déterminable à l'aide de cet aimant pour peu que l'on connaisse la position du vertex principal. Au niveau du programme *FILTRE* on prendra soin de ne pas utiliser toutes les traces lentes repérées dans le détecteur de vertex pour sélectionner les événements potentiellement charmés. En effet elles subissent des diffusions multiples qui peuvent simuler un écart par rapport au vertex principal.

b) Goliath

C'est le principal aimant d'analyse de l'expérience. Il permet de mesurer de manière précise les impulsions des traces chargées de plus de 3 GeV/c à partir des informations des ensembles de chambres placés de part et d'autre de cet aimant.

IV – Les chambres à fils

Le spectromètre NA14/2 est équipé de 20 chambres proportionnelles qui totalisent 69 plans de fils situés de part et d'autre de l'aimant Goliath.

La partie amont est constituée de six chambres (CPK) associées à 2 grandes chambres (Orsay). L'ensemble est complété par quatre chambres (rapides) donnant une information sur les traces qui traversent les zones mortes des autres détecteurs.

La partie aval est constituée de deux chambres (Orsay) identiques aux précédentes et de trois grandes chambres (GCPK). Trois chambres neutrino issues de l'expérience CDHS sont situées au voisinage du calorimètre Olga.

Les caractéristiques principales des chambres sont données dans le tableau ci-dessous.

Type de chambre	CPK	Rapide	Orsay	GCPK	Neutrino
Nombre en amont et aval	6	4	2 2	3	3
Distance du centre de l'AEG (m)	1,0/1,1/ 1,3/3,2/ 3,4/3,5	1,4/1,6 3,0/ 3,1	1,7/2,0/ 8,1/8,8	7,8/9,4/9,8	14,0/14,3/ 14,6
Dimensions $yz(m^2)$	1,79×0,73	0,26×0,21	3,6×1,5	3,6×2,15	4,33×3,75
Largeur de la zone morte horizontale (cm)	5 au centre 12 aux extrémités		5		
Nombre de plans par chambre	4	2	4	4	3
Orientation des plans (°)	104/90/ 0/14	60/90 90/120	90/60/ 120/90	104/14/ 90/0	60/120/0
Nombre de fils par plan	768/896/ 368/576	256	1792/1536/ 1536/1736	1024/896/ 1024/704	1230
Distance entre les fils (mm)	2	1	2	3	3
Porte de lecture (ns)	120	50	120	120	120

Les chambres proportionnelles multifils

V – Le détecteur à rayonnement Čerenkov Indra

Ce détecteur est utilisé pour identifier les kaons présents dans les désintégrations des particules charmées.

Il est placé à 11 m de la cible après l'aimant Goliath. Les 48 miroirs répartis en 4 rangées de 12 cellules sont associés chacun à un photomultiplicateur. La probabilité

pour que deux traces touchent le même miroir est faible, ce qui permet à ce dispositif de résoudre des traces rapprochées issues d'un même jet.

L'air a été utilisé comme radiateur. Les seuils de production de lumière des différentes particules sont indiqués dans le tableau ci-dessous :

Particule	e	μ	π	K	p
Seuil (GeV)	0,021	4,34	5,73	20,27	38,52

Nos critères d'identification furent les suivants :

- K : pas de lumière et une impulsion comprise entre 6,3 et 20,5 GeV/c
- p : pas de lumière et une impulsion comprise entre 21 et 38 GeV/c
- e : présence de lumière pour une impulsion de moins de 4 GeV/c
- π : toute particule non signée K ou p.

Comme Indra recouvre l'acceptance d'Ilsa et d'Olga, l'efficacité de la collection de lumière peut être mesurée grâce à des électrons reconstruits dans les chambres et détectés dans ces calorimètres.

VI – Les calorimètres électromagnétiques

Trois calorimètres électromagnétiques détectent photons, π^0 et électrons sous une large acceptation géométrique totale. Ils nous permettent d'envisager la reconstruction des désintégrations des D^0 dans le canal $K^-\pi^+\pi^0$ (Chap. IV) ou des D_s^+ dans le canal $\Phi\pi\pi^0$ [Dru 88]. La figure 7 montre la disposition relative de ces détecteurs dans le plan yz et met en évidence les différences de granularité.

1) La couronne

a) Description du détecteur, performances : [Blo 85]

C'est un calorimètre annulaire situé à 2,50 m de la cible qui fut construit à Strasbourg. Son ouverture centrale de $42 \times 74,4 \text{ cm}^2$ en yz est homothétique à l'entrée de l'aimant Goliath. Il couvre la plage de 90 à 270 mrad, c'est-à-dire qu'il accepte les photons émis latéralement voire vers l'arrière dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon ($65^\circ < \theta_{CM} < 125^\circ$) pour un photon incident de 100 GeV). Ses éléments principaux sont (Fig. 8) :

- un convertisseur passif :

Une plaque de plomb de 2,5 cm d'épaisseur totalise 4,5 longueurs de radiation. L'efficacité de conversion est de 97%. On évalue la perte d'énergie dans le convertisseur en faisceau test d'électron d'énergie fixée à partir de la corrélation observée entre les énergies mesurées dans le détecteur de position et le verre au plomb.

- le détecteur de position KALI :

810 barreaux de scintillateur de 8 mm de large et 1 cm d'épaisseur sont répartis en deux plans y et z .

La granularité est très largement suffisante pour que l'on puisse définir les positions des deux photons issus des π^0 les plus énergétiques. En faisceau d'électrons de 10 GeV on a évalué la résolution sur la position du barycentre des gerbes électromagnétiques :

$$\sigma_y \sim \sigma_z \sim 2,5 \text{ mm}$$

- la mosaïque de verre au plomb :

Elle est faite de 192 blocs de verre au plomb de $9,3 \times 9,3 \text{ cm}^2$ de section et de 25 cm de longueur qui représentent 14,8 longueurs de radiation. Au total 98% de l'énergie d'un photon sont absorbés. La résolution en énergie a été mesurée en faisceau test d'électrons, le système comprenant le scintillateur et le convertisseur passif. En mettant à profit la corrélation Kali-couronne, on trouve que :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{14,7}{\sqrt{E}} - 1,6\%$$

b) La calibration des blocs de verre au plomb :

La haute tension appliquée aux photomultiplicateurs de la mosaïque de verre au plomb a été ajustée de manière à pouvoir mesurer les énergies des photons jusqu'à 20 GeV. Pour ceci, nous avons utilisé les courbes de gain de chacun des photomultiplicateurs mesurées auparavant grâce au système de diodes du monitoring de la couronne ainsi que les anciens coefficients de calibration. Les nouveaux coefficients sont alors déterminés à l'aide des signaux de π^0 . Pour chaque bloc i , on cherche à déterminer la valeur du facteur Q_i qui relie le canal d'ADC ayant enregistré la réponse à l'énergie déposée. Les Q_i sont obtenus par une méthode itérative qui ajuste le signal de π^0 dans les distributions de masses $\gamma\gamma$ à $135 \text{ MeV}/c^2$. Ce travail fut effectué en utilisant 212 000 événements enregistrés durant l'été 1985. Les distributions sont obtenues à partir des photons ayant les propriétés suivantes :

- le photon le plus énergétique des deux détermine le bloc i que l'on va calibrer,
- les deux impacts dans le verre au plomb sont associés à deux impacts dans les projections horizontales et verticales de Kali,
- l'énergie totale des deux photons est supérieure à 4 GeV.

A chaque itération et pour chaque bloc on ajuste la distribution des masses entre 35 et $235 \text{ MeV}/c^2$ à une gaussienne superposée à un fond uniforme. L'ajustement des paramètres est obtenu par une méthode de moindres carrés pour les blocs qui disposent d'une bonne statistique ou par un maximum de vraisemblance lorsque l'amplitude du pic de π^0 est de moins de 50 événements par tranche de $5 \text{ MeV}/c^2$. La valeur initiale de Q est de $22 \text{ MeV}/c^2$ pour tous les blocs. La distribution des valeurs moyennes $\bar{m}_{\gamma\gamma_i}$ des signaux gaussiens est représentée sur la figure 9a. Au

cours des itérations on remplace Q_i par $Q_i m_{\pi^0} / \bar{m}_{\gamma\gamma_i}$. Après trois itérations la valeur moyenne $\langle \bar{m}_{\gamma\gamma_i} \rangle$ est égale à 134,6 MeV/c² et l'écart-type est de 1,6 MeV/c². Les figures 9b et 9c montrent les distributions des $\bar{m}_{\gamma\gamma_i}$ après 3 et 12 itérations.

2) Ilsa : [See 83]

Les quatre quadrants d'un m² de ce détecteur situé à 13,50 m de la cible complètent l'acceptance des calorimètres couronne et Olga.

Ilsa est constitué :

- d'un convertisseur actif formé d'une plaque de plomb d'une longueur de radiation (X_0) associée à un module alternant plomb et scintillateur de 3,5 X_0 ,
- d'un détecteur de position ARIANE constitué de deux plans y et z de barreaux de scintillateur de 1,5 cm de large,
- de quatre modules de plomb-scintillateur divisés en quatre segments horizontaux ou verticaux. Ils absorbent les gerbes électromagnétiques dans 18 X_0 .

Ilsa est complété à l'avant par un plan de scintillateur utilisé comme veto de particules chargées. La structure de ce calorimètre est représentée sur la figure 10a. En faisceau test d'électrons, la résolution en énergie fut estimée à :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E}} + 0,42 \cdot 10^{-2}$$

La résolution spatiale est de $\sigma_y \sim \sigma_z \sim 4$ mm.

3) Olga : (Fig. 10b)

C'est un grand calorimètre de 7 m² qui est situé à 15 m de la cible. Il accepte les photons énergétiques émis sous un angle de 6,5 à 80 mrad. Ses éléments principaux sont :

- un convertisseur actif formé de 2 × 19 barreaux de verre au plomb horizontaux constituant un mur de 10 cm d'épaisseur, ce qui représente trois longueurs de radiation,
- le détecteur de position PENELOPE est fait de deux plans y et z de 360 lattes de scintillateur de 1,5 cm de large,
- la mosaïque de verre au plomb comporte 337 cellules de 14,4 × 14,4 cm² de section.

L'ensemble du détecteur absorbe les énergies dans 18,5 longueurs de radiation.

On a mesuré les performances à l'aide de paires électromagnétiques [Kat 79]. Chaque trace, précisément repérée dans les chambres à fils, est extrapolée dans PENELOPE. L'écart entre la position attendue et la position donnée par le barycentre de la gerbe fournit une évaluation de la résolution spatiale de ce détecteur. En moyennant les résultats obtenus avec les électrons et les positions on estime que :

$$\sigma_y \sim 3,9 \text{ mm} \qquad \sigma_z \sim 4,2 \text{ mm}$$

La résolution énergétique est donnée par :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{0,05}{E}\right)^2 + \left(\frac{0,06}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0,02^2$$

Le terme inhabituel en $1/E^2$ a pour origine une variation de la calibration avec le temps.

VII – Le déclenchement de la prise de données et l'acquisition des données

Les hodoscopes du système d'étiquetage du faisceau détectent la présence d'un photon de haute énergie. Le reste de la procédure de déclenchement est assuré par la cible active et cinq plans d'hodoscopes. Entrent en jeu successivement :

- un veto de muons

A 3,50 m en amont de la cible, 12 lattes de scintillateur interceptent les muons du halo qui accompagne le faisceau. Une réponse de ce détecteur empêche tout déclenchement.

- un veto de particules chargées

C'est une latte de scintillateur placée à 1 m en amont de la cible. Grâce à elle on peut rejeter les événements pour lesquels le photon incident s'est converti entre le radiateur et la cible.

- la cible active

On exige qu'une interaction ait eu lieu dans la cible. Le dispositif de déclenchement prend la précaution d'exiger un dépôt d'énergie minimal de 5 minimum d'ionisation, ce qui correspond à la présence d'au moins 2,5 traces chargées en moyenne.

- les hodoscopes G1, G2H, et G2V

Ils sont composés de deux plans superposés de lattes de scintillateur verticales pour G1 et G2V, horizontales pour G2H. Une bande horizontale de 5 cm de hauteur ménagée au niveau du faisceau sépare ces détecteurs en deux demi-plans. On exige qu'au moins une trace chargée ait traversé les plans supérieurs de G1, avant l'aimant Goliath, comme de G2 en aval. On a la même exigence pour les plans inférieurs. L'efficacité de ce dispositif est de 35% pour les interactions hadroniques. Elle croît avec l'énergie du faisceau incident. L'enrichissement en charme est d'un facteur deux alors que la proportion des interactions qui ont engendré une paire $c\bar{c}$ est de l'ordre de 1%. La contamination électromagnétique est réduite à 10%.

L'acquisition des données est assurée par des modules CAMAC lus par un ordinateur PDP 11-45. Le nombre moyen d'événements mis sur bande est de 77 par déversement du SPS, c'est-à-dire pour $2 \cdot 10^{12}$ protons.

FIGURES DU CHAPITRE II

VUE D'ENSEMBLE DU SPECTROMETRE NA 14/2

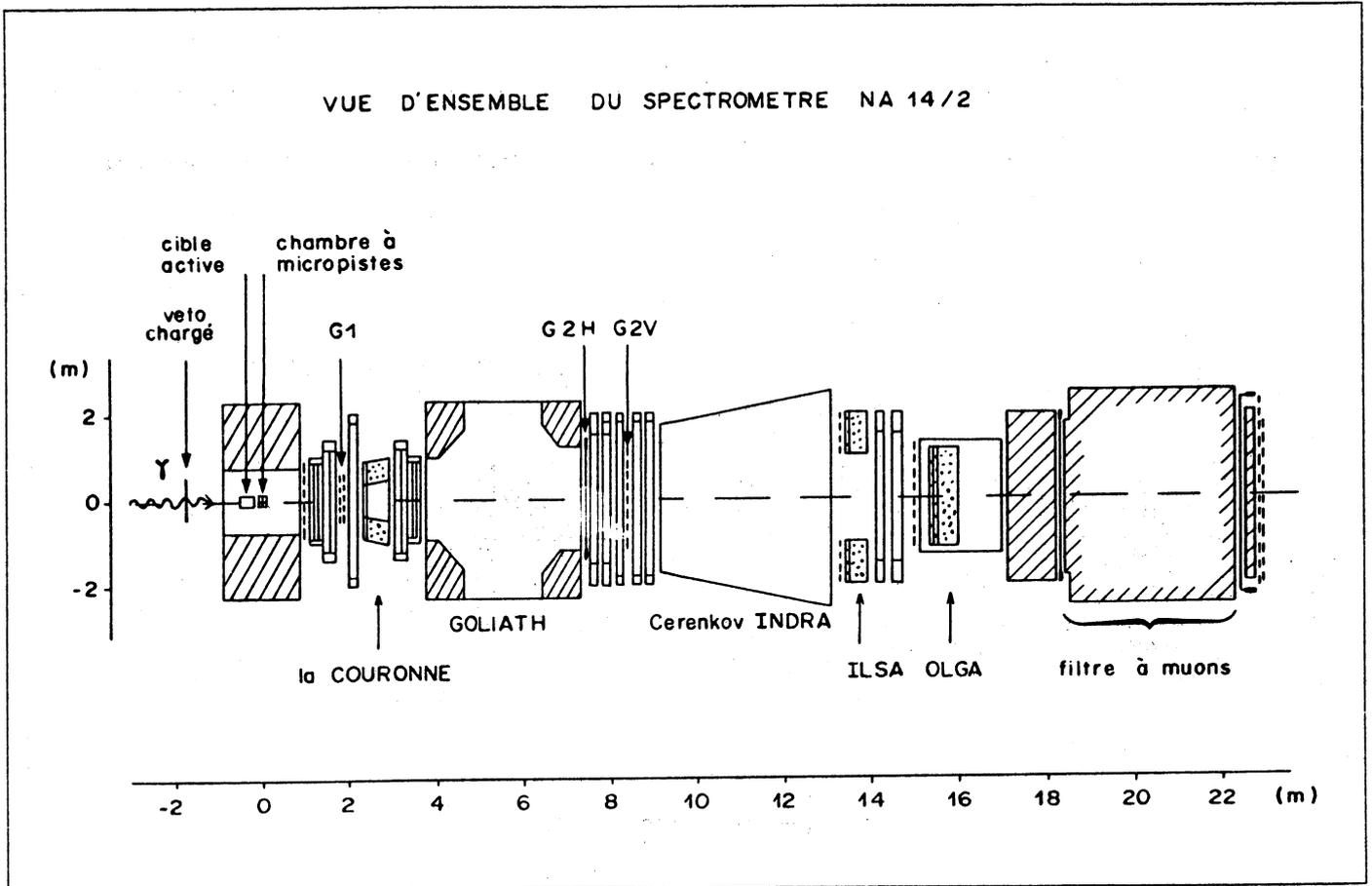


Fig. 1 : Le spectromètre NA14/2.

Q : Quadrupole
M : Aimant

H_i, V_i : Hodoscopes du système d'étiquetage

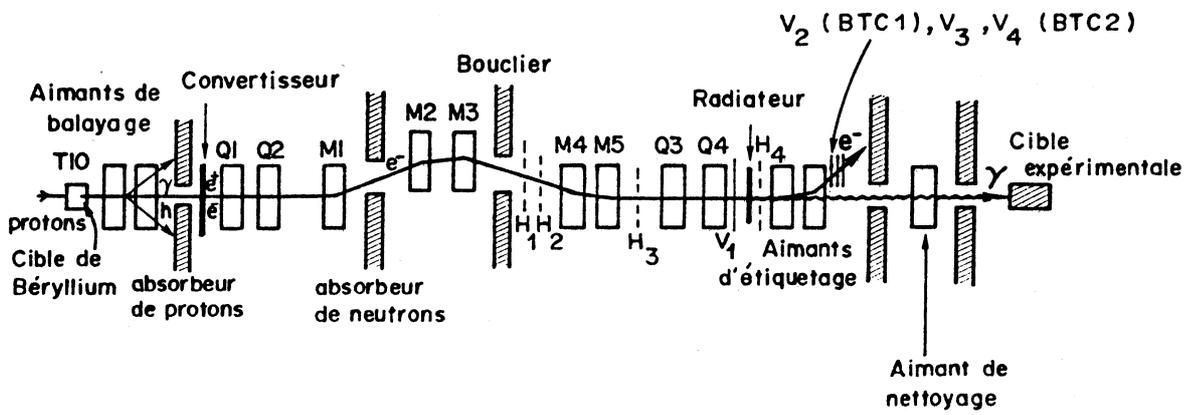


Fig. 2 : La ligne de faisceau E 12

Fig. 2 : La ligne de faisceau E 12.

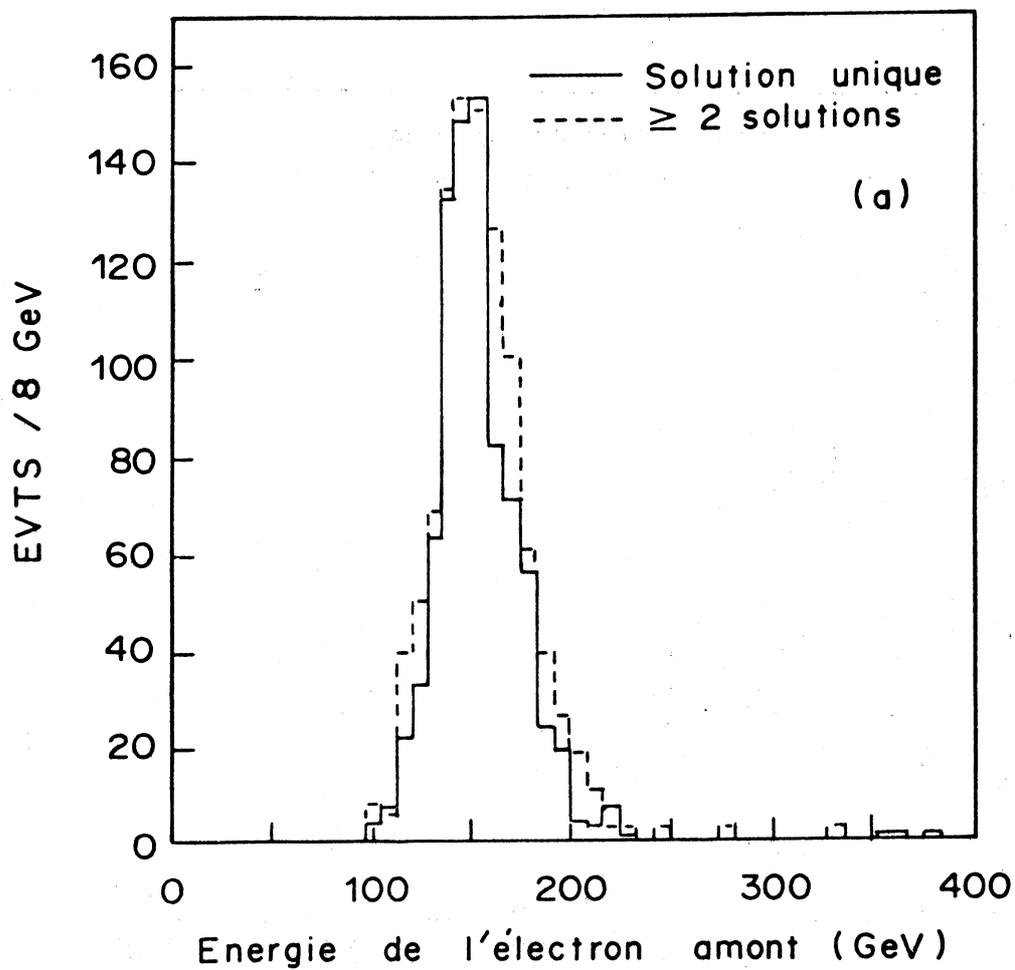


Fig. 3a : Spectre des électrons avant *Bremsstrahlung*.

On distingue le cas où l'analyse des informations du système d'étiquetage a fourni une solution unique pour l'énergie de l'électron du cas à solution multiple.

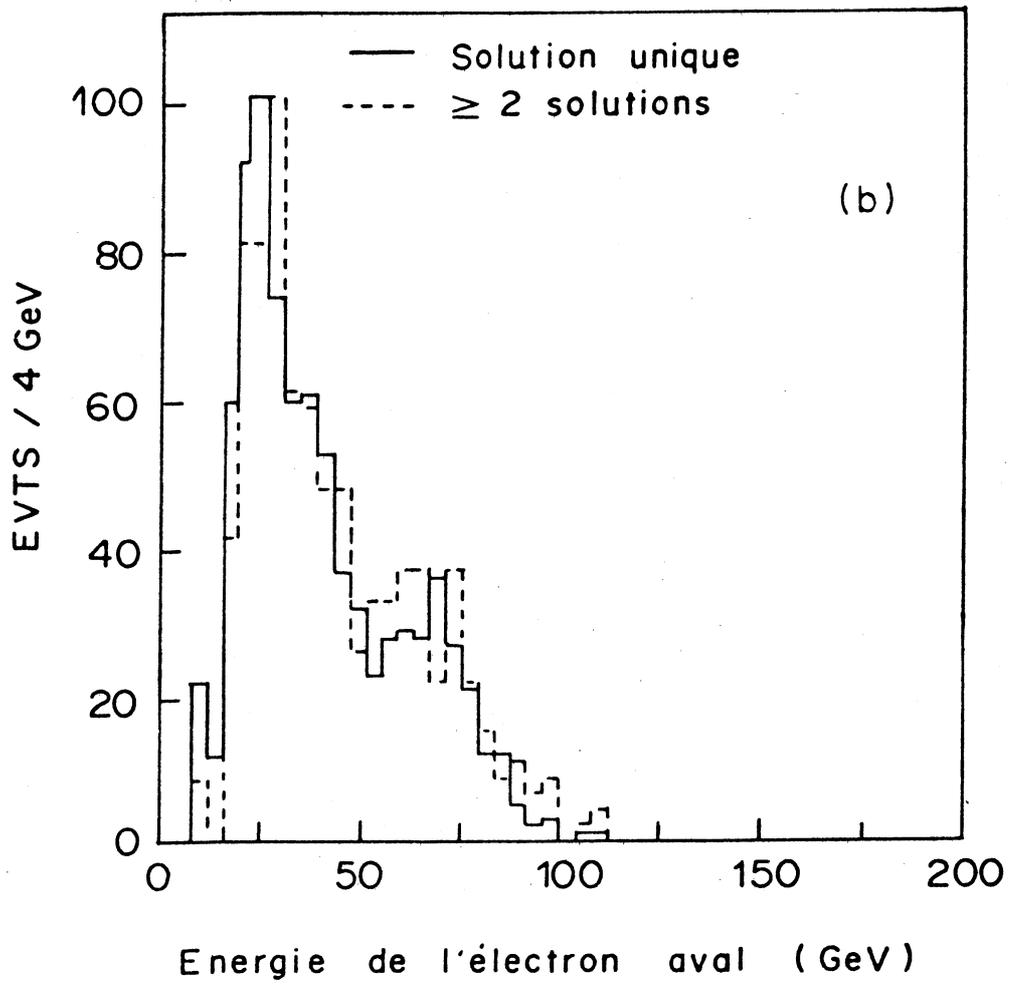


Fig. 3b : Spectre des électrons après *Bremsstrahlung*.

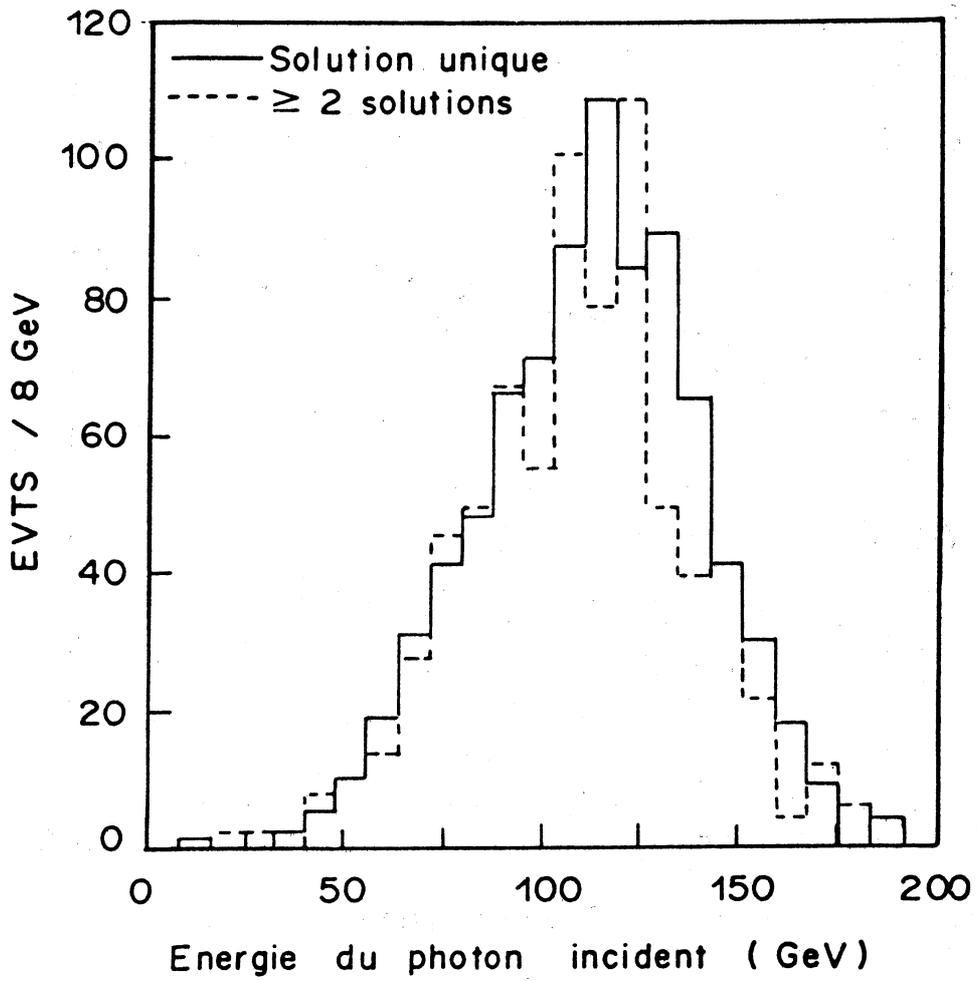


Fig. 4 : Spectre des photons d'après le système d'étiquetage.

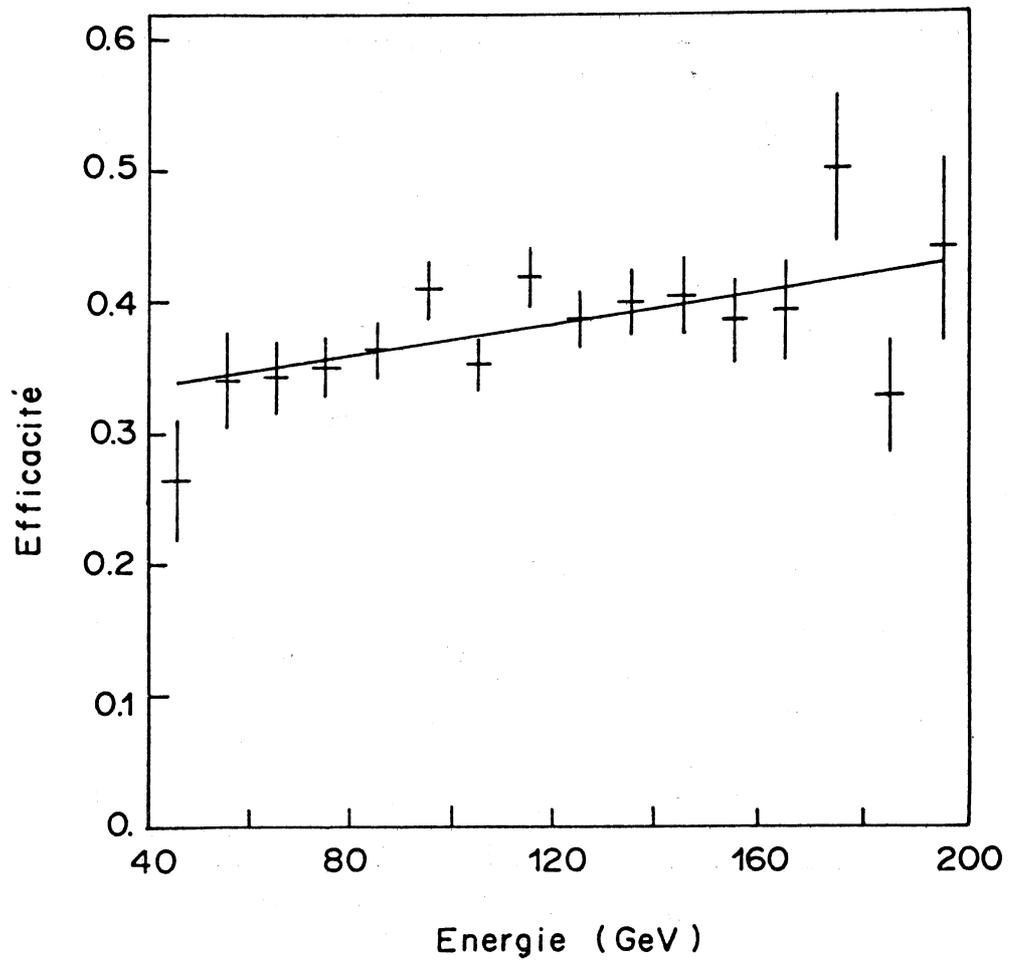


Fig. 5 : Efficacité d'étiquetage en fonction de l'énergie rayonnée.

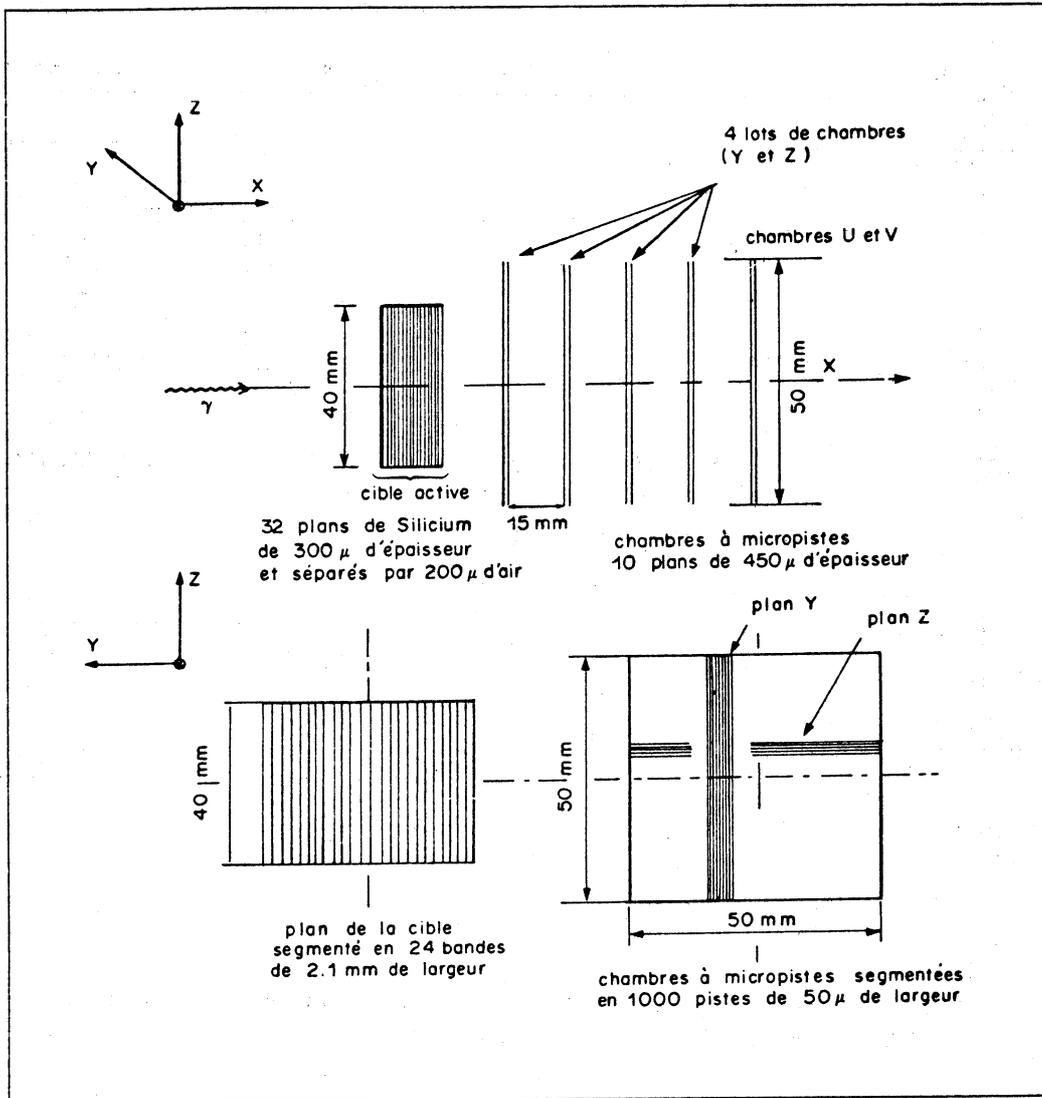


Fig. 6 : La cible active et le détecteur de vertex.

VUE HOMOTHETIQUE DES TROIS CALORIMETRES

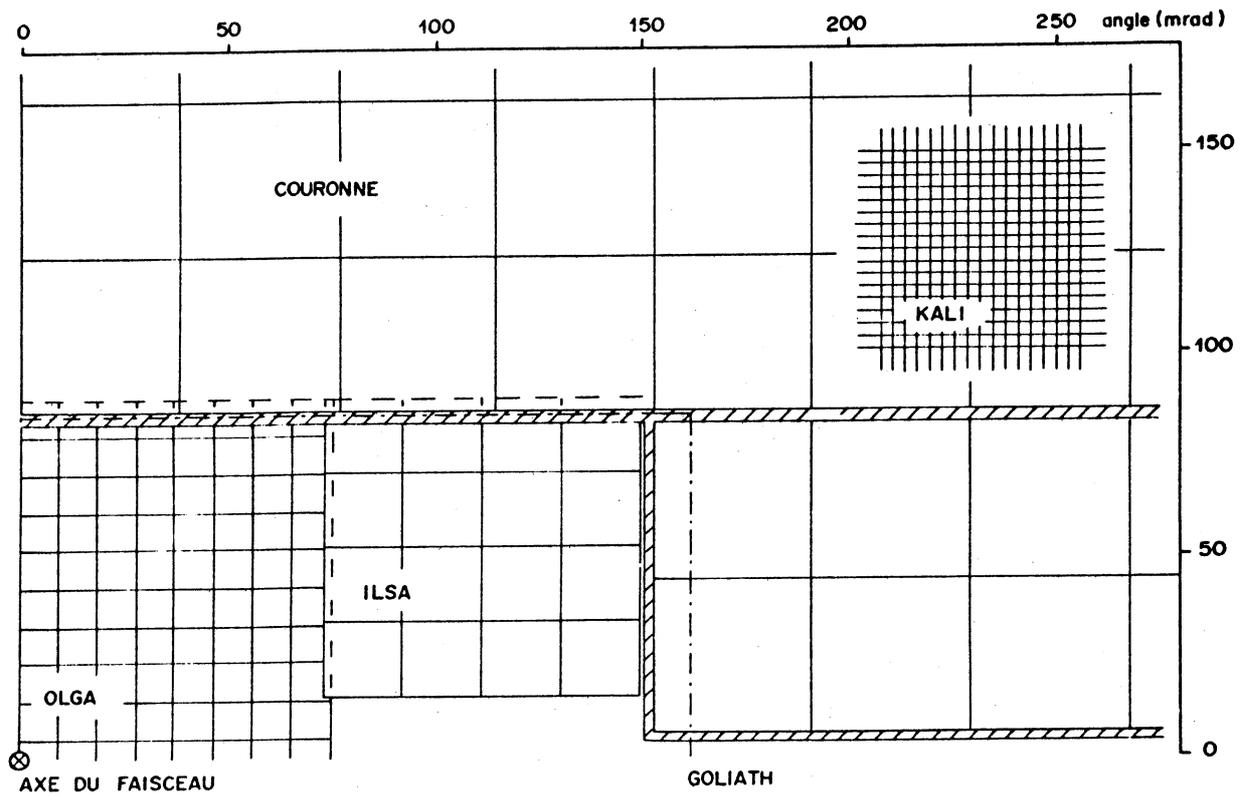


Fig. 7 : La disposition relative des trois calorimètres ramenés homothétiquement dans le même plan. Un seul quadrant est représenté.

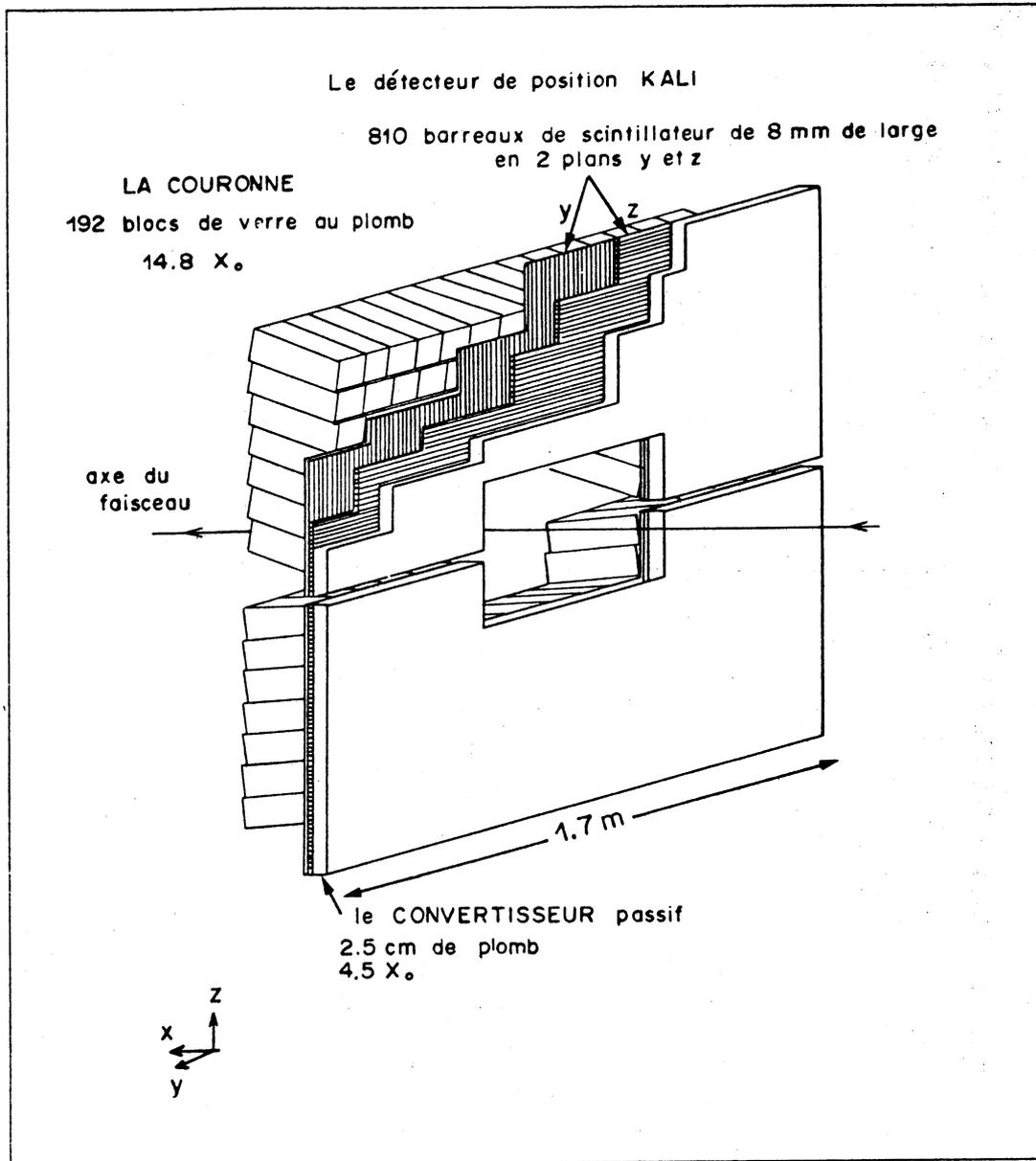


Fig. 8 : La structure du calorimètre couronne.

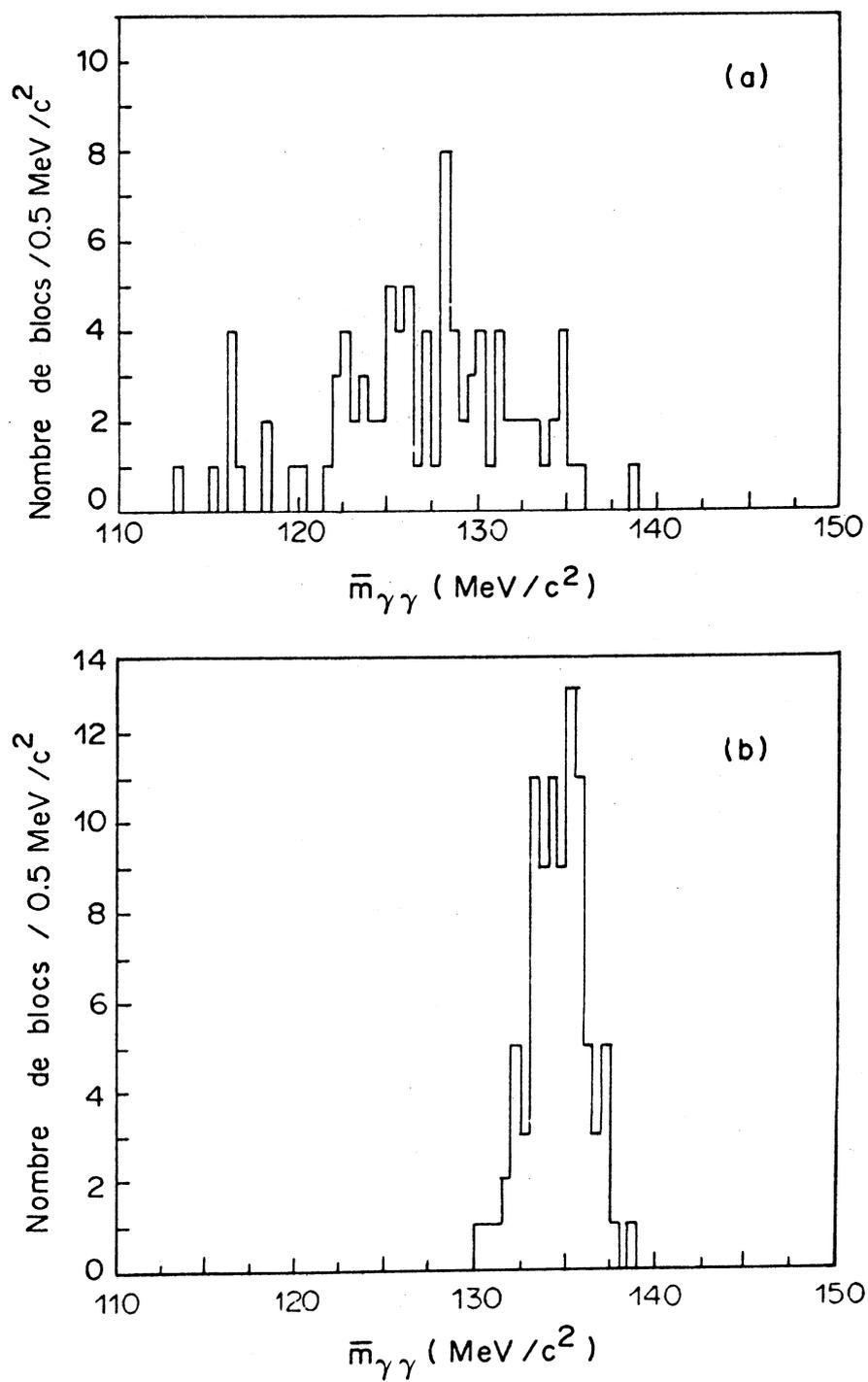


Fig. 9 : Evolution des masses du π^0 mesurées par les blocs de la couronne au cours du processus de calibration.

- a) Au départ, avec 22 MeV/canal sur toutes les voies.
- b) Après 3 itérations.

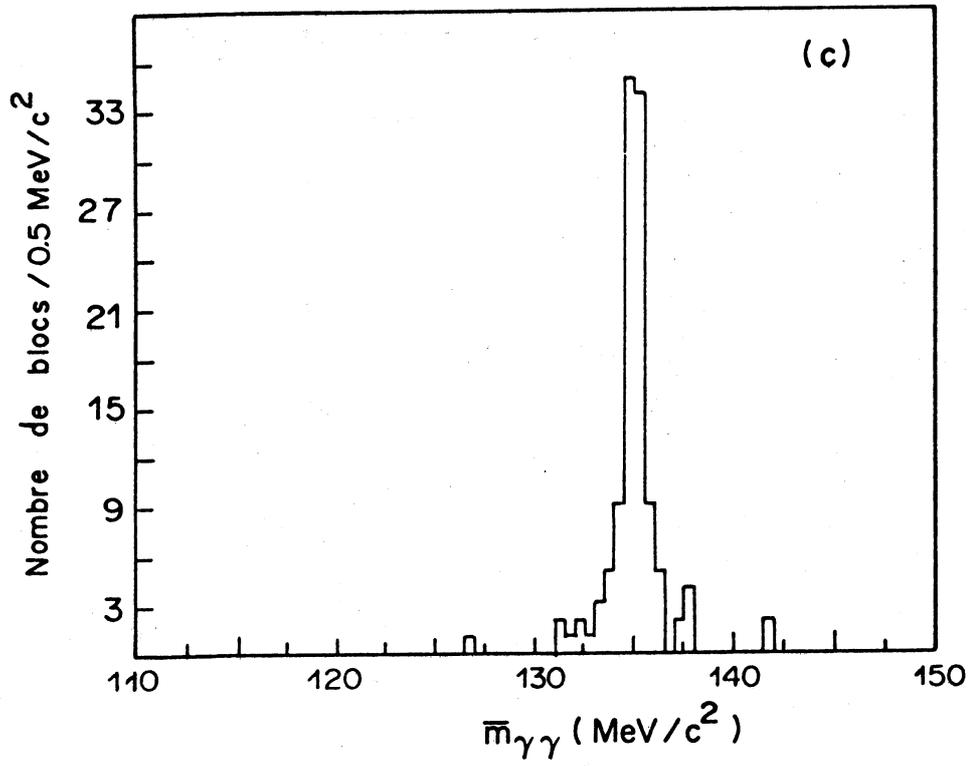


Fig. 9 : Evolution des masses du π^0 mesurées par les blocs de la couronne au cours du processus de calibration.
c) Après 12 itérations.

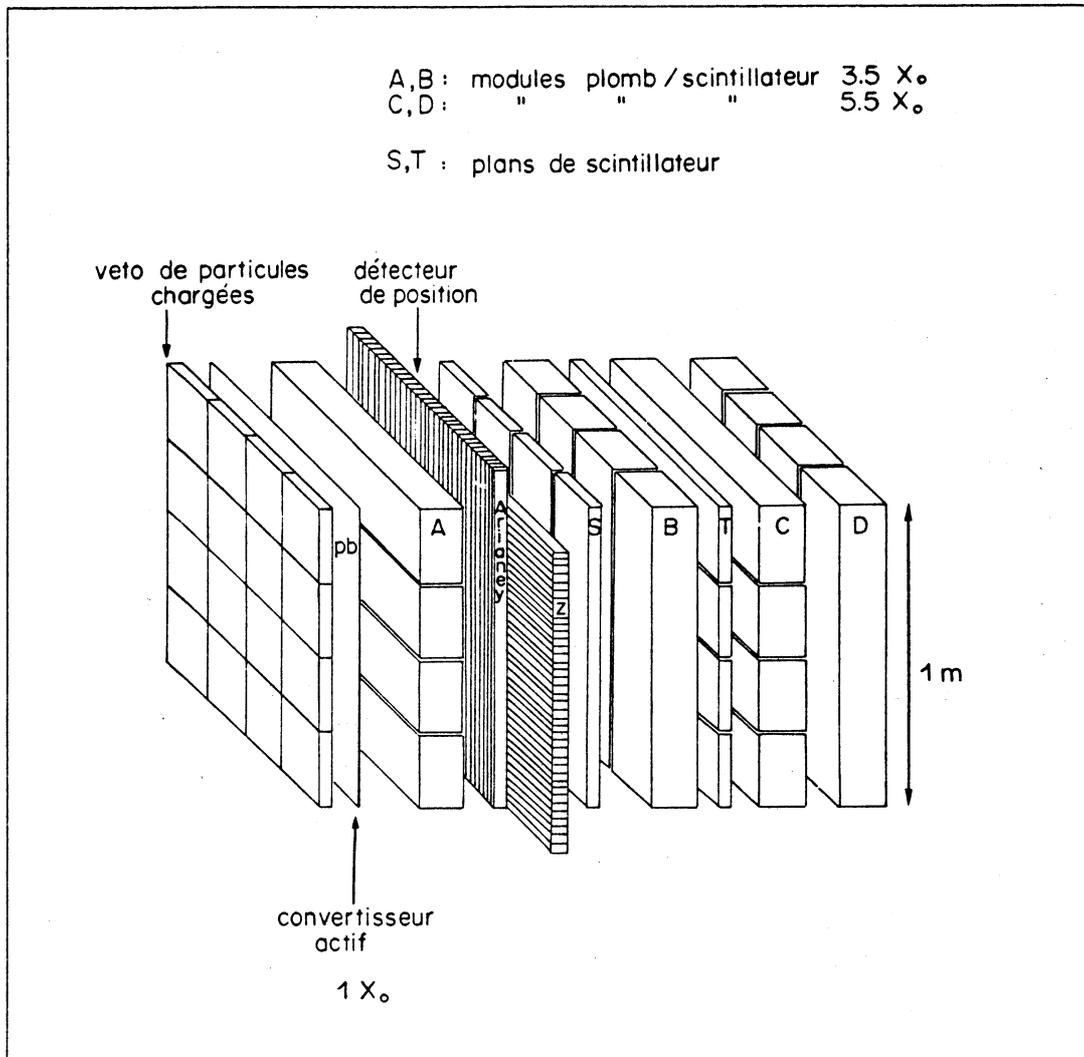


Fig. 10a : Structure des calorimètres Ilsa.

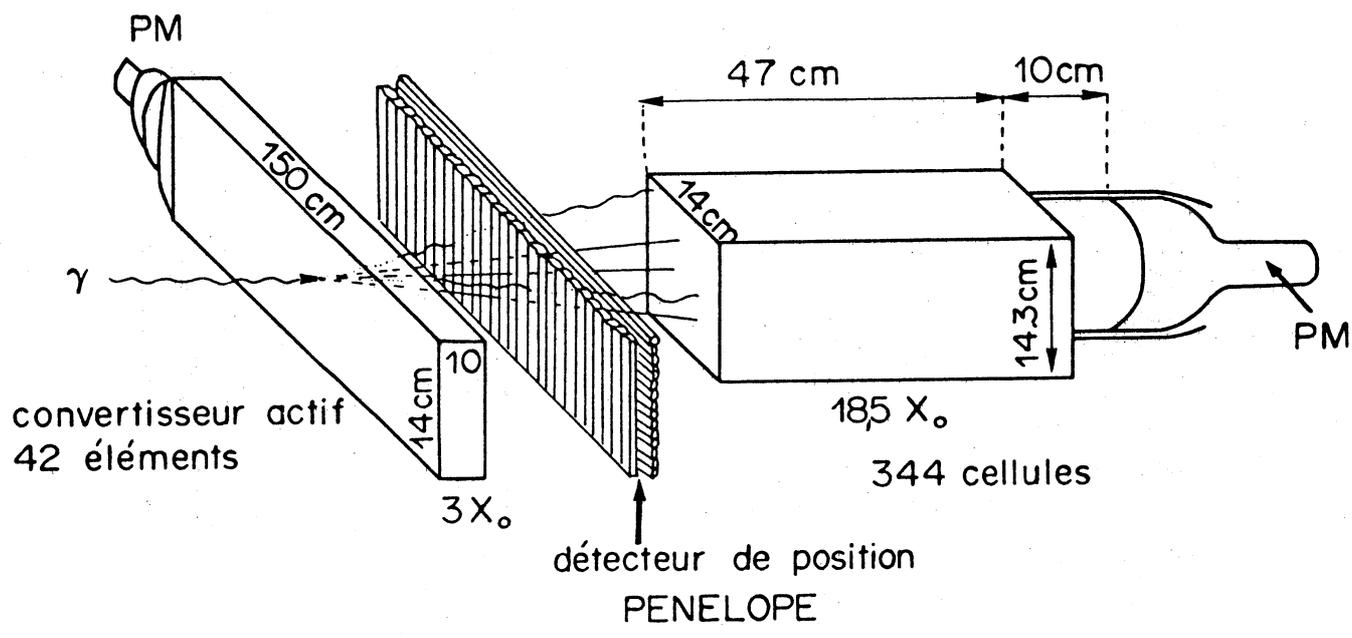
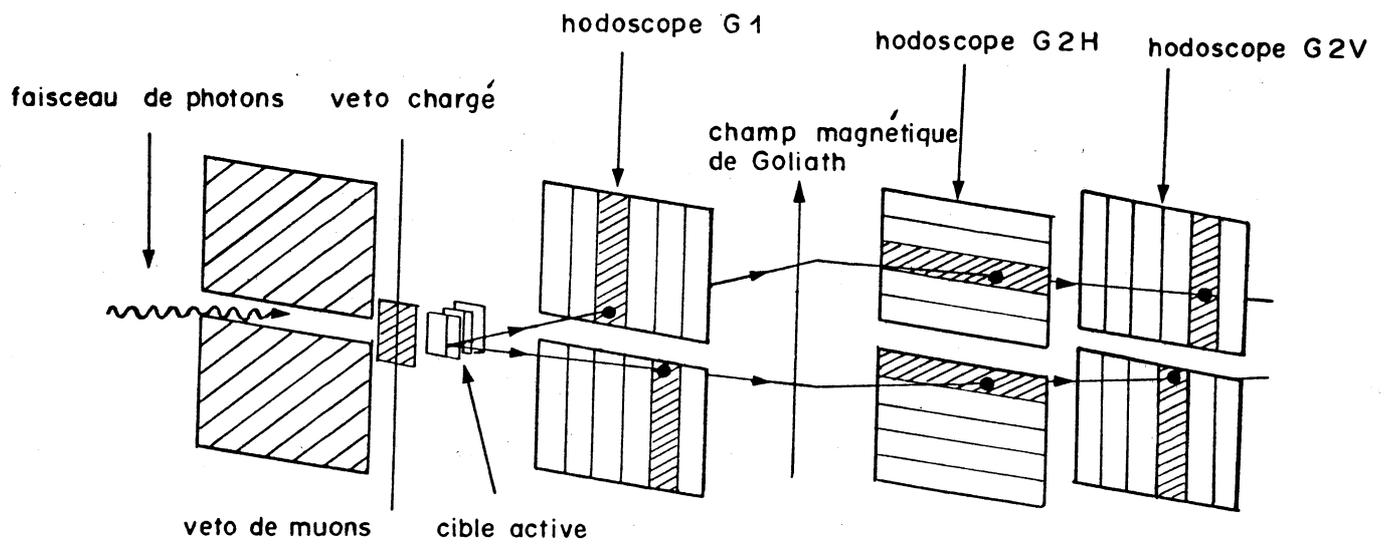


Fig. 10b : Structure des calorimètres Olga.



LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Fig. 11 : Le dispositif de déclenchement de la prise de données de l'expérience NA14/2.

CHAPITRE III

LE TRAITEMENT DES DONNEES

L'expérience NA14/2 a collecté 17 millions d'événements au cours des périodes de prise de données suivantes :

- juillet 1985	5 millions
- juillet 1986	6 millions
- septembre/octobre 1986	6 millions

Il fut hors de question d'appliquer la chaîne complète des programmes d'analyse à la totalité de cette statistique, en raison de la grande quantité de temps de calcul nécessaire à la reconstruction des traces des particules chargées dans les chambres à fils et à leur association dans les micropistes. Ce temps est de 2,6 s par événement en moyenne sur un IBM 3090/200. C'est pourquoi a été développé un programme de filtrage des événements charmés dont nous exposerons l'algorithme.

On présentera ensuite les signaux de π^0 obtenus grâce aux trois calorimètres électromagnétiques. C'est à partir de l'observation de ces signaux que nous avons filtré les événements comportant au moins un K et un π^0 , de manière à y rechercher les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ présentées dans le chapitre IV.

Les signaux de charme sont extraits d'une manière générale grâce à un algorithme de reconstruction de vertex que nous exposons dans le paragraphe IV.

Un tableau résumant le traitement complet des données brutes constitue le paragraphe V.

I - Le filtrage des événements charmés : [Kra 87]

Les données brutes sont tout d'abord soumises au traitement rapide du programme TYPHON qui reconstruit en 0,13 seconde par événement les traces des particules chargées dans les chambres à fils uniquement. C'est à partir de ces informations que le FILTRE va chercher à réduire le volume des données à traiter tout en conservant le plus grand nombre possible d'événements charmés. On procède en quatre étapes :

- l'analyse des dépôts d'énergie dans la cible active fournit la position x_{vp} , le long de l'axe du faisceau, du vertex principal de l'interaction,
- un ajustement des traces les plus énergiques dans les chambres à micropistes permet de déterminer la position transverse yz du vertex,
- une grande partie des traces chargées peut alors être finement reconstruite dans les micropistes en utilisant la position du vertex d'origine,
- à l'aide de ces traces on cherche un écart transverse significatif de la désintégration d'un objet charmé.

1) Recherche de la position longitudinale x_{vp} du vertex principal

a) Définition d'une rangée principale

On découpe la cible active en tranches verticales d'une latte de largeur que nous appelons rangées. Dans une rangée donnée on regroupe en blocs les lattes qui ont fourni une réponse. Le programme recherche la rangée ayant les propriétés suivantes :

- elle contient un bloc avec une latte en fin de cible,
- s'il y a d'autres blocs, ils sont constitués d'une latte isolée ou bien l'ionisation moyenne est inférieure à 4 m.i.. Un m.i. désigne l'énergie minimale qu'il faut déposer pour obtenir une ionisation.

On évite ainsi de prendre en compte les signaux de paires électromagnétiques.

Si plusieurs rangées obéissent à ces critères, on mesure la longueur des blocs d'ionisation à partir des lattes ayant enregistré plus de 4 m.i.. La rangée principale est celle qui contient la plus longue zone ionisée.

b) Détermination de x_{vp} dans la rangée principale

On utilise essentiellement les traces d'ionisations à grands angles. La latte qui contient le vertex avec la plus grande probabilité désigne l'abscisse x_{vp} .

Par comparaison avec la position longitudinale déterminée à l'aide des traces ajustées dans les micropistes, on estime la résolution à $\sigma_x \sim 250 \mu$.

82% des événements ont un x_{vp} déterminé à la suite de ce traitement.

2) Recherche de la position transverse yz du vertex principal

Dans ce but, nous ajustons finement dans les micropistes les traces de TYPHON dont l'impulsion est connue avec une précision suffisante. On utilise ainsi les particules chargées de plus de 5 GeV repérées dans les chambres à fils avant et après l'aimant Goliath, d'inclinaison supérieure à 3 mrad par rapport au plan xy de manière à écarter les paires électromagnétiques. 76% des événements contiennent au moins une trace qui satisfasse ces critères, leur multiplicité étant de 1,9 en moyenne.

a) Ajustement dans la projection xz

Une trace est extrapolée depuis le premier point d'impact connu dans les chambres à fils jusque dans les quatre plans de pistes horizontales. Une large fenêtre de 4 mm est ouverte dans le plan de référence (le 3^{ième} en partant de la cible) autour de la piste qui intercepte la trace. A l'intérieur de la fenêtre, chaque piste ayant répondu de façon isolée est candidate à l'association avec la trajectoire extrapolée. On fait passer une droite parallèle à cette trajectoire et contenant une piste candidate à travers les trois autres plans. Tout ensemble de quatre pistes ayant répondu, situé dans une fenêtre étroite autour de cette droite est soumis à un test de χ^2 qui inclut la compatibilité avec la trajectoire extrapolée. Une coupure à 1%

de probabilité du χ^2 est appliquée. Au besoin on fait appel aux combinaisons de trois points seulement.

b) Ajustement dans la projection xy

Une méthode similaire est appliquée mais cette fois-ci, en raison du champ magnétique de l'AEG, les trajectoires testées sont des arcs de cercles dont le rayon est fixé par l'impulsion.

c) Utilisation des plans U et V

Les informations qu'ils fournissent sont bien utiles pour lever l'ambiguïté des associations multiples. Le choix de la meilleure association est fonction d'un χ^2 qui inclut la contrainte des pistes U et V candidates et du nombre total de pistes associées.

64% des événements traités ont au moins une trace reconstruite. Leurs intersections à l'abscisse x_{vp} déterminent les coordonnées y et z du vertex.

3) Reconstruction des traces chargées dans les micropistes

Utilisant la position du vertex, on peut ajuster dans les micropistes les traces TYPHON dont l'impulsion est supérieure à 1,5 GeV, à condition qu'elles aient été repérées dans les chambres avant l'aimant Goliath au moins. Les traces trop proches du plan horizontal sont toujours écartées. L'efficacité de cette procédure est de 40%.

4) Les critères de sélection des événements

Nous utilisons un critère local et un critère d'appréciation globale de l'événement. Il suffit que l'un des deux critères suivants soit vérifié pour que le programme FILTRE retienne l'événement. Le premier exige que deux traces présentent un écart transverse l'une par rapport à l'autre à l'abscisse du vertex. L'autre critère apprécie de manière globale pour un événement donné l'étalement longitudinal ou transverse des intersections des traces.

a) On teste tous les couples de traces ajustées qui se coupent après x_{vp} . L'intersection est définie par une distance inférieure à 200 μ . On exige qu'en x_{vp} leur écart transverse, dans le plan yz , soit supérieur à 60 μ .

b) On considère globalement tous les couples de traces se coupant à moins de 150 μ . Lx, Ly, Lz désigne la largeur de la distribution des écarts en x, y, z entre les points d'intersection pris deux à deux. On définit LT comme étant égal à $\sqrt{Ly^2 + Lz^2}$.

On exige que Lx soit supérieur à 500 μ ou que LT soit supérieur à 50 μ .

5) Performances du programme *FILTRE*

La chaîne complète des programmes de reconstruction des mésons charmés, hormis l'étape *FILTRE*, fut appliquée à un lot de sept millions de données brutes, notamment pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, grâce aux émulateurs 3081/E du CERN. Par comparaison avec le nombre de particules charmées retrouvées dans ce même lot de données lorsqu'on emploie le filtre, on a déduit que l'efficacité du filtrage est de 50%.

Le volume des données est par contre réduit d'un facteur 5,5. L'enrichissement en charme est donc d'un facteur 2,8.

II – Le programme *TRIDENT* [Mag 88]

C'est un programme qui ajuste avec précision les traces des particules chargées dans les 69 plans de chambres à fils et les 10 plans de micropistes. Il est systématiquement appliqué aux événements sortant du *FILTRE*. A la suite de ce traitement, nous connaissons la position d'un vertex principal qui nous est fournie avec la matrice d'erreurs. La position et la direction des particules chargées sont données au premier point de mesure en partant de la cible, point qui est situé dans un plan de micropistes ou à défaut dans les chambres à fils. La matrice d'erreurs en $(y, z, \frac{1}{p}, \lambda, \varphi)$ est également fournie.

La question de l'efficacité de reconstruction des traces chargées est discutée dans le chapitre V.

C'est à la suite du traitement des événements par le programme *TRIDENT* que commence à proprement parler la recherche des mésons charmés dans les différents canaux.

III – Le filtrage des kaons et des π^0 pour l'étude dans le canal $K^- \pi^+ \pi^0$

Dans le but de rechercher les désintégrations des mésons D^0 dans le canal $K^- \pi^+ \pi^0$, nous avons retenu parmi les données traitées par *TRIDENT* les événements qui contiennent au moins un kaon et un π^0 . On leur applique alors un algorithme de reconstruction des vertex primaires et secondaires détaillé dans le paragraphe IV.

1) Définition des kaons

Les kaons sont identifiés dans la plage d'impulsion comprise entre 6,3 et 20,5 GeV/c dans le détecteur Čerenkov. Parmi les particules énergiques de plus de 20,5 GeV/c, il reste un grand nombre de kaons. Dans l'algorithme de reconstruction des vertex secondaires nous les considérerons comme des candidats kaons possibles. Ainsi les traces des kaons retenus pour la reconstruction d'un vertex de désintégration possèdent les propriétés suivantes :

- elles ont pu être ajustées dans les micropistes par le programme *TRIDENT*,

- soit leur impulsion est comprise entre 6,3 et 20,5 GeV/c et elles n'ont pas rayonné de lumière dans le détecteur Čerenkov, soit leur impulsion est supérieure à 20,5 GeV/c.

87% des événements contiennent au moins une trace répondant à ces critères. La figure 1a représente la multiplicité des kaons par événement, tels qu'on vient de les définir.

2) Les signaux de π^0

Après traitement des informations concernant les impacts dans les calorimètres électromagnétiques, nous connaissons l'énergie et la position de différents objets qui se répartissent de la façon suivante :

- Les photons isolés qui représentent 20% des impacts.
- Les photons des calorimètres Ilsa et Olga pour lesquels le veto de particules chargées a répondu (5%). Ils correspondent pour une grande partie d'entre eux au signal d'un électron.
- Les photons "douteux" pour lesquels le développement de la gerbe électromagnétique coïncide mal avec le schéma attendu [Blo 85, Aug 83] (sans veto 25%, avec veto 35%).
- Des impacts doubles qui correspondent à la superposition de deux gerbes électromagnétiques. On a pu retrouver la position et l'énergie de deux photons distincts. Leur masse invariante est compatible avec celle d'un π^0 (1%).
- Des impacts doubles incompatibles avec le signal d'un π^0 (14%).

Nous avons cherché à reconstituer des π^0 en utilisant les impacts des photons isolés de plus de 1 GeV, seuil au-delà duquel la résolution des calorimètres permet de définir des photons avec une précision suffisante. Leur multiplicité par événement est représentée sur la figure 2. La distribution des masses $\gamma_1\gamma_2$ de deux quelconques de ces photons est représentée sur la figure 3. Elle met en évidence un signal de π^0 entre 100 et 180 MeV/c². Le rapport signal/fond est de 1/5.

Nous retenons comme π^0 non seulement les impacts doubles dont la masse est comprise entre 100 et 180 MeV/c² mais aussi les combinaisons de deux photons isolés dont la masse est située dans le même intervalle. La multiplicité des combinaisons $\gamma\gamma$ pouvant former un π^0 est représentée sur la figure 1b.

3) Efficacité de détection des π^0

On peut considérer que le taux de production des π^0 est égal à la moitié de celui des π^+ et des π^- réunis. Comparant le double du nombre des π^0 retrouvés à celui des traces vues dans les micropistes on dispose d'une mesure de l'efficacité de détection des π^0 normée à celle des particules chargées. Les valeurs qui figurent dans le tableau ci-dessous sont calculées en soustrayant la proportion des combinaisons de fond dans la bande de masse de 100 à 180 MeV/c².

Impulsion du π^0 (GeV/c)	[2; 4]	[4; 5]	[5; 6]	[6; 7]	[7; 10]	> 10
Rapport signal/fond	0,2	0,3	0,3	0,4	0,3	0,8
Efficacité de détection en % ($2 N_{\pi^0} / N_{chargées}$)	6,1	12,3	10,8	9,4	6,4	4,6

IV – La reconstruction des particules charmées

L'extraction des signaux de charme se fait à l'aide d'un algorithme qui calcule la position du vertex que forment éventuellement un ensemble de particules retrouvées dans les micropistes. Si l'on trouve un vertex primaire en amont, on peut chercher à évaluer le degré de séparation des deux vertex. En appliquant une coupure judicieuse sur cette valeur pour chaque canal de décroissance, on obtient des signaux qui optimisent le compromis entre le nombre d'événements observés et le rapport signal/bruit.

1) Algorithme de reconstruction d'un vertex [Rou 86]

a) La paramétrisation des traces

Nous connaissons les équations des tangentes aux trajectoires au premier point de mesure dans les micropistes,

$$\begin{cases} y = a_y x + b_y \\ z = a_z x + b_z \end{cases}$$

Les trajectoires sont extrapolées jusqu'au vertex trouvé par TRIDENT à l'aide d'une hélice en utilisant la valeur moyenne du champ magnétique de l'AEG. Nous obtenons alors une nouvelle équation de la tangente en ce vertex, définie par de nouveaux coefficients a' et b' . Comme nous recherchons des désintégrations situées à 1 cm au plus du vertex principal lorsque nous calculerons la position d'un vertex, nous décrirons toujours nos trajectoires par des droites définies par ces coefficients. Pour une particule de 5 GeV, après un vol de 1 cm l'écart entre la position réelle et celle que nous employons n'est que de 4 μ .

Les matrices d'erreurs σ_y^2 et σ_z^2 sur les coefficients a' et b' sont dérivées des matrices de covariance des traces TRIDENT sans qu'aucune corrélation entre y et z ne soit introduite. Un terme de diffusion multiple des particules dans les plans de silicium de la cible est introduit dans les erreurs.

b) Ajustement de la position du vertex

La position $V(x, y, z)$ du vertex éventuellement formé par la combinaison de traces considérée est obtenue par la minimisation de la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{V H_i^2}{\sigma_{V H_i}^2}$$

où N est le nombre de traces,

H_i est la projection orthogonale de V sur la $i^{\text{ème}}$ trace.

L'erreur sur la distance $V H_i$ est calculée à partir de l'expression :

$$\sigma_{V H_i}^2 = \delta M \delta^t$$

$$\text{où } \delta = \left(\frac{\partial V H^2}{\partial a_y} \quad \frac{\partial V H^2}{\partial b_y} \quad \frac{\partial V H^2}{\partial a_z} \quad \frac{\partial V H^2}{\partial b_z} \right)$$

M est la matrice 4×4 $\begin{bmatrix} \sigma_y^2 & 0 \\ 0 & \sigma_z^2 \end{bmatrix}$, qui regroupe les covariances sur les variables a' et b' .

On en déduit la variance qui intervient dans le calcul de χ^2 :

$$\sigma_{V H}^2 = \frac{\sigma_{V H^2}^2}{4 V H^2}$$

La forme générale de χ^2 est alors :

$$\chi^2 = [a_0 + Ar]^t G [a_0 + Ar]$$

où • r est le vecteur de dimension 3 qui désigne la position de V ,

• a_0 est un vecteur de dimension $3N$,

• A est une matrice $3N \times 3$,

• G est la matrice diagonale $3N \times 3N$ qui contient les coefficients $\frac{1}{\sigma_{V H_i}^2}$.

Nous résolvons le système $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial x} = 0 ; \frac{\partial \chi^2}{\partial y} = 0 ; \frac{\partial \chi^2}{\partial z} = 0 \right)$ par une méthode itérative. Au départ V est confondu avec le vertex fourni par TRIDENT. A chaque étape nous calculons les éléments de la matrice G pour une position V donnée. Puis nous les considérons comme indépendants des coordonnées du vertex. Ainsi la solution est donnée par [Bra 70] :

$$r = -(A^t G A)^{-1} A^t G a_0$$

tandis que la matrice d'erreur est $E_r^{-1} = (A^t G A)^{-1}$.

Si la position trouvée est significativement différente de la position précédente, eu égard aux éléments de la matrice d'erreurs, on recalcule les éléments de G pour les nouvelles valeurs de x, y et z avant de chercher une nouvelle solution.

La fonction de probabilité du χ^2 des vertex $K^- \pi^+$ est tracée sur la figure 4.

c) Performances

Une étude par simulation nous permet d'estimer l'efficacité de la méthode décrite ci-dessus. Pour les canaux $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ notamment, lorsqu'on

accepte les vertex pour lesquels la probabilité du χ^2 est supérieure à 1%, on retrouve les proportions suivantes des vertex générés :

$$\varepsilon_{K\pi}^{vtx} = 96\% \qquad \varepsilon_{K3\pi}^{vtx} = 89\%$$

2) Extraction des signaux

a) La méthode générale

Typiquement, pour un canal de désintégration donné, on va tester toutes les combinaisons de traces qui peuvent correspondre à la décroissance étudiée. Si elles forment un vertex (probabilité du $\chi^2 > 1\%$), on essaye de déterminer la position du vertex primaire à l'aide des autres traces vues dans les micropistes. Les traces contribuant le plus au χ^2 sont écartées successivement jusqu'à obtenir un vertex acceptable du point de vue de la probabilité de χ^2 . Si on a trouvé un vertex primaire en amont du secondaire, on calcule la quantité :

$$N_{\sigma}^v = \frac{\Delta X}{\sqrt{\sigma_x^2(1) + \sigma_x^2(2)}}$$

où ΔX représente l'écart entre les deux vertex dans la direction du faisceau. Les σ_x^2 sont les covariances en x des positions des vertex. Le dénominateur est une mesure de l'incertitude avec laquelle nous mesurons l'écart ΔX . La distribution de cette erreur est représentée sur la figure 5a pour le canal $K^-\pi^+$. La distribution des N_{σ}^v correspondante est montrée figure 5b.

On peut également utiliser la trajectoire de la particule qui est supposée s'être désintégrée au vertex secondaire pour la recherche du vertex principal. On exige alors des traces qui candidatent à la formation du vertex primaire qu'elles recoupent la direction définie par la somme des impulsions des traces de la désintégration.

Les masses invariantes sont calculées après extrapolation des particules à l'abscisse de la désintégration en suivant des hélices. Une coupure sur la valeur minimale de N_{σ}^v ou sur le temps de vol, réalise l'extraction du signal. De nombreux signaux obtenus dans les canaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ sont présentés dans le chapitre V. Nous parlerons à nouveau des techniques d'extraction plus spécifiquement à propos du canal $K^-\pi^+\pi^0$ dans le chapitre IV.

b) *Les principaux signaux obtenus*

Le tableau suivant illustre les signaux obtenus dans différents canaux pour une coupure sur N_{σ}^{ν} donnée :

Désintégration	Nombre d'événements	Rapport signal/bruit	Valeur minimum de N_{σ}^{ν}
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	390	2,2	4
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	230	1,5	6
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	67	0,5	9
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	120	3,0	1,5
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	250	1,9	4
$D^+ \rightarrow \Phi \pi^+$	18	1,8	2,5
$D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$	23	2,3	2,5
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	26	1,0	3,5

V- Résumé des différentes étapes du filtrage des données

Programme	Nature du traitement/ détecteurs utilisés	Temps CPU IBM 3090/200 en moyenne par événement (s)	Proportion des événements retenue
TYPHON	Reconstruction rapide des traces des particules chargées dans les chambres à fils	0,130	100%
FILTRE	Filtrage des événements susceptibles de contenir des particules charmées. On utilise les traces de TYPHON et les informations de la cible active et des chambres à micropistes. 50% d'efficacité	0,065	18%
TRIDENT	Reconstruction précise des traces des particules chargées dans les chambres à fils et les micropistes	2,6	100%
Un filtre spécifique à la recherche du charme dans un canal de désintégration donné. Exemple : on exige au moins $1K$ et $1\pi^0$ par événement pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	Traitement des informations du détecteur Čerenkov, des calorimètres électromagnétiques	$\sim 0,03$	32% pour la sélection (K, π^0)
L'extraction des signaux	Reconstruction des vertex à l'aide des traces TRIDENT. Utilisation éventuelle des photons et ajustement des π^0	$\sim 0,1$	

FIGURES DU CHAPITRE III

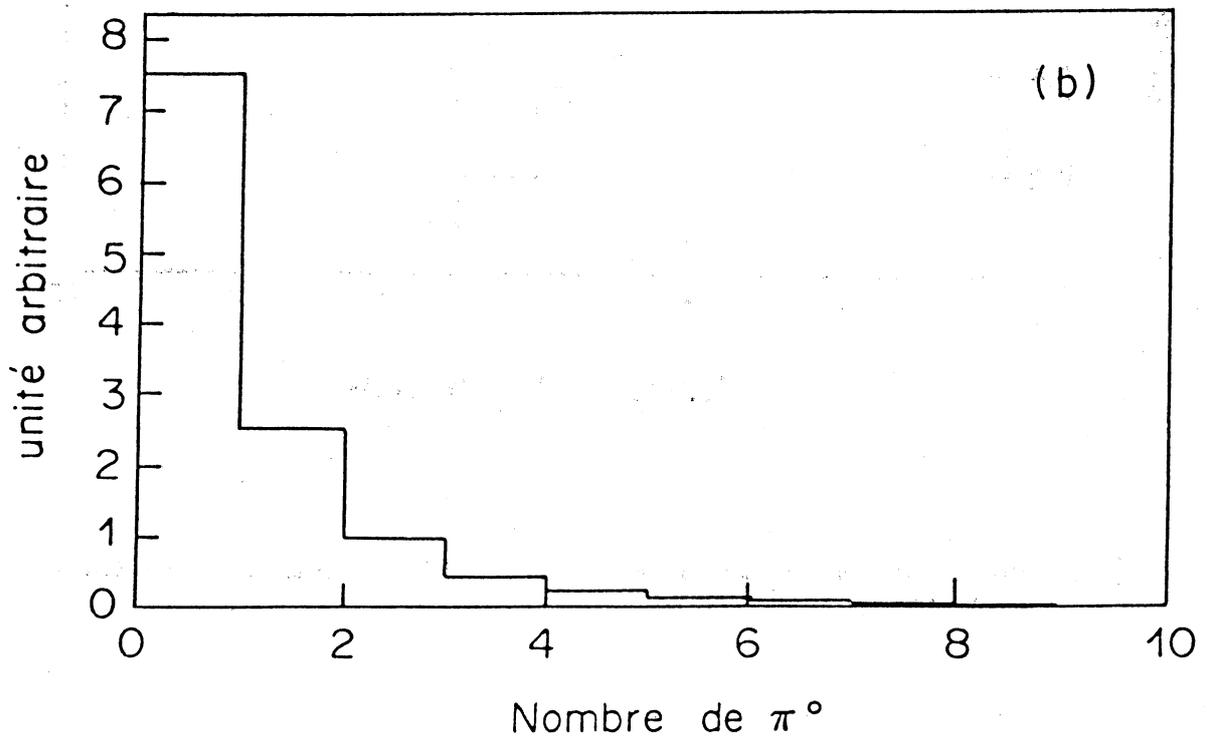
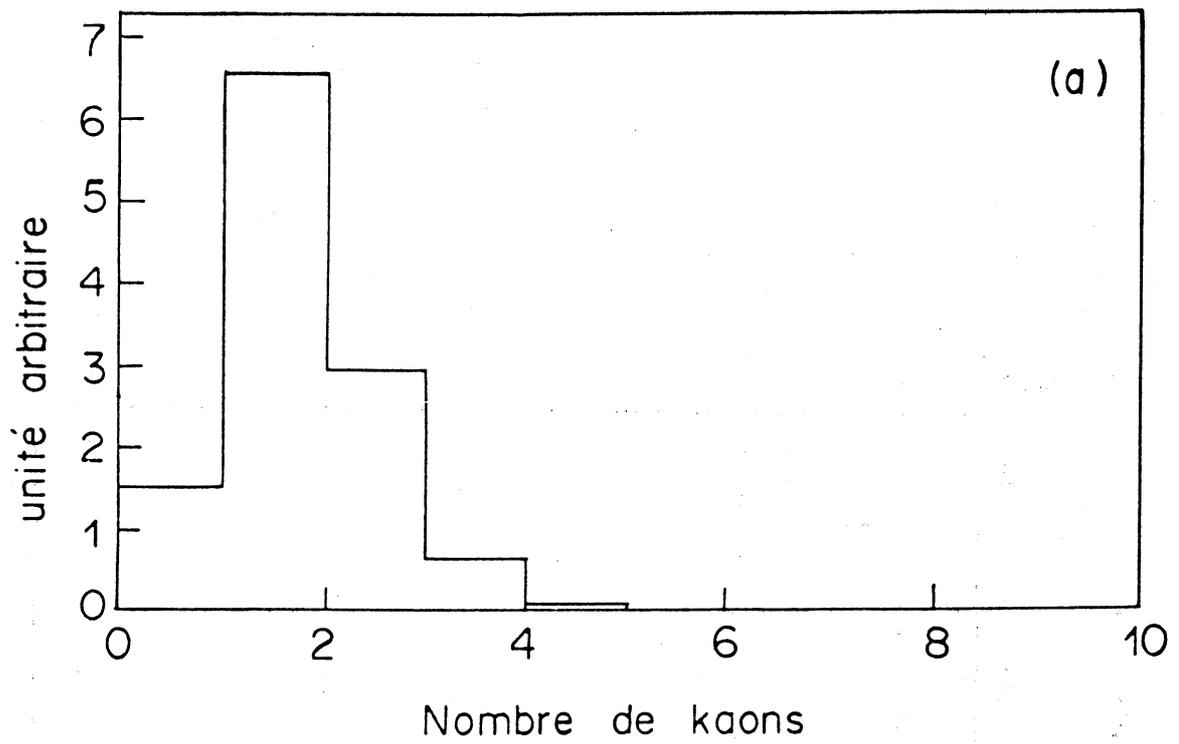


Fig. 1 : Le filtrage des kaons et des π^0 .
 a) Multiplicité des traces retenues comme K .
 b) Multiplicité des π^0 , fond compris.

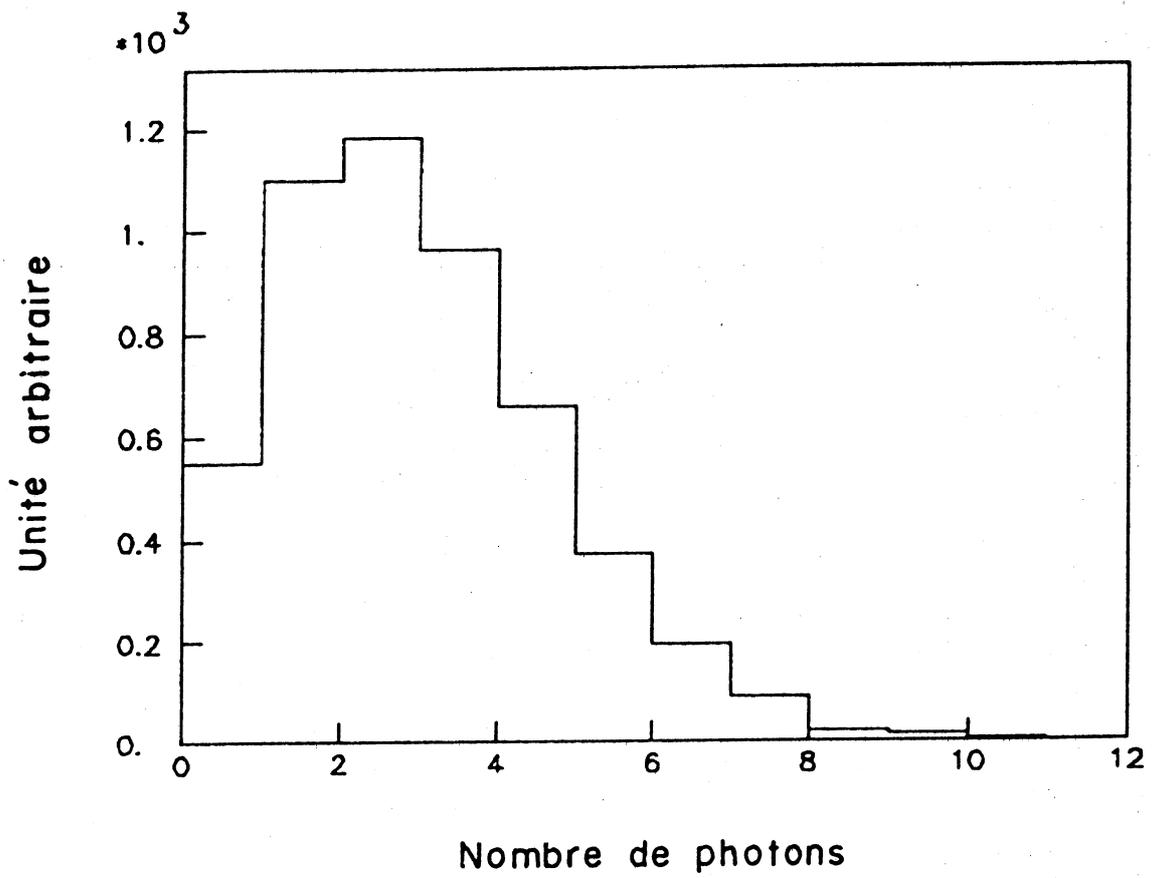


Fig. 2 : Multiplicité des photons isolés utilisés pour la reconstruction du signal du π^0 présenté sur la figure 3.

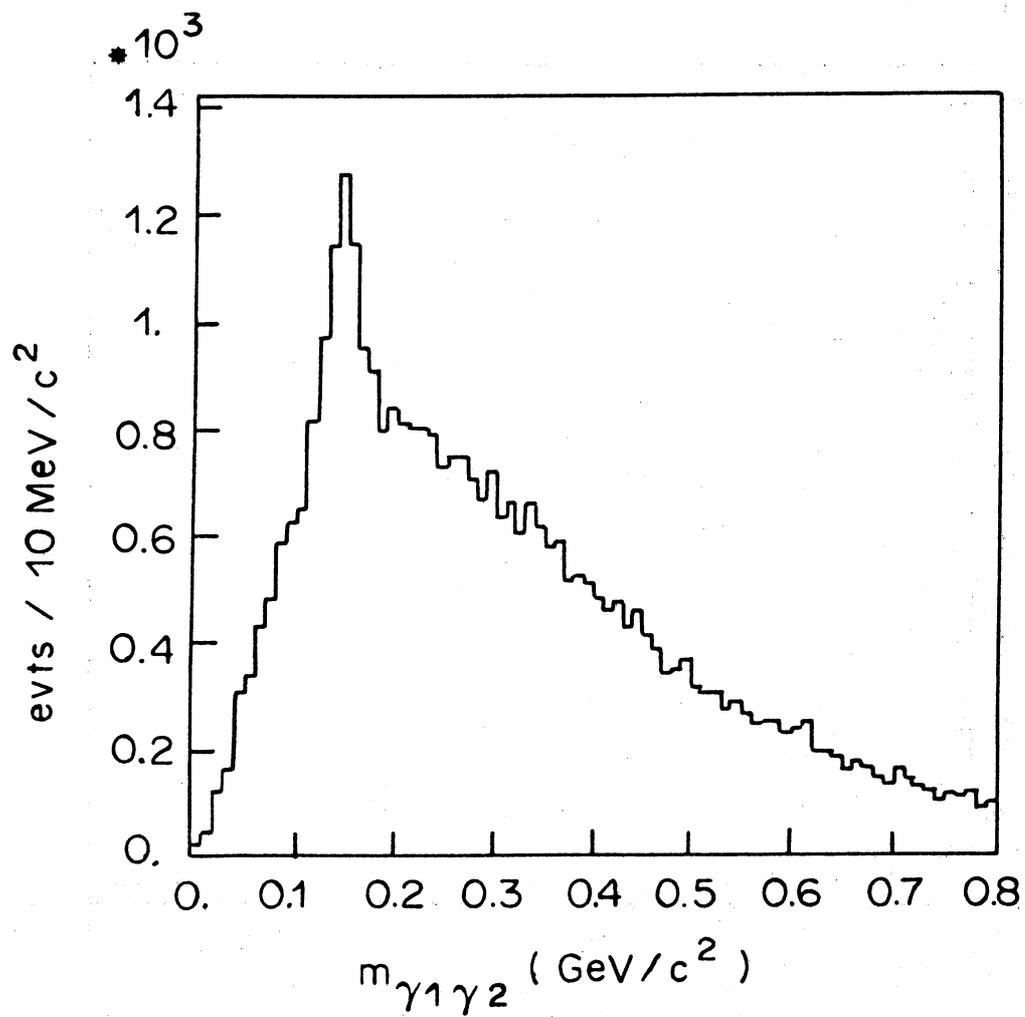


Fig. 3 : Distribution des masses $m_{\gamma_1 \gamma_2}$ de deux photons isolés dans les calorimètres électromagnétiques.

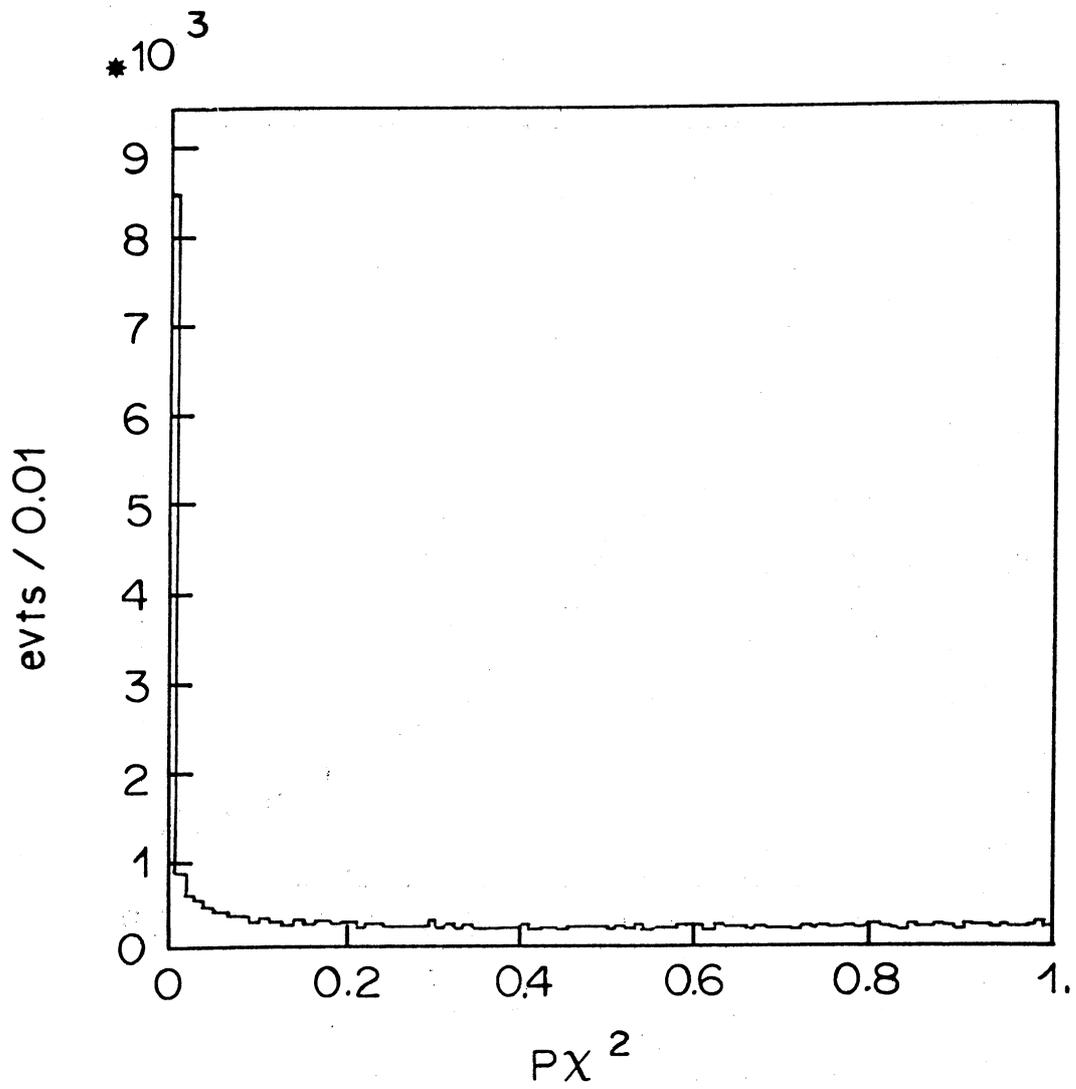


Fig. 4 : Distribution de la probabilité du χ^2 des vertex formés par un couple de traces $K^- \pi^+$.

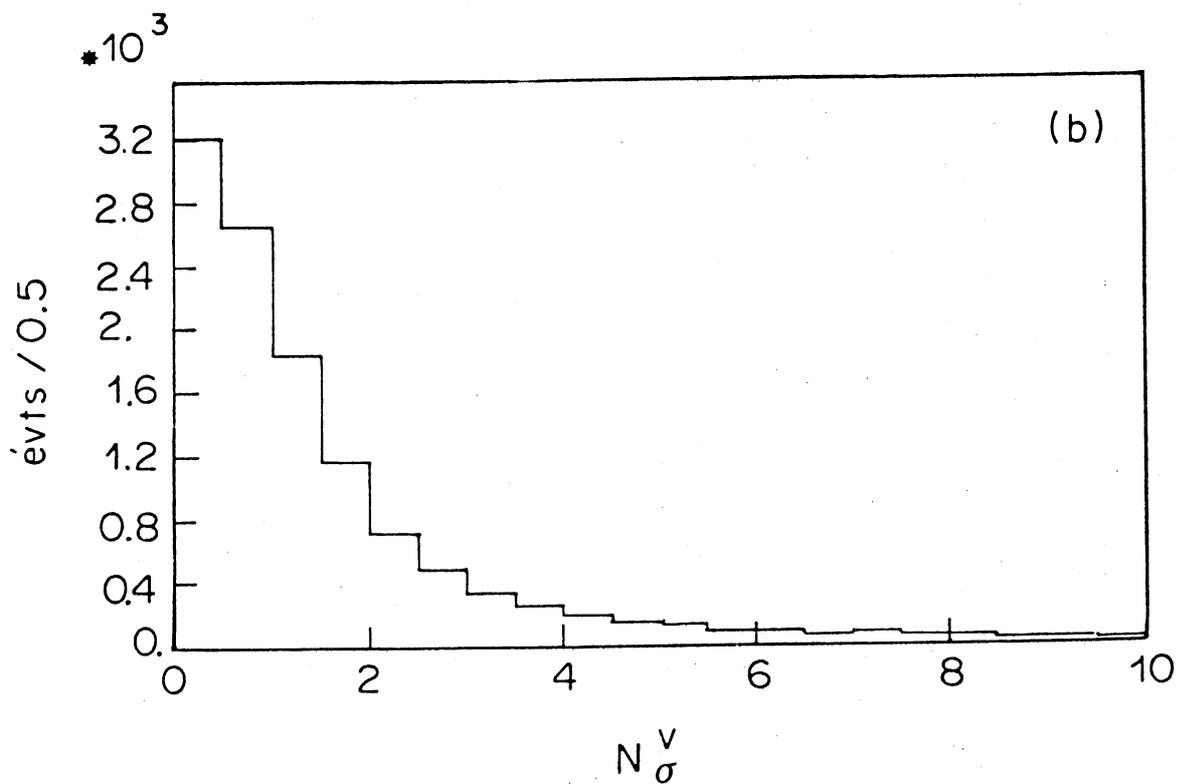
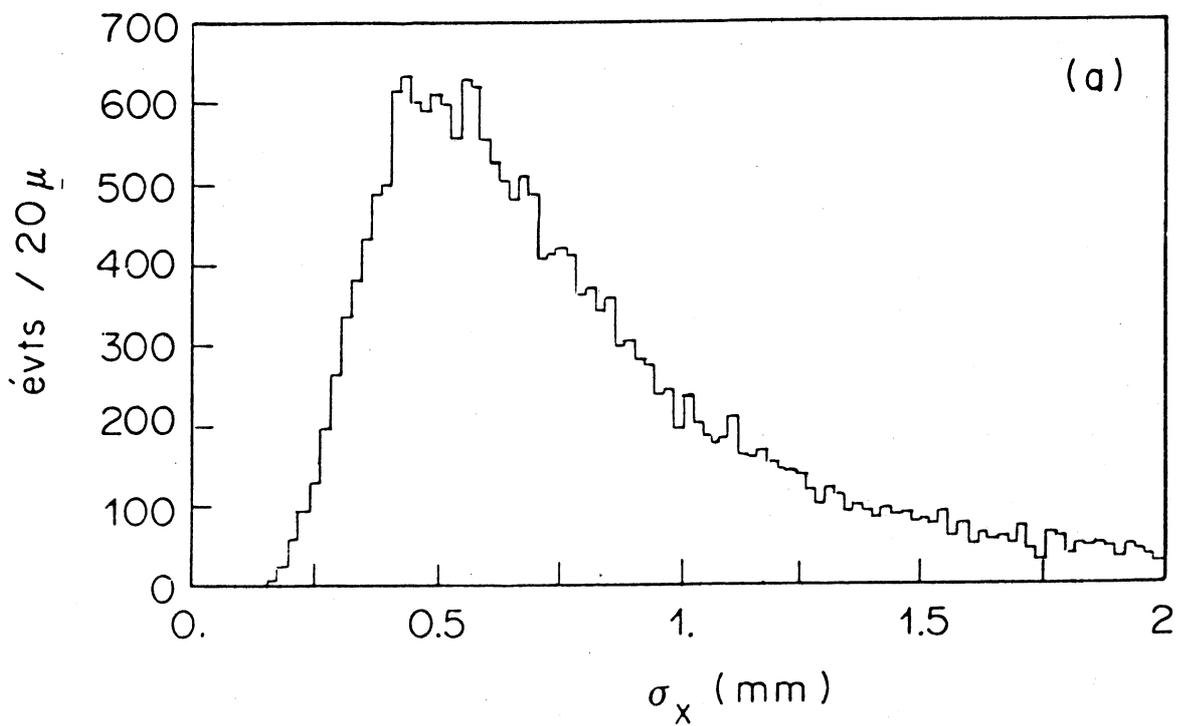


Fig. 5 : a) Distribution de l'erreur commise sur l'écart en x entre un vertex $K^- \pi^+$ et un vertex primaire.
 b) Distribution du degré de séparation des deux vertex N_σ^v .

CHAPITRE IV

QUELQUES CARACTERISTIQUES DE LA PRODUCTION

ET DE LA DESINTEGRATION DES MESONS D^0

ETUDE DANS LE CANAL $K^-\pi^+\pi^0$

Dans ce chapitre, nous cherchons à montrer que le spectromètre NA14/2 est capable de détecter le signal de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, dans le but de donner du crédit à l'observation de $D_S^+ \rightarrow \Phi \pi^+ \pi^0$ [Dru 88].

Les vertex étant reconstruits à l'aide des traces des particules chargées, il est nécessaire, pour améliorer la résolution en masse des signaux recherchés, de procéder à un ajustement cinématique des π^0 qui les contraignent à la masse exacte. On peut alors sélectionner deux types d'événements, les D^0 globalement et les D^0 reconnus comme provenant de la désintégration du D^{*+} .

Pour nous convaincre du réalisme de ce dernier signal, nous effectuons une mesure de la durée de vie du D^0 et nous présentons le diagramme de Dalitz de la désintégration ainsi que les distributions de l'énergie et de l'impulsion transverse.

I - Ajustement cinématique des π^0 [Her 64]

Nos π^0 sont définis à partir des énergies et des positions des deux photons γ_1 et γ_2 , mesurées dans les calorimètres, le vertex de la désintégration étant considéré comme point d'origine. L'équation de contrainte est :

$$m_{\gamma_1 \gamma_2}^2 - m_{\pi^0}^2 = f(v_1, \dots, v_i, \dots, v_6) = 0$$

où $v_i, i = 1, 6$, sont les énergies et directions des deux photons après ajustement, v_i^0 sont les valeurs initiales fournies par nos mesures.

Introduisant le multiplicateur de Lagrange α :

$$\chi^2 = \delta_v^t G \delta_v + \alpha f$$

où G est l'inverse de la matrice de covariance des variables v_i^0 , δ_v sont les corrections $v_i - v_i^0$ recherchées.

Après linéarisation de l'équation de contrainte, f est remplacée par g :

$$g(v_i) = f(v_i^0) + \nabla f \cdot \delta_v$$

La minimisation de χ^2 consiste alors en la résolution d'un système linéaire de 7 équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 0 \\ \nabla \chi^2 = 0 \end{cases} \iff \begin{cases} g = 0 \\ 2\delta_v^t G + \alpha \nabla f = 0 \end{cases}$$

Une suite d'itérations (2, 4 en moyenne) nous permet de compenser l'effet de la linéarisation. Le processus est interrompu lorsque $|m_{\gamma_1 \gamma_2} - m_{\pi^0}| < 0,1 \text{ MeV}/c^2$.

Après ajustement, la matrice de covariance des v_i est :

$$G' = G^{-1} - G^{-1} \nabla f^t S^{-1} \nabla f G^{-1}$$

avec $S = \nabla f G^{-1} \nabla f^t$.

D'où l'on peut déduire une matrice d'erreur de l'impulsion du D^0 par sommation de G' exprimée en p_x, p_y, p_z avec ses homologues pour le K et le π .

II - Les signaux de D^0 dans le canal $K^-\pi^+\pi^0$

Observant nos distributions de masse invariante, nous sommes en présence d'un fond combinatoire important, lié à l'abondance du fond sous le signal du π^0 (voir chapitre III § III-2). Chaque π^0 , fond compris, est en effet associé à chaque vertex $K\pi$ candidat.

1) Pour les D^0 globalement

Pour compléter le pouvoir d'extraction des signaux du critère de séparation des vertex, on exige un certain degré de compatibilité entre la direction du vol des D^0 indiquée par les vertex et la direction désignée par l'impulsion totale des particules de la désintégration. L'angle entre les deux est désigné par θ . L'incertitude σ_θ est obtenue à partir des matrices de covariance des positions des deux vertex et de l'impulsion du D^0 , toutes ces erreurs étant considérées comme gaussiennes. Pour une valeur de N_σ^v donnée, on applique des coupures en θ/σ_θ à nos combinaisons de masse $K^-\pi^+\pi^0$.

Un compromis optimum entre le nombre de D^0 observés et le rapport signal/bruit est obtenu pour les coupures suivantes :

Bornes de masse du signal (GeV/c^2)	N_σ^v	θ/σ_θ	Nombre de D^0	Rapport signal/bruit
[1,785 ; 1,935]	> 9	< 2	68 ± 15	0,54
[1,785 ; 1,905]	> 9	< 1,5	42 ± 11	0,69

Les distributions de masses correspondantes sont présentées sur les figures 1a et 1b. La sélection de combinaisons $K^-\pi^+\pi^0$ dont l'angle θ par rapport à la ligne de vol d'un D^0 est plus faible justifie aussi bien une meilleure résolution en masse du signal qu'une plus forte réjection du fond puisque la direction des traces est mieux définie en moyenne. Un signal gaussien superposé à un fond linéaire est ajusté à nos distributions.

qu'on fasse cette mesure, sachant que nous nous bornons à τ_i compris entre T_{\min} et T_{\max} . τ est notre inconnue. Alors :

$$l(\tau, \tau_i, \sigma_i) = A(\tau, \tau_i, \sigma_i) / B$$

$$A(\tau, \tau_i, \sigma_i) = \int_0^{\infty} \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{e^{-\frac{(t-\tau_i)^2}{2\sigma_i^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} dt$$

$$B = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} A(\tau, \tau_i, \sigma_i) d\tau_i$$

La minimisation de \mathcal{L} fournit la valeur de τ recherchée.

2) Les mesures effectuées

a) Les combinaisons de fond :

Elles sont prises dans les tranches de masse [1,575; 1,785] et [1,905; 2,145] GeV/c², mais les coupures appliquées pour extraire le signal sont employées. La méthode décrite ci-dessus fournit la valeur de la durée de vie τ_F du fond.

T_{\min} (10^{-13} s)	T_{\max} (10^{-13} s)	τ_F (10^{-13} s)
0,5	15	$1,66^{+0,13}_{-0,12}$
1	15	$1,80^{+0,16}_{-0,14}$
2	15	$2,16^{+0,26}_{-0,23}$

La distribution des durées de vie du fond est représentée sur la figure 4a avec une échelle logarithmique. La droite correspondant à τ_F égal à $1,66 \cdot 10^{-13}$ s, y est superposée.

b) Pour le signal de D^0 :

τ_F étant connu, on considère maintenant la fonction :

$$\mathcal{L} = - \sum_i \text{Log} [\varepsilon l(\tau_F, \tau_i, \sigma_i) + (1 - \varepsilon) l(\tau_{D^0}, \tau_i, \sigma_i)]$$

Ainsi on exprime la probabilité d'effectuer une mesure (τ_i, σ_i) en tenant compte du fait qu'il y a une proportion ε de fond dans la bande de masse du signal. La figure 4b montre la distribution des durées de vie dans cette tranche après soustraction du fond. On effectue les mesures suivantes :

$T_{\min} (10^{-13}\text{s})$	$T_{\max} (10^{-13}\text{s})$	$\tau_{D^0} (10^{-13}\text{s})$
0,5	15	$4,96_{-1,3}^{+2,4}$
1,5	15	$4,82_{-1,4}^{+3,0}$
0,5	11	$4,10_{-1,3}^{+2,9}$

La droite correspondant à τ_{D^0} égal à $4,96 \cdot 10^{-13}\text{s}$ est superposée à la distribution 4b. La coupure T_{\min} supérieur à 0,5 est suffisante pour éliminer le biais dans la distribution des temps de vie occasionné par la coupure sur le degré de séparation des vertex. Le résultat est stable lorsque l'on diminue T_{\max} . On peut retenir la valeur :

$$\tau_{D^0} = 4,96_{-1,3}^{+2,4} \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

Ce résultat est illustré par la fonction de maximum de vraisemblance 4c.

Cette valeur se distingue très nettement de celle de τ_F et elle est compatible avec la valeur moyenne mondiale de τ_{D^0} qui est de $4,3 \cdot 10^{-13}\text{s}$. Une valeur identique a été retrouvée par NA14/2 à l'aide du canal $K^-\pi^+$.

IV – Diagramme de Dalitz de la désintégration



Grâce aux projections de ce diagramme, nous effectuons un test de la présence éventuelle de résonances lors de la désintégration.

Pour représenter la contribution du fond aux différentes distributions de masse, on utilise des combinaisons $K^-\pi^+\pi^0$ situées dans la bande de masse du signal, mais la coupure en ΔM est totalement relâchée. On obtient les spectres des masses $\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^0$, $K^-\pi^+$, représentés respectivement sur les figures 5a, 5b et 5c. Une courbe de lissage leur est superposée.

Pour le signal, on observe le diagramme de Dalitz 6a. On en déduit les observations suivantes :

Projection	Figure	Résonance	Bande de masse en MeV/c^2	Nombre de particules
$\pi^+\pi^0$	6b	$(\rho^+)^{1-}$ (770)	[700 ; 900]	~ 20
$K^-\pi^0$	6c	$(K^{*-})^{1-}$ (892)	[800 ; 1000]	~ 15
$K^-\pi^+$	6d	$(\bar{K}^{*0})^{1-}$ (896)		0

L'expérience Mark III [Hit 87] fournit les rapports d'embranchements suivants :

$D^0 \longrightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	globalement	$13,3 \pm 1,2 \pm 1,3\%$
$D^0 \longrightarrow K^- \rho^+$		$10,8 \pm 0,4 \pm 1,7\%$
$D^0 \longrightarrow K^{*-} \pi^+$		$4,9 \pm 0,7 \pm 1,5\%$
$D^0 \longrightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0$		$2,6 \pm 0,3 \pm 0,7\%$
$D^0 \longrightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	non-résonant	$1,2 \pm 0,2 \pm 0,6\%$

Selon ces indications, nous devrions avoir pour 37 D^0 :

$$\left\{ \begin{array}{l} 30 \pm 6 \quad \rho^+ \\ 14 \pm 6 \quad K^{*-} \\ 7 \pm 3 \quad \bar{K}^{*0} \end{array} \right.$$

Ces valeurs, non corrigées d'acceptance, ne sont pas incompatibles avec nos données, vu les fluctuations statistiques. La mise en évidence de résonances dans le signal renforce sa crédibilité.

V - Distributions d'énergies et d'impulsions transverses

Nous nous attachons à montrer que la production de notre signal est semblable à celle des D^0 . Ne disposant pas d'une simulation de la détection des π^0 par les calorimètres, nous comparons nos résultats à ceux que l'on obtient pour les D^0 simulés dans le canal $K\pi$.

1) Distributions des énergies

a) Pour le fond :

Les combinaisons de fond sont issues de la bande de masse du signal, la coupure en ΔM étant relâchée. Cette méthode fournit une bonne statistique. Elle est également utilisée pour les distributions de p_t . La distribution de l'énergie du fond est représentée sur la figure 7. L'énergie moyenne est :

$$\langle E_{fond} \rangle = 42,3 \text{ GeV}$$

b) Pour les D^0 :

La distribution des énergies du signal, fond soustrait, est représentée sur la figure 7. L'énergie moyenne des D^0 est :

$$\langle E_{D^0} \rangle = 46,4 \text{ GeV}$$

c) Comparaison avec les résultats de la simulation :

La distribution précédente est comparée sur la figure 8 au spectre d'énergie des D^0 générés par le programme de simulation, désintégrés en $K^- \pi^+$ et reconstruits par le programme d'analyse. Les coupures appliquées sont identiques à celles qui

définissent notre signal. Les deux spectres sont superposables, compte tenu de nos incertitudes statistiques. Notamment, pour les données issues de la simulation, on trouve une énergie moyenne compatible avec celle des données du canal $K^- \pi^+ \pi^0$:

$$\langle E_{D^0} \rangle = 51,0 \text{ GeV}$$

2) Distributions des impulsions transverses

a) Pour le fond :

La distribution des impulsions transverses p_t du fond est représentée sur la figure 9. Ce spectre est compatible avec une variation en e^{-6m_t} , où m_t est la masse transverse. Ceci est caractéristique de la production hadronique normale. La valeur moyenne est :

$$\langle p_t^2 \text{ fond} \rangle = 0,90 \text{ GeV}^2/c^2$$

b) Pour le signal :

Pour des impulsions transverses élevées, QCD prédit à haute énergie une variation en $1/p_t^4$ de la production des jets de quarks et de gluons. Vu la dureté de la fragmentation du quark charmé, cette variation devrait encore être sensible au niveau des D^0 , bien que des effets d'espace de phase, à énergie finie, imposent une décroissance plus abrupte. On s'attend ainsi à un excès de particules charmées pour des p_t supérieurs à la masse du quark c , par rapport à la production hadronique normale. La figure 10, qui compare les distributions de p_t^2 du signal et du fond, met cet effet en évidence. La valeur moyenne des impulsions transverses des D^0 est bien supérieure à celle du fond :

$$\langle p_t^2 D^0 \rangle = 1,41 \pm 0,69 \text{ GeV}^2/c^2$$

c) Comparaison avec les résultats de la simulation :

On rappelle que notre programme décrit la photoproduction à l'aide du diagramme de fusion photon-gluon de QCD, au premier ordre. Dans ce cadre, en fonction de la masse du quark charmé, on doit avoir :

m_c (GeV/c ²)	$\langle p_t^2 D^0 \rangle$ (GeV ² /c ²)
1,2	0,92
1,35	1,05
1,5	1,17

Pour les D^0 simulés, m_c avait été fixée à 1,5 GeV/c². Après reconstruction dans le canal $K\pi$, on retrouve une valeur moyenne de p_t^2 proche de celle des D^0 générés, indiquée dans le tableau :

$$\langle p_t^2 D^0 \rangle = 1,15 \text{ GeV}^2/c^2$$

La distribution correspondante est représentée sur la figure 11, comparative-ment au spectre de p_t^2 des D^0 reconstruits dans le canal $K^-\pi^+\pi^0$. Ces deux distributions se recouvrent bien, compte tenu des incertitudes statistiques.

VI - Conclusion

Des signaux sont visibles à la masse du D^0 dans les distributions de masse $K^-\pi^+\pi^0$. Un signal d'une quarantaine d'événements est mis en évidence avec un rapport signal/bruit de 0,87 lorsqu'on cherche des D^0 provenant de la désintégration d'un D^{*+} .

La mesure de la durée de vie du signal fournit une valeur compatible avec la valeur connue de τ_{D^0} . Les résonances ρ^+ et K^{*-} ont été observées dans les désintégrations dans des proportions raisonnables. Les distributions d'énergie et d'impulsion transverse sont en accord avec celles que l'on obtient pour un signal de D^0 générés par simulation et reconstruits dans le canal $K^-\pi^+$.

L'ensemble de ces observations nous persuade d'avoir observé des désintégrations $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ dans les données de NA14/2.

FIGURES DU CHAPITRE IV

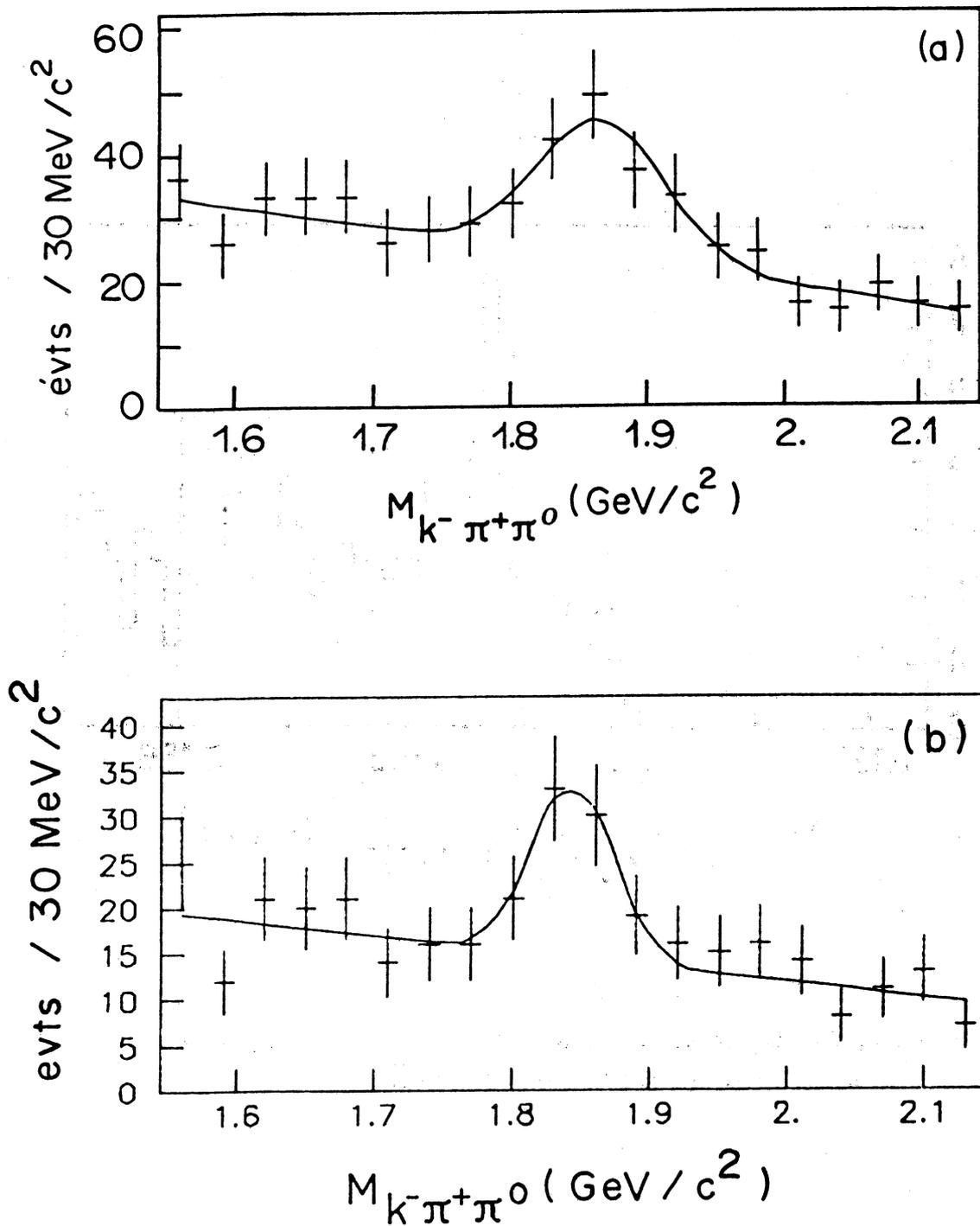


Fig. 1 : a) Signal de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $N_s^v > 9$, $N_s^g < 2$.
 b) Signal de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $N_s^v > 9$, $N_s^g < 1.5$.

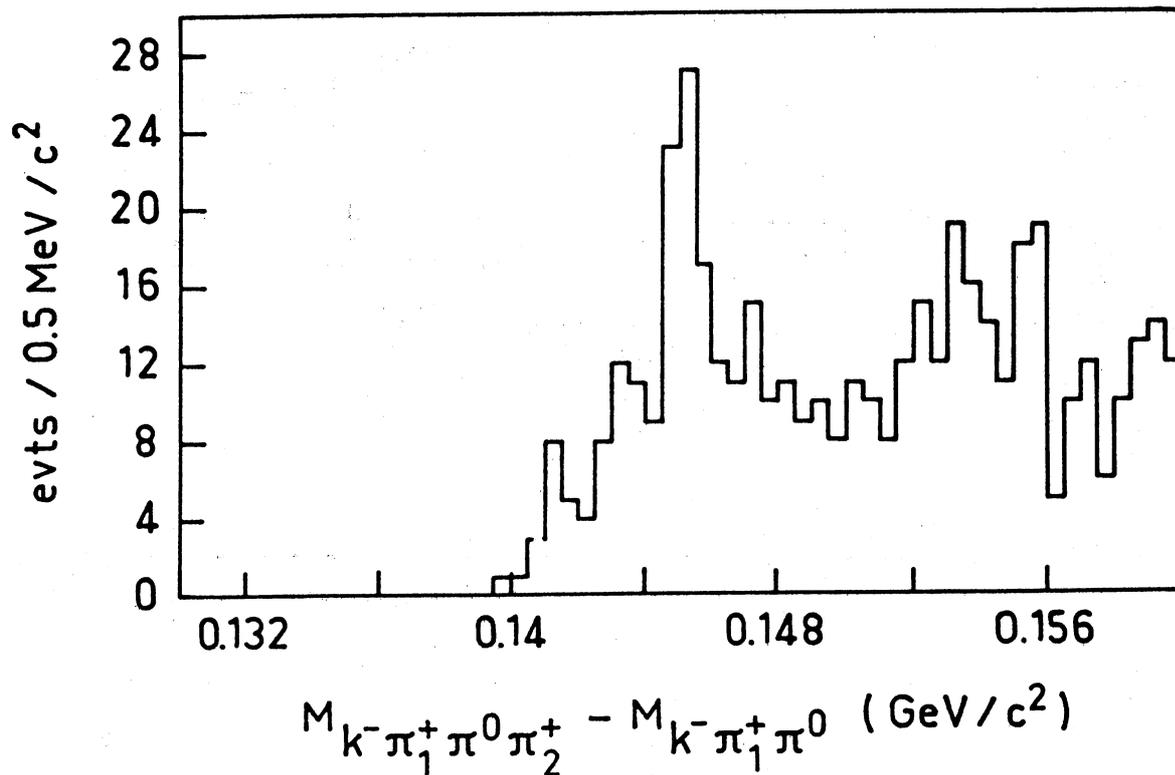


Fig. 2 : Distribution des différences de masse $M_{K^- \pi_1^+ \pi^0 \pi_2^+} - M_{K^- \pi_1^+ \pi^0}$ pour $M_{K^- \pi_1^+ \pi^0}$ comprise entre 1,815 et 1,905 GeV/c² et N_{σ}^{ν} supérieur à 1.

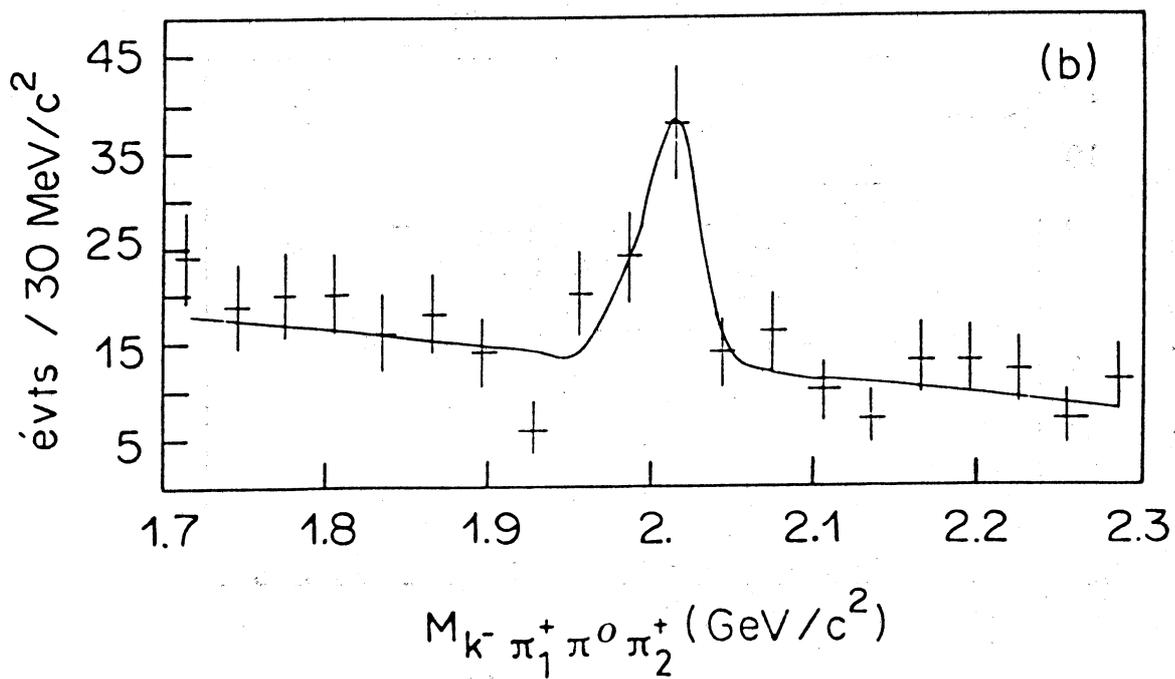
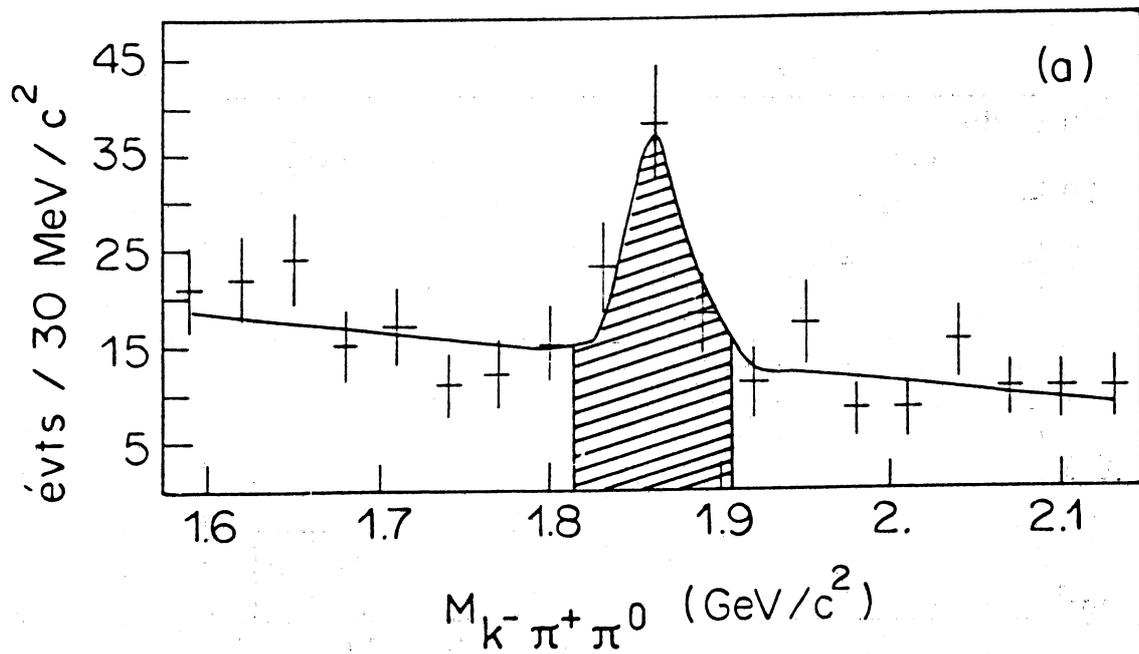


Fig. 3 : a) Signal de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ associé au D^{*+} , $N_{\sigma}^u > 1$. La bande de masse du signal utilisé pour l'analyse est hachurée.
 b) Signal de D^{*+} correspondant.

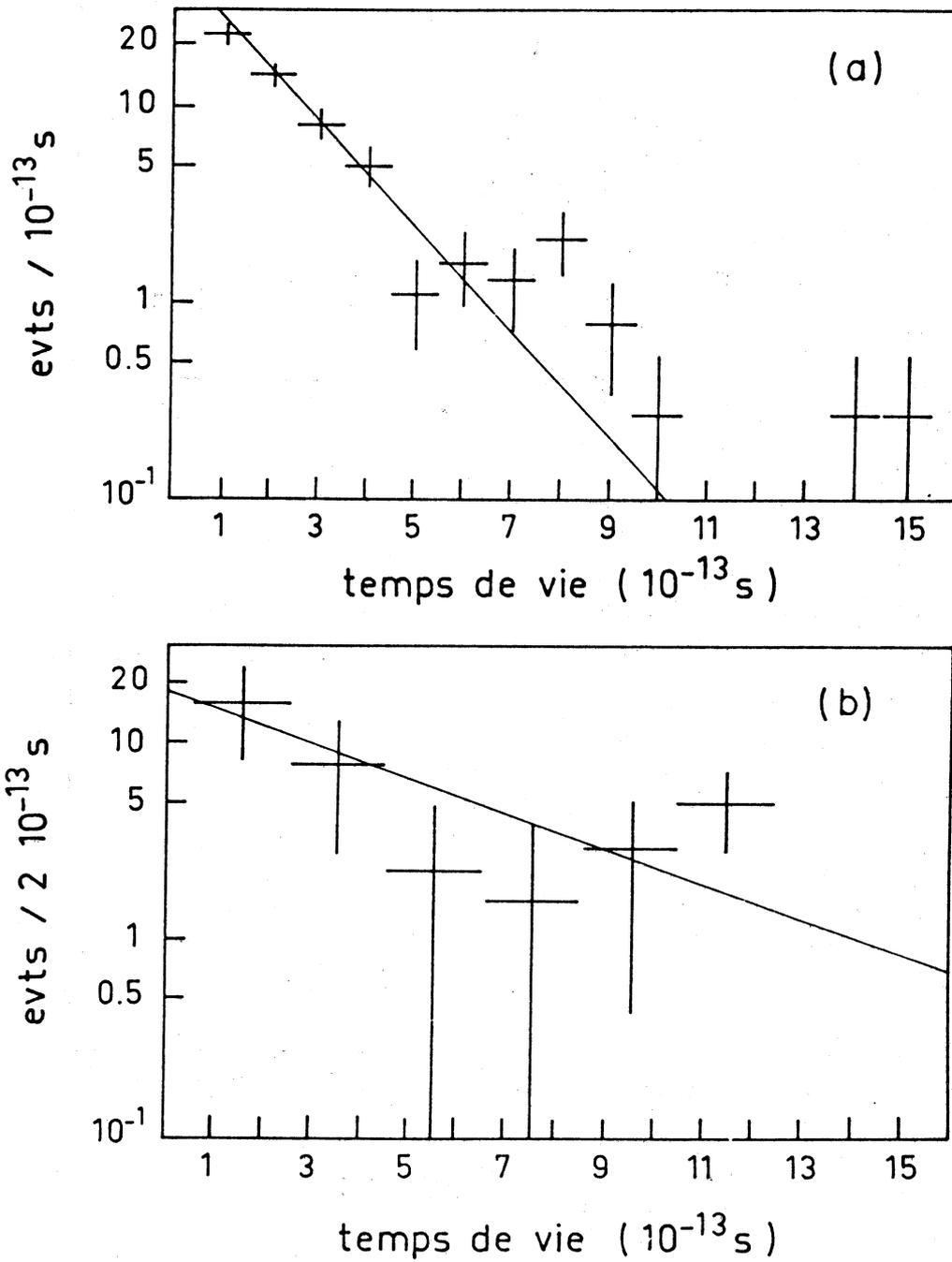


Fig. 4 : a) Distribution des temps de vie du fond sous le signal 3a. La droite superposée correspond à τ_F égal à $1,66 \times 10^{-13}$ s.
 b) Distribution des temps de vie du signal, fond soustrait. La droite superposée correspond à τ_{D^0} égal à $4,96 \times 10^{-13}$ s.

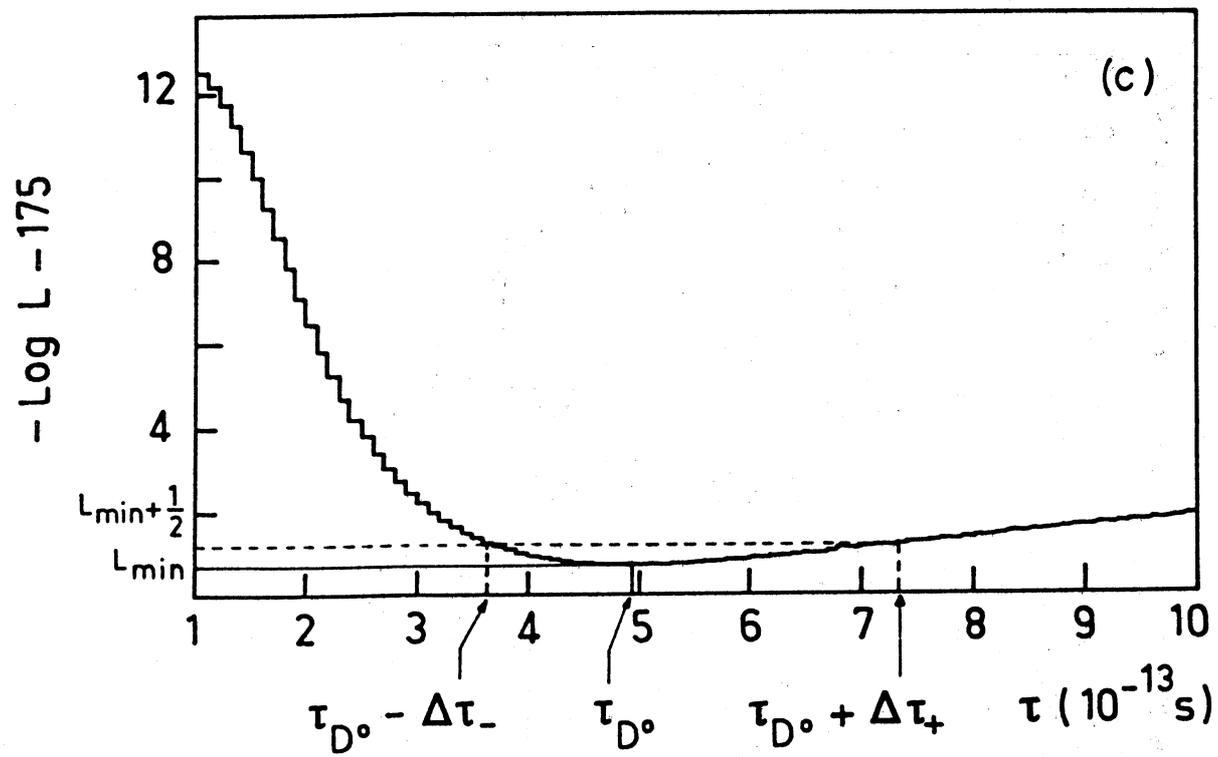


Fig. 4 : c) Fonction de maximum de vraisemblance de τ_{D^0} .

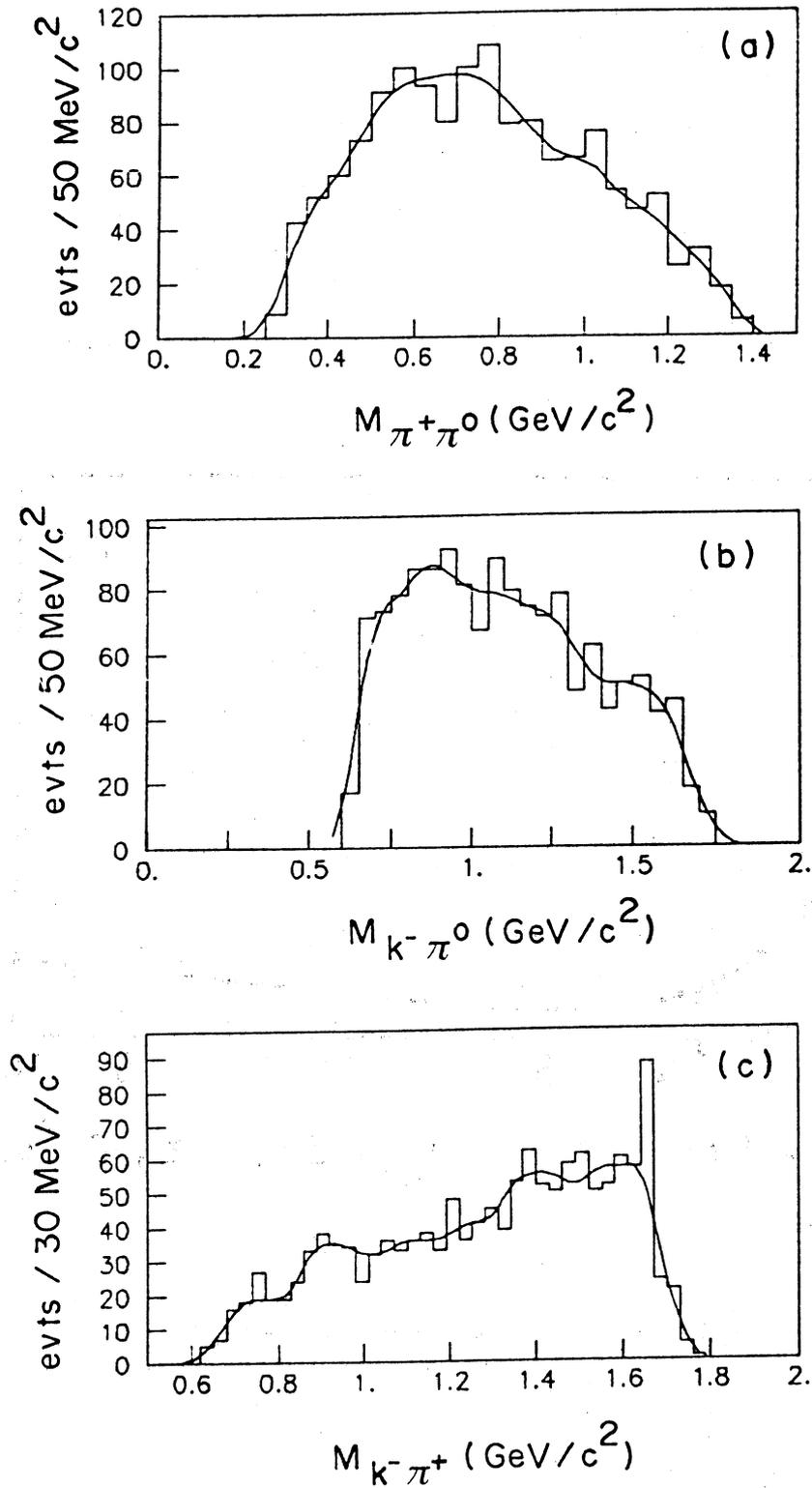


Fig. 5 : Contributions du fond au diagramme de Dalitz de la désintégration de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$.

- a) Projection $\pi^+\pi^0$.
- b) Projection $K^-\pi^0$.
- c) Projection $K^-\pi^+$.

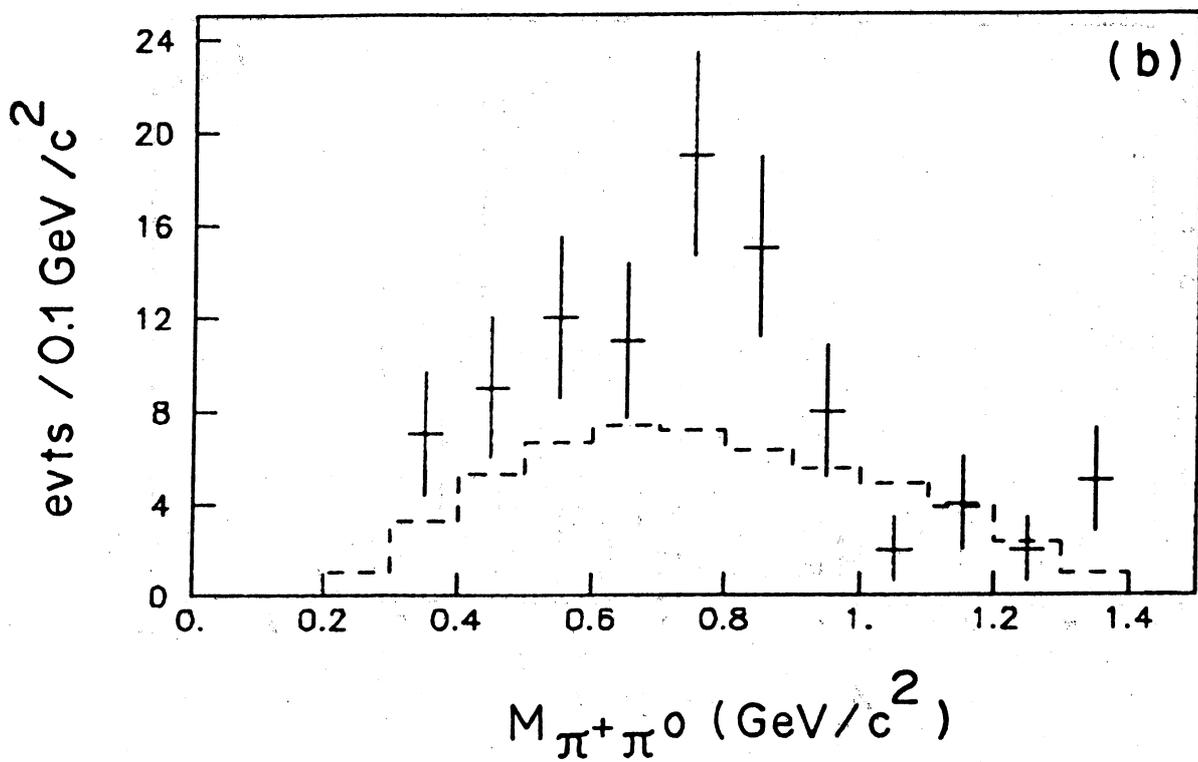
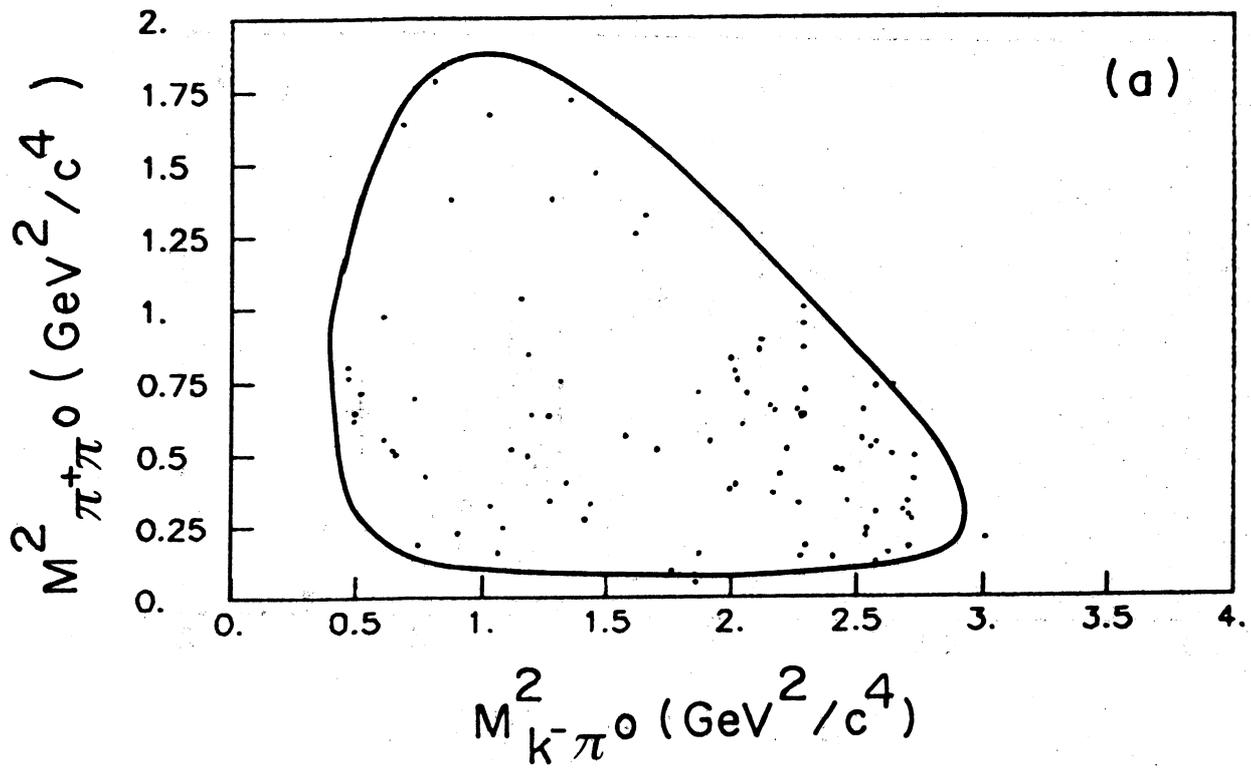


Fig. 6 : Diagramme de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

a) Le diagramme, issu du signal 3a, fond compris.

b) Projection $\pi^+ \pi^0$, la contribution du fond est indiquée en pointillés.

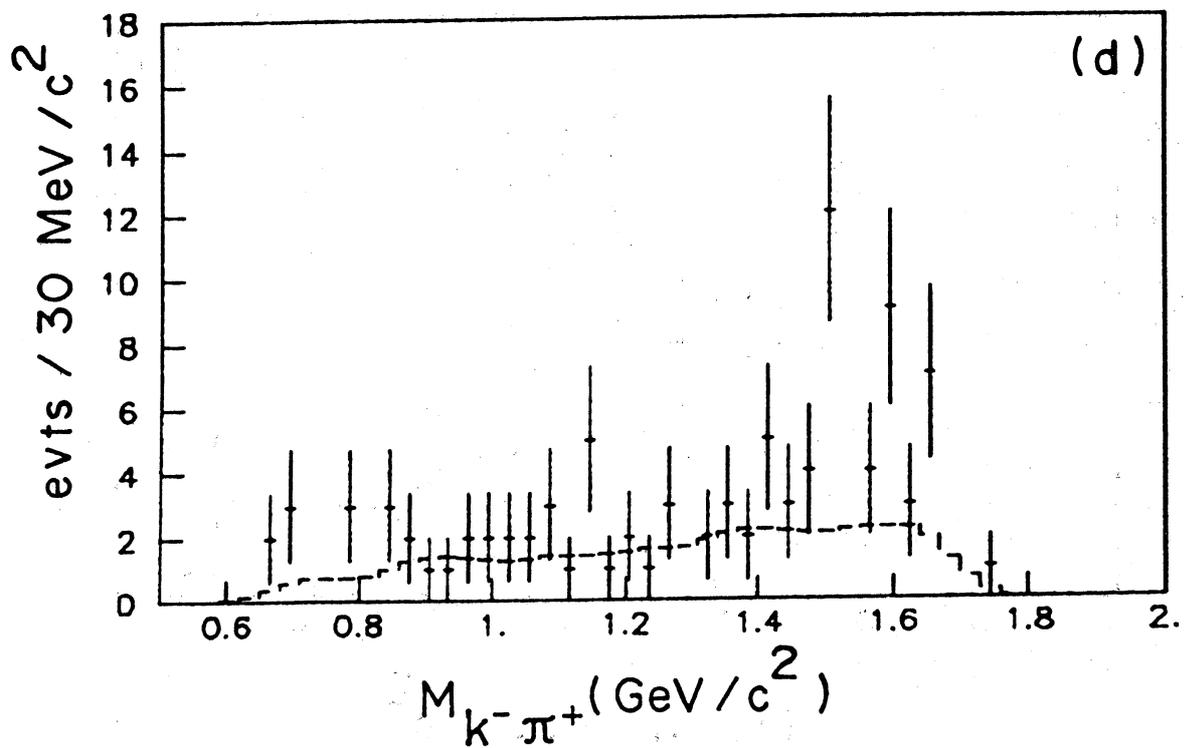
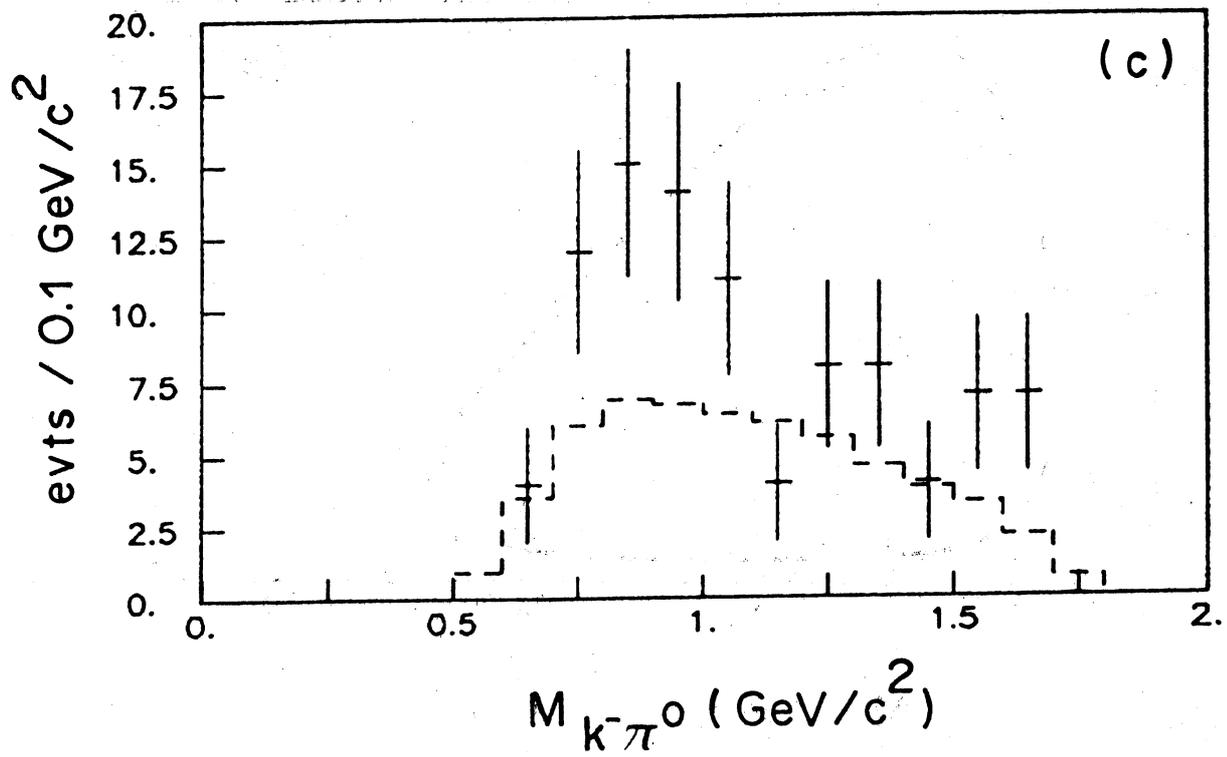


Fig. 6 : Diagramme de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

c) Projection $K^- \pi^0$.

d) Projection $K^- \pi^+$.

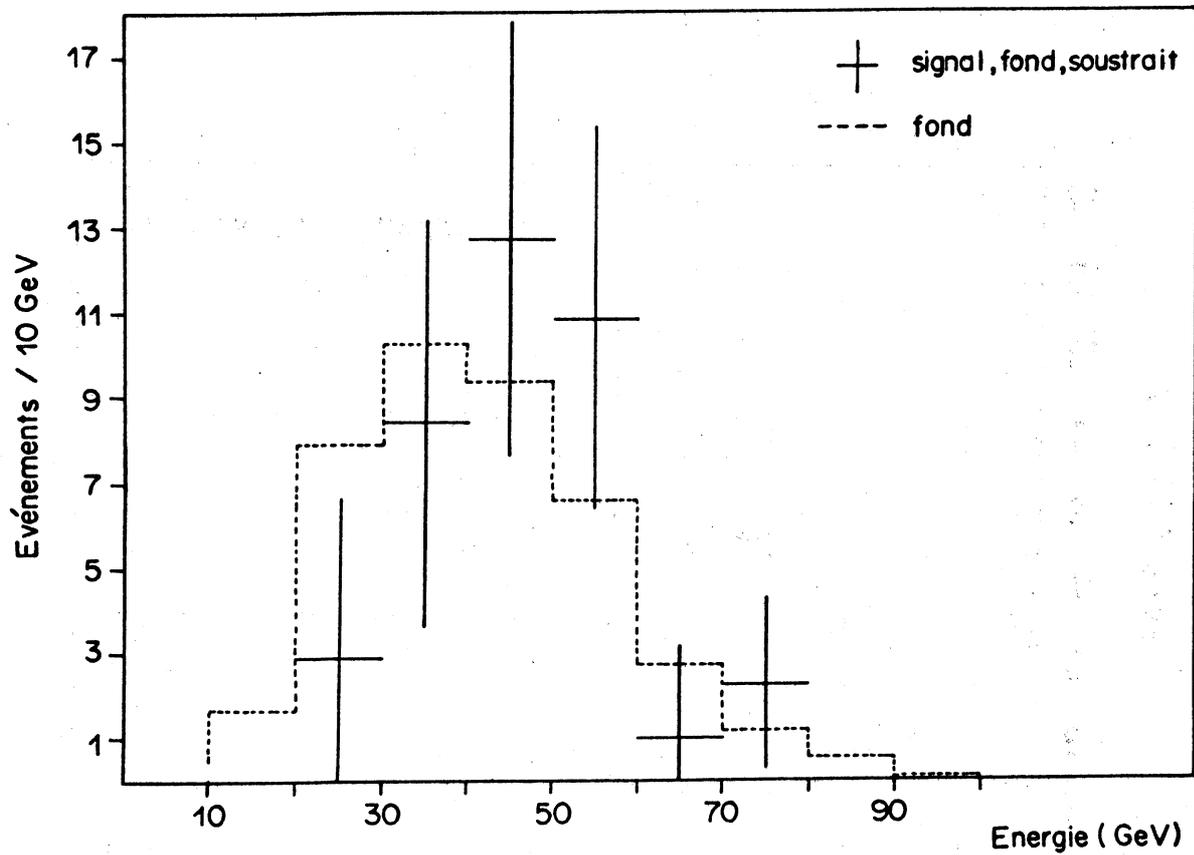


Fig. 7 : Distribution des énergies des combinaisons $K^- \pi^+ \pi^0$ de fond en comparaison avec celle du signal. Les combinaisons de fond sont prises dans la bande de masse du signal, les coupures sont relâchées.

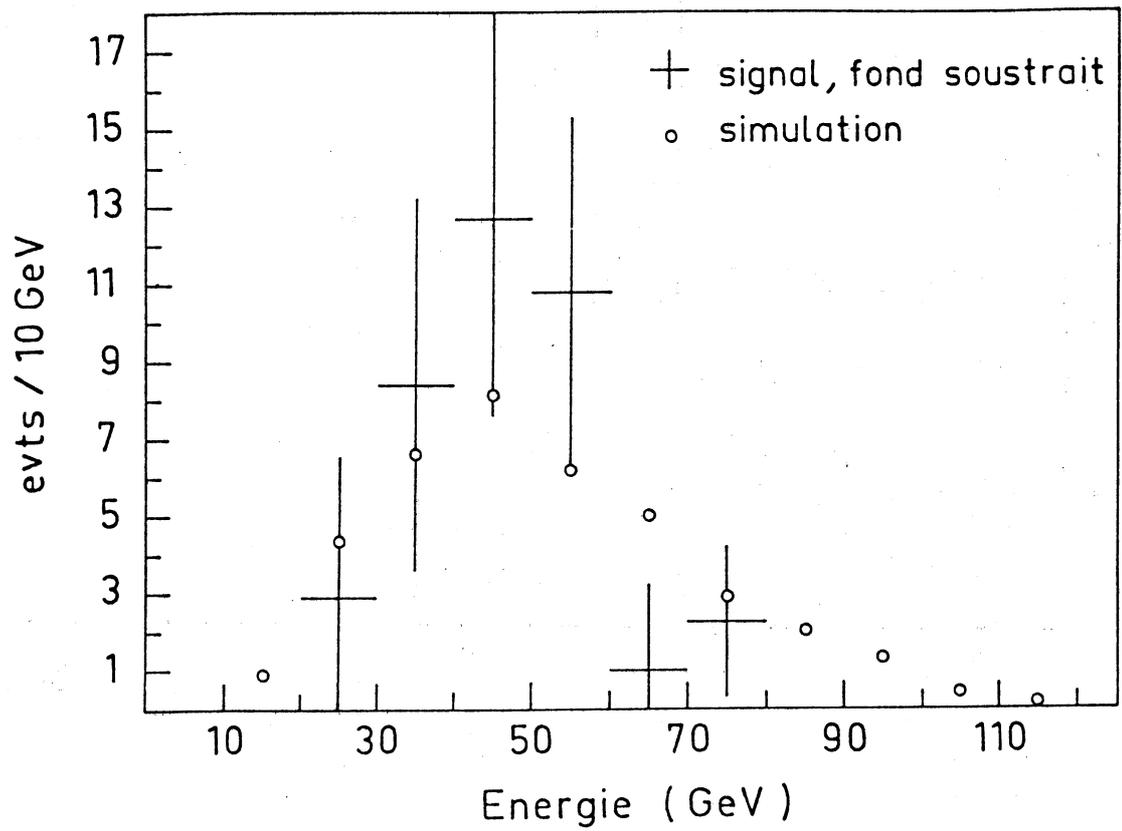


Fig. 8 : Distribution des énergies du signal de D^0 3a, comparaison avec les énergies des D^0 simulés dans le canal $K^- \pi^+$ puis reconstruits.

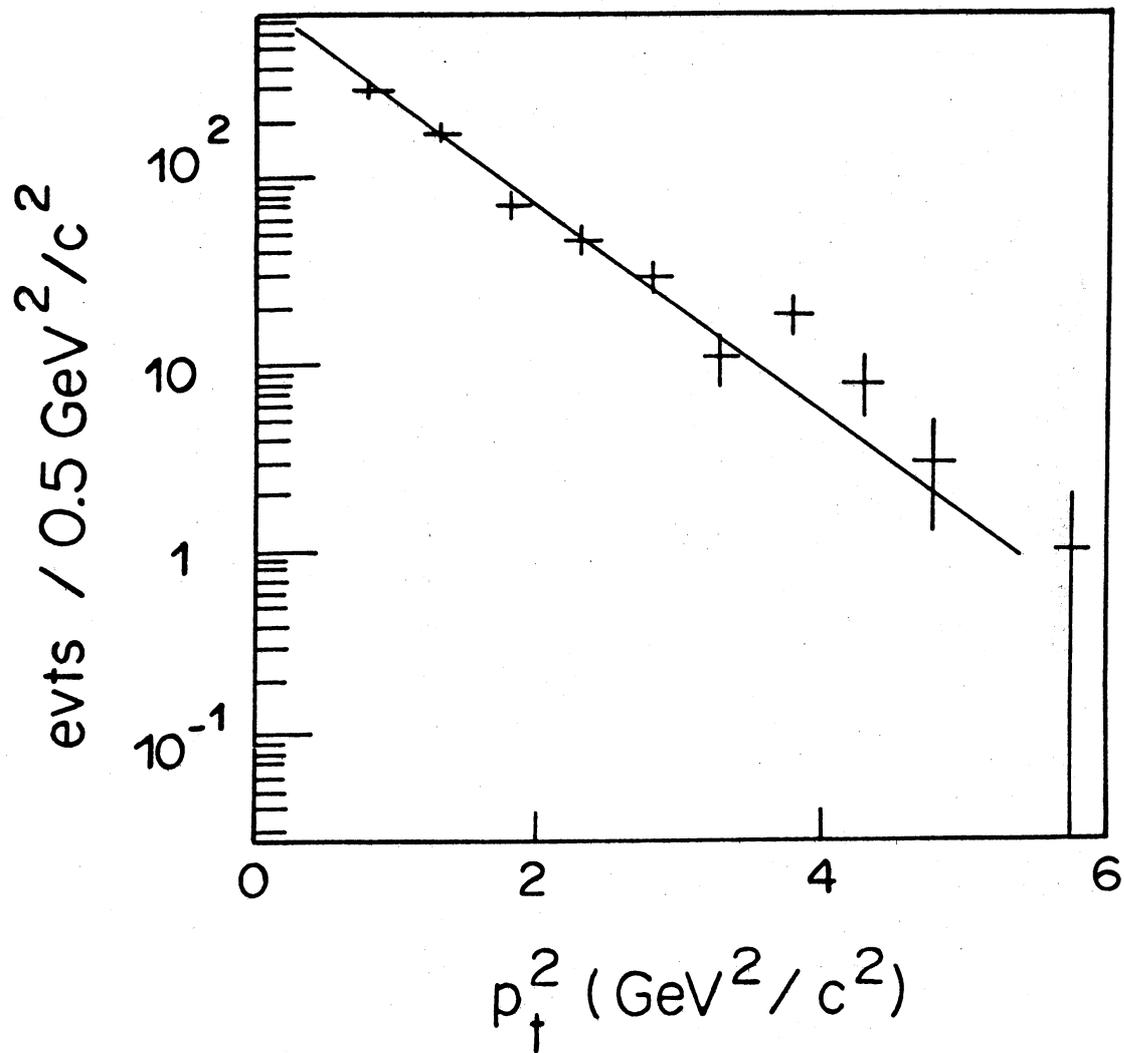


Fig. 9 : Distribution des impulsions transverses p_t^2 du fond en comparaison avec une variation en e^{-6m_t} .

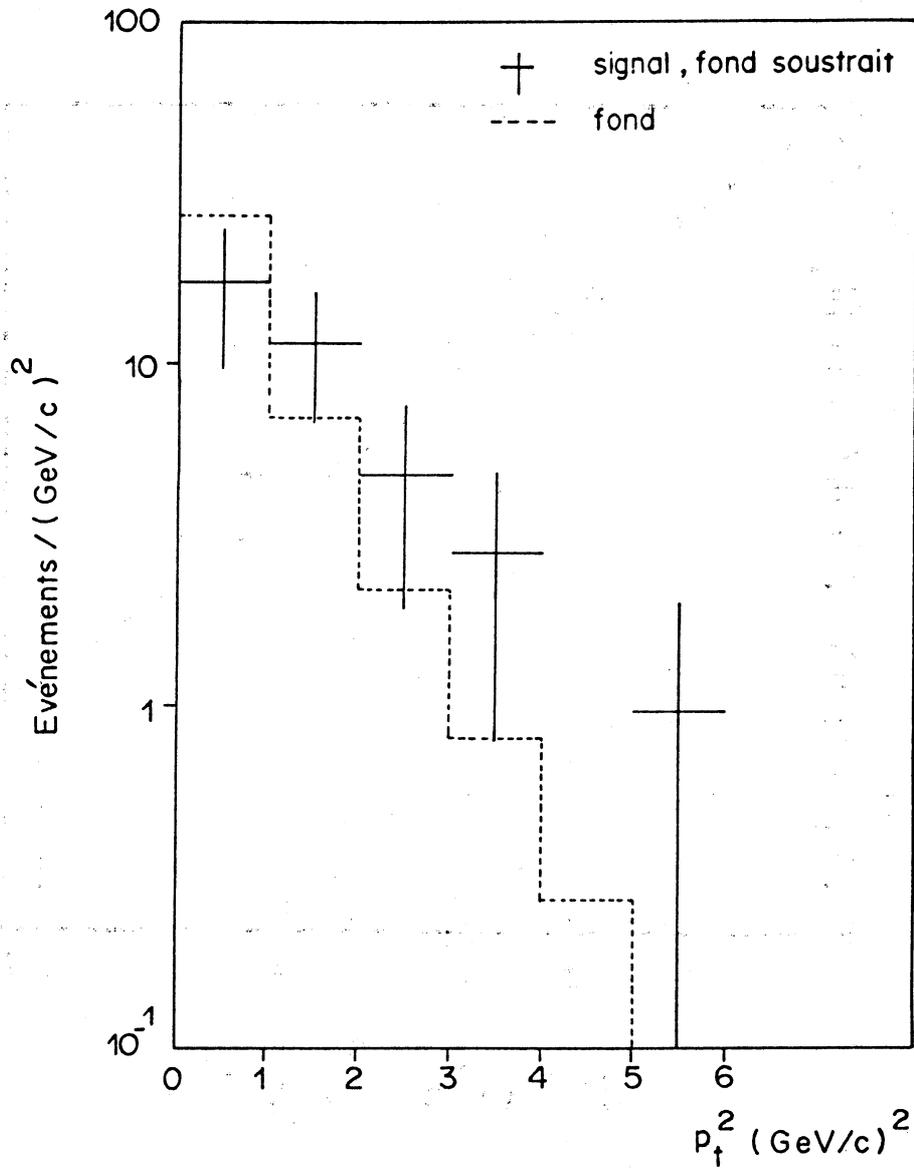


Fig. 10: Distribution de p_t^2 du signal de D^0 , comparaison avec le fond.

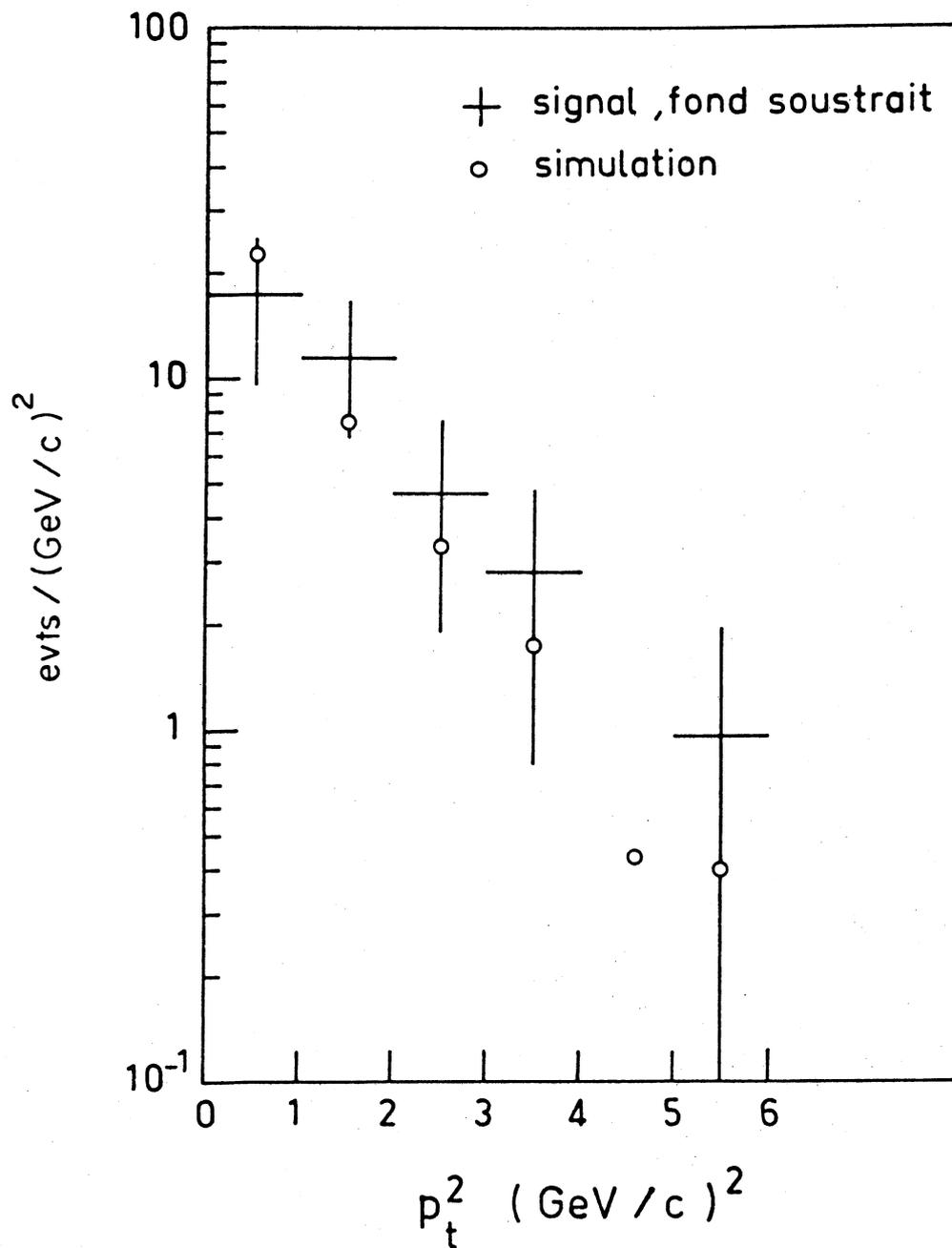


Fig. 11 : Distribution de p_t^2 du signal de D^0 , comparaison avec le spectre de p_t^2 des D^0 simulés dans le canal $K^- \pi^+$ puis reconstruits.

CHAPITRE V

RAPPORT DES TAUX DE PRODUCTION DES D^* ET DES D
ET DISTRIBUTIONS INCLUSIVES DE x_F DES MESONS D^0

Les signaux sont pris dans la bande de masse $[1,830 ; 1,875]$ GeV/c^2 et le nombre de combinaisons de fond est soustrait. Les résultats bruts sont donnés dans les tableaux ci-dessous.

• Canal $K^- \pi^+$

La figure 1 représente les distributions des masses $K^- \pi^+$ pour les deux types de signaux, N_σ^v étant supérieur à 3 ou 5. Les parties hachurées sur les ailes des signaux ont servi à évaluer le niveau du fond.

Coupure suivant N_σ^v	> 2	> 3	> 4	> 5	> 6
N_1	508 ± 33	468 ± 30	411 ± 27	370 ± 24	326 ± 22
Fond 1	489 ± 11	330 ± 9	236 ± 8	178 ± 7	143 ± 6
$N_1/\text{fond 1}$	1,0	1,4	1,7	2,1	2,3
N_2	114 ± 12	97 ± 11	82 ± 10	73 ± 9	64 ± 8
Fond 2	17 ± 2	10 ± 2	9 ± 2	7 ± 1	6 ± 1
$N_2/\text{fond 2}$	6,7	9,7	9,1	10,4	10,7
$R = N_2/N_1$	$0,224 \pm 0,028$	$0,207 \pm 0,027$	$0,200 \pm 0,028$	$0,197 \pm 0,027$	$0,196 \pm 0,028$
$\Delta R/R$	12%	13%	14%	14%	14%

• Canal $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

La figure 2 représente les distributions des masses $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ pour les deux types de signaux, N_σ^v étant supérieur à 3 ou 5.

Coupure suivant N_σ^v	> 3	> 4	> 5	> 6	> 8
N_1	443 ± 45	397 ± 35	340 ± 29	308 ± 25	227 ± 20
Fond 1	1272 ± 18	679 ± 13	404 ± 10	263 ± 8	148 ± 6
$N_1/\text{fond 1}$	0,35	0,58	0,84	1,2	1,5
N_2	73 ± 11	65 ± 9	60 ± 9	51 ± 8	36 ± 6
Fond 2	41 ± 3	18 ± 2	9 ± 2	7 ± 1	3 ± 1
$N_2/\text{fond 2}$	1,8	3,6	6,7	7,3	12
$R = N_2/N_1$	$0,165 \pm 0,030$	$0,164 \pm 0,027$	$0,176 \pm 0,030$	$0,166 \pm 0,029$	$0,159 \pm 0,030$
$\Delta R/R$	18%	16%	17%	18%	19%

Dans les deux canaux envisagés, le rapport R observé reste stable lorsqu'on fait varier la coupure suivant N_{σ}^{ν} . R dépend légèrement du canal, la probabilité de détecter le pion issu de la désintégration du D^{*+} étant fonction du nombre des particules en lesquelles le D^0 se désintègre. Sommant finalement les signaux pour diminuer les erreurs statistiques on obtient, en calculant une moyenne pondérée par les carrés des incertitudes :

Coupure suivant N_{σ}^{ν}	> 3	> 4	> 5	> 6
R moyenné	$0,188 \pm 0,020$	$0,181 \pm 0,019$	$0,188 \pm 0,020$	$0,182 \pm 0,020$
$\Delta R/R$	10,7%	10,7%	10,7%	11,1%

Le résultat utilisé par la suite est pris à $N_{\sigma}^{\nu} > 3$:

R observé = proportion des D^0 provenant d'un $D^{*+} = 0,188 \pm 0,020$
--

II – Première méthode, détermination d'une efficacité moyenne de reconstruction des traces des particules chargées. Application au rapport D^{*+}/D^0

L'utilisation du rapport connu des rapports d'embranchement de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ permet de déterminer une efficacité moyenne ϵ de reconstruction des traces des particules chargées en le comparant au quotient des nombres de signaux de notre expérience dans ces deux canaux, corrigé des acceptances géométriques.

1) Acceptances géométriques du spectromètre aux particules chargées

On dit qu'une particule chargée est acceptée lorsque, pour un π :

- l'angle avec le plan horizontal est supérieur à 2 mrad,
- l'impulsion est comprise entre 1 et 80 GeV/c qui sont des coupures effectuées avant la tentative de reconstruction d'un vertex à l'aide de ce π de façon à n'utiliser que les particules d'impulsion bien définie,
- tous les plans de la chambre à microrubans sont traversés, ou dans une définition plus large, cinq plans au moins sur dix sont traversés ainsi que les trois groupes principaux de chambres à fils avant le calorimètre couronne.

N'utilisant que les kaons identifiés dans les observations suivantes pour pouvoir simplifier les formules de correction par la probabilité d'identification, on demande en plus pour les kaons que :

- l'impulsion soit comprise entre 6,3 et 20,5 GeV/c,
- le détecteur Čerenkov soit traversé par la particule.

On utilise le champ moyen des aimants pour calculer les trajectoires des particules générées par simulation. Les fonctions Acc (p_x, p_t) représentent la proportion des traces acceptées par cellule d'impulsion longitudinale et transverse. Sur la figure 3, on a tracé la fonction Acc obtenue par moyennation des résultats issus de la définition large et de la définition plus sévère.

2) Normalisation $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ / K^- \pi^+$

a) Les données non corrigées

Dans la bande de masse [1,83 ; 1,875], les signaux sont, pour des K identifiés, combinaisons de fond soustraites :

Coupure suivant N_g^0	> 3	> 4	> 5	> 6	> 8
$N_1 = \text{nombre de } D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	192 ± 17	174 ± 16	145 ± 14	125 ± 13	92 ± 11
Fond 1	79 ± 4	53 ± 4	41 ± 3	33 ± 3	21 ± 2
$N_1/\text{fond 1}$	2,4	3,3	3,5	3,8	4,4
$N_2 = \text{nombre de } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	328 ± 34	288 ± 27	252 ± 22	228 ± 20	159 ± 16
Fond 2	660 ± 13	339 ± 9	196 ± 7	126 ± 6	67 ± 4
$N_2/\text{fond 2}$	0,50	0,85	1,3	1,8	2,4
$R' = N_2/N_1$	$1,71 \pm 0,23$	$1,66 \pm 0,22$	$1,74 \pm 0,23$	$1,82 \pm 0,25$	$1,73 \pm 0,27$
$\Delta R'/R'$	14%	13%	13%	14%	16%

Les vertex secondaires des deux types de désintégration n'étant pas constitués du même nombre de traces, une même coupure suivant le degré de séparation des vertex ne correspond pas forcément à une même coupure suivant la durée de vie τ . Il est par conséquent utile de vérifier la valeur de R' grâce aux observations suivantes :

Coupure suivant τ (10^{-13}s)	> 2,5	> 3	> 3,5	> 4,5	> 6
Nombre de τ_{D^0}	0,58	0,70	0,81	1,05	1,4
N_1	186 ± 17	160 ± 15	147 ± 15	117 ± 13	91 ± 11
Fond 1	74 ± 4	64 ± 4	57 ± 4	41 ± 3	29 ± 3
$N_1/\text{fond 1}$	2,5	2,5	2,6	2,9	3,1
N_2	327 ± 30	280 ± 27	244 ± 24	189 ± 20	142 ± 16
Fond 2	464 ± 11	351 ± 9	269 ± 8	170 ± 7	102 ± 5
$N_2/\text{fond 2}$	0,70	0,80	0,91	1,1	1,4
$R' = N_2/N_1$	$1,76 \pm 0,23$	$1,75 \pm 0,24$	$1,66 \pm 0,24$	$1,62 \pm 0,25$	$1,56 \pm 0,26$
$\Delta R'/R'$	13%	14%	14%	15%	17%

La figure 4 montre les distributions de masse $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ pour les temps de vie supérieurs à 2,5 et 6,0 10^{-13}s .

Dans les deux tableaux, les valeurs R' sont stables compte tenu des incertitudes. Les deux types d'observation se recoupent et nous retiendrons la valeur obtenue avec τ supérieur à $3,5 \cdot 10^{-13}$ s, soit :

$$R' = \frac{N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+}}{N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}} \text{ observé} = 1,66 \pm 0,24$$

b) Détermination de ε

Désirant remonter du quotient R' au rapport des rapports d'embranchement vers $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, on introduit les facteurs correctifs suivants :

- ε est notre inconnue, l'efficacité moyenne de reconstruction de la trace d'une particule chargée, dans le détecteur de vertex et les chambres à fils.
- A_c^p est la probabilité pour que la particule p du canal de désintégration c soit acceptée. Ainsi, si $S_c^p(p_x, p_t)$ est le spectre de p dans c obtenu par simulation, on a, en sommant sur toutes les cellules de p_x et p_t :

$$A_c^p = \sum \text{Acc}(p_x, p_t) S_c^p(p_x, p_t)$$

Moyennant les résultats obtenus pour une définition large de Acc (cinq plans de chambres à microrubans plus les chambres à fils devant la couronne) et pour une définition plus stricte (dix plans de microrubans sont traversés), les différences n'excédant pas 10%, on retient :

$$\begin{array}{ll} A_{K\pi}^K = 0,321 & A_{K\pi}^\pi = 0,832 \\ A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^K = 0,460 & A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_1} = 0,884 \\ A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_2} = 0,841 & A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_3} = 0,723 \end{array}$$

où π_1, π_2, π_3 sont classés par ordre d'énergie décroissante.

- eff_c^{vtx} est la probabilité pour que, toutes les traces de c étant reconstruites dans les chambres à microrubans, on les admette comme formant le vertex de c en coupant à 10^{-2} en probabilité de χ^2 . Une étude par simulation fournit les valeurs :

$$eff_{K\pi}^{vtx} = 0,960 \pm 0,017 \quad eff_{K\pi\pi\pi}^{vtx} = 0,892 \pm 0,026$$

Le rapport R' observé peut être décrit par :

$$R' = \frac{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) eff_{K\pi\pi\pi}^{vtx} \varepsilon A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^K \prod_{i=1}^3 \varepsilon A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_i}}{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) eff_{K\pi}^{vtx} \varepsilon A_{K\pi}^K \varepsilon A_{K\pi}^\pi}$$

d'où :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{R' \frac{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \text{eff}_{K\pi}^{vtz} A_{K\pi}^K A_{K\pi}^\pi}{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \text{eff}_{K\pi\pi\pi}^{vtz} A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^K \prod_{i=1}^3 A_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_i}}}{}}$$

Prenant la valeur de l'expérience Argus [Alb 85] qui a directement mesuré $\frac{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}{BR(D^0 \rightarrow K\pi)} = 2,17 \pm 0,36$, on trouve ε (Acc "sévère") = 0,967 et ε (Acc "large") = 0,921.

La différence entre les deux sera décomptée comme une erreur systématique de 2,4%. L'incertitude sur la donnée d'Argus entraîne une erreur systématique de 8,3%.

L'erreur sur R' entraîne une erreur statistique de 7,2%.

L'erreur sur les efficacités de reconstruction des vertex donne une contribution de 1,7%.

La normalisation des signaux de D^0 dans les canaux $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ au rapport des largeurs partielles connu nous permet de conclure à une efficacité moyenne de reconstruction des traces chargées acceptées de 94%. On retiendra :

$$\varepsilon = 0,94^{+0,06}_{-0,11}$$

3) Application à D^{*+}/D^0

Nous sommes maintenant à même de corriger la proportion observée R des D^0 provenant des D^{*+} en tenant compte de l'acceptance et de l'efficacité de reconstruction du π^+ nécessaire à l'observation de $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. R_0^+ désignant le taux de production de D^{*+} normé à l'ensemble des D^0 produits, y compris ceux qui proviennent des désintégrations des D^* chargés et neutres, on peut écrire que :

$$R_0^+ = \frac{R}{BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \varepsilon A_{D^0 \pi}^\pi}$$

avec :

$$R = 0,188 \pm 0,020$$

$$\varepsilon = 0,94^{+0,06}_{-0,11}$$

$$BR = 0,57 \pm 0,04 \pm 0,04 \text{ d'après Mark III [SLA 88]}$$

La figure 5 montre le spectre de p_x et p_t du π^+ issu de la désintégration du D^{*+} . On en tire le facteur d'acceptance :

$$A_{D^0 \pi}^\pi = 0,790$$

Les différentes contributions à l'incertitude sur la valeur de R_0^+ sont résumées dans le tableau suivant :

Origine	Nature	$\Delta R_0^+ / R_0^+$
R	statistique	$\pm 11\%$
$BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	systematique	$\pm 10\%$
ϵ	systematique	+12% - 6%

Finalement on a :

$$R_0^+ = 0,444 \pm 0,047 \text{ (statistique)} \begin{matrix} +0,068 \\ -0,052 \end{matrix} \text{ systematique}$$

On a pris soin de vérifier que l'acceptance des D^0 issus du D^{*+} est identique à celle des D^0 produits directement. Il n'est donc pas utile de distinguer les deux lots de D^0 dans les formules de correction du rapport R observé.

III - Deuxième méthode, détermination d'une efficacité $\varepsilon(p_x, p_t)$ de reconstruction des traces des particules chargées. Application au rapport D^{*+}/D^0

Dans le paragraphe II, on déterminait une efficacité moyenne de reconstruction des traces des particules chargées à partir des nombres de D^0 observés dans les canaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. On utilisait ainsi des données de l'expérience pour estimer un facteur d'efficacité. Dans le but de tester la validité du résultat obtenu pour le rapport D^*/D , on emploie ici la simulation de l'expérience pour calculer les valeurs d'une fonction d'efficacité $\varepsilon(p_x, p_t)$ par cellule d'impulsion longitudinale et transverse. On vérifiera qu'elle nous permet de retrouver la valeur du rapport des rapports d'embranchement de D^0 vers $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. On l'utilisera alors pour corriger le rapport D^*/D observé.

1) Evaluation de $\varepsilon(p_x, p_t)$

La fonction ε décrira la probabilité pour qu'une particule chargée créée avec une impulsion parallèle à l'axe du faisceau p_x et une impulsion transverse p_t soit utilisable pour la recherche d'une désintégration. On demande alors pour un π que :

- sa trace soit reconstruite dans les chambres à microrubans
- son impulsion soit comprise entre 1 et 80 GeV/c
- l'angle avec le plan horizontal soit supérieur à 2 mrad.

Pour un K identifiable, on demande en plus que :

- son impulsion soit comprise entre 6,3 et 20,5 GeV/c
- sa trace soit reconstruite dans des chambres à fils situées derrière le détecteur Čerenkov.

L'étude a été réalisée sur 130 000 traces simulées dans le spectromètre. Après passage du programme standard de reconstruction des traces, on effectue une association des trajectoires simulées aux traces reconstruites par comparaison des impulsions et des directions au niveau du vertex. Une coupure sur le χ^2 de l'hypothèse d'association nous la fait accepter ou rejeter. Cette technique n'est pas efficace à 100% comme le prouve le tableau suivant, établi à partir d'un échantillon de 3 200 événements $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ simulés puis analysés.

Coupure en N_σ^v	N	p
> 3	1200	81,7%
> 5	980	80,6%
> 8	525	77,2%

N = nombre de signaux $K^-\pi^+$ fond soustrait

p = proportion des N signaux dont les traces reconstruites ont été associées aux K^- et π^+ générés.

L'efficacité de l'association d'une particule générée à sa trace reconstruite sera estimée à :

$$\sqrt{\langle p \rangle} = 0,893$$

Les fonctions $\varepsilon(p_x, p_t)$ utilisées tiennent compte de ce facteur. Pour les π , ε est représentée sur la figure 6 ainsi que ε/Acc , tracée en pointillés, qui est une mesure de la probabilité pour qu'une trace acceptée par le spectromètre soit reconstruite, y compris dans les chambres à microrubans. C'est le fait que le quotient des intégrales de ε et de Acc pondérées par le spectre moyen des particules considérées soit semblable à la constante ε utilisée au paragraphe précédent qui assure la consistance des résultats des deux méthodes.

2) Test sur la normalisation $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ / K^- \pi^+$

Utilisant les fonctions ε pour corriger le rapport R' des nombres de signaux observés dans les deux canaux, on confronte notre valeur au rapport connu des rapports d'embranchement. La probabilité pour qu'une particule p d'un canal de désintégration c donné soit utilisable pour la recherche du vertex est maintenant décrite, dans une notation similaire à celle qui fut employée pour les facteurs de correction d'acceptance, par :

$$E_c^p = \sum \varepsilon(p_x, p_t) S_c^p(p_x, p_t)$$

Ainsi :

$$\begin{array}{ll} E_{K\pi}^K = 0,297 & E_{K\pi}^\pi = 0,663 \\ E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^K = 0,430 & E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_1} = 0,774 \\ E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_2} = 0,709 & E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_3} = 0,533 \end{array}$$

Dans les formules de correction, ils seront substitués aux εA de la première méthode.

On rappelle que les efficacités de détection des vertex sont :

$$eff_{K\pi}^{vtx} = 0,960 \pm 0,017 \quad eff_{K\pi\pi\pi}^{vtx} = 0,892 \pm 0,026$$

et que le rapport des nombres de D^0 observés dans les canaux $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $K^- \pi^+$ est :

$$R'_{\text{observé}} = 1,66 \pm 0,24$$

Alors :

$$R'_{\text{corrigé}} = R'_{\text{observé}} \frac{eff_{K\pi}^{vtx} E_{K\pi}^K E_{K\pi}^\pi}{eff_{K\pi\pi\pi}^{vtx} E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^K \prod_{i=1}^3 E_{K\pi_1\pi_2\pi_3}^{\pi_i}}$$

Les incertitudes sont dominées par l'erreur statistique sur R' observé qui est de 14%. Le résultat du test est que :

R' corrigé = $2,80 \pm 0,42$ recoupe le résultat d'Argus

$$\frac{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 2,17 \pm 0,36$$

Nous admettons dès lors que la simulation de l'expérience nous permet de calculer des facteurs de correction d'efficacité réalistes que nous employons pour déterminer le rapport D^{*+}/D^0 .

3) Application à D^{*+}/D^0

On corrige ici le rapport observé en utilisant un facteur de correction d'efficacité de détection du π^+ issu de $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ noté $E_{D^0 \pi^+}^\pi$. Ainsi :

$$R_0^+ = \frac{R}{BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) E_{D^0 \pi^+}^\pi}$$

avec $E_{D^0 \pi^+}^\pi = 0,569$.

On rappelle que nous utilisons :

R observé = $0,188 \pm 0,020$ et $BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = 0,57 \pm 0,04 \pm 0,04$

L'erreur statistique, liée à R observé, est de 11%.

L'erreur systématique, liée à BR , est de 10%.

$R_0^+ = 0,580 \pm 0,062 \text{ (stat.)} \pm 0,058 \text{ (sys.)}$
--

IV – Discussion des résultats

L'étude précédente permet de tester la validité de l'idée naïve selon laquelle le spin 1 des D^* et le spin 0 des D doivent imposer une production des D^* trois fois plus importante que celle des D lors du processus d'hadronisation. Cette idée est-elle consistante avec nos observations ou un effet du spin 1 du photon incident perturbe-t-il le facteur trois attendu ?

1) Valeur théorique de R_0^+

R_0^+ désignant le taux de production de D^{*+} normé à celui de l'ensemble des D^0 , y compris ceux qui sont issus de la désintégration des D^* , on a :

$$R_0^+ = \frac{N^{*+}}{N^0 + N^{*0} + N^{0+}}$$

où :

- N^{*+} est un nombre de D^{*+}
- N^0 est un nombre de D^0 produits directement
- N^{*0} est un nombre de D^0 issus du D^{*0}
- N^{0+} est un nombre de D^0 issus du D^{*+}

Ainsi, dans le modèle naïf :

$$R_0^+ = \frac{3}{1 + 3 * BR(D^{*0} \rightarrow D^0 X) + 3 * BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)}$$

Avec $BR(D^{*0} \rightarrow D^0 X)$ égal à 100% et $BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$ pris égal à 57%, on a :

$$R_0^+ \text{ théorique} = 0,53$$

Si on prenait un taux de production des D^* égal à celui des D , la valeur de R_0^+ serait de 0,39.

2) Comparaison avec les données et conclusion

Les données de NA14/2 fournissent, à l'aide de deux méthodes de correction d'acceptance et d'efficacité différentes, les valeurs :

$$R_0^+ = 0,444 \pm 0,047^{+0,068}_{-0,052}$$

$$R_0^+ = 0,580 \pm 0,062 \pm 0,058$$

Ces deux déterminations expérimentales recourent toutes deux la prévision théorique :

$$R_0^+ \text{ théorique} = 0,53$$

Nous en déduisons que dans la limite de la précision de nos mesures, il n'y a pas d'effet de spin du photon lors de l'hadronisation du charme, le rapport des taux de production des D^* et des D étant compatible avec la valeur 3 attendue d'après le modèle naïf.

V – Taux de production des D chargés par rapport aux D neutres

Le rapport des taux de production des D chargés et des D neutres est dominé par la production des D^* . La détermination de ce quotient constitue un test complémentaire des observations précédentes. La confrontation de D^+/D^0 à D^-/\bar{D}^0 peut permettre de mettre en évidence un éventuel effet de la différence des spectres de masse des cordes cQ et $\bar{c}q$.

Pour ces mesures nous utilisons les signaux obtenus dans les canaux $K^-\pi^+$ pour le D^0 et $K^-\pi^+\pi^+$ pour le D^+ .

L'application de corrections d'efficacité de détection des désintégrations aux nombres d'événements observés fournit des valeurs que nous comparons aux prédictions théoriques.

1) Les signaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^+$

On utilise le lot de mésons charmés obtenus après filtrage et analyse de la totalité des données brutes. Les durées de vie mesurées sont $4,30 \cdot 10^{-13}$ s pour le D^0 et $7,45 \cdot 10^{-13}$ s pour le D^+ . Il fut démontré, par comparaison des spectres de distance de vol avec ceux qui sont extraits d'un lot de données non filtrées traitées grâce aux émulateurs E3081 du CERN, qu'une inefficacité de détection des D^+ ayant parcouru une distance de vol de plus de 6 mm était responsable de la valeur trop faible de τ_{D^+} . On peut se ramener à la valeur de $9,75 \cdot 10^{-13}$ s en corrigeant le nombre de D^+ d'une atténuation de 33% par cm au-delà de 6 mm. En ne considérant que les D reconstruits à l'aide d'un K identifié par le détecteur Čerenkov, les signaux corrigés sont les suivants :

Coupure sur le temps de vol (en nombre de durées de vie)	> 0,604	> 0,805	> 1,07
Signal de D neutre ($K^\mp \pi^\pm$)	185 ± 17	144 ± 15	112 ± 13
Rapport signal/bruit	2,6	2,3	2,7
Signal de D chargé ($K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$)	188 ± 18	149 ± 15	113 ± 13
Rapport signal/bruit	3,1	4,0	5,5
$R = \frac{\text{nombre de } D \text{ chargés}}{\text{nombre de } D \text{ neutres}}$	$1,02 \pm 0,14$	$1,03 \pm 0,15$	$1,01 \pm 0,17$

La figure 7 représente les signaux de D neutres et de D chargés obtenus pour des temps de vol supérieurs à 0,604 et 1,07 durées de vie.

2) Les corrections d'efficacité

Nous employons la méthode décrite au § A-III, c'est-à-dire que nous introduisons des efficacités de reconstruction des traces entièrement calculées par simulation. Avec les mêmes notations que précédemment, le rapport R' des taux de production des D chargés et des D neutres est donné par :

$$R' = R \times \frac{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} \times \frac{E_{K\pi}^K E_{K\pi}^\pi}{E_{K\pi_1\pi_2}^K E_{K\pi_1\pi_2}^{\pi_1} E_{K\pi_1\pi_2}^{\pi_2}} \times \frac{eff_{K\pi}^{vtz}}{eff_{K\pi_1\pi_2}^{vtz}}$$

où :

- les coefficients E sont les efficacités de reconstruction des traces des deux canaux de désintégration considérés.

$$E_{K\pi}^K = 0,297$$

$$E_{K\pi}^\pi = 0,663$$

$$E_{K\pi_1\pi_2}^K = 0,377$$

$$E_{K\pi_1\pi_2}^{\pi_1} = 0,746$$

$$E_{K\pi_1\pi_2}^{\pi_2} = 0,605$$

- les efficacités de reconstruction des vertex, coupant à 10^{-2} de probabilité de χ^2 , sont :

$$eff_{K\pi}^{vtz} = 0,960 \pm 0,017$$

$$eff_{K\pi\pi}^{vtz} = 0,923 \pm 0,040$$

- les rapports d'embranchement valent :

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 4,2 \pm 0,4\%$$

$$BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 9,1 \pm 1,3 \pm 0,4\% \text{ (d'après MARK III [Hit 87])}$$

Utilisant $R = 1,02 \pm 0,14$, on trouve :

$$R' = 0,57 \pm 0,08 \pm 0,10$$

3) Discussion du résultat

La valeur du rapport des productions des D chargés et des D neutres dépend essentiellement la production des D^* . En effet, dans un modèle naïf qui considère, en vertu de la différence de spin, que les D^* sont trois fois plus abondants que les D produits directement, on a :

$$\frac{D \text{ chargés}}{D \text{ neutres}} = \frac{1/3 + BR(D^{*+} \rightarrow D^+ X)}{1/3 + BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) + BR(D^{*0} \rightarrow D^0 X)}$$

Ainsi, la prédiction théorique dépend des rapports d'embranchements des D^* . Nous avons déjà noté que $BR(D^{*0} \rightarrow D^0 X) \sim 100\%$. La somme des deux autres est égale à 100% . L'ajustement récent de MARK III que nous avons toujours utilisé est de $57 \pm 4 \pm 4\%$. Ainsi, tenant compte de l'incertitude sur ce rapport, la valeur attendue est comprise dans la fourchette :

$$0,38 < \frac{D \text{ chargés}}{D \text{ neutres}} < 0,43$$

La détermination expérimentale de NA14/2 recoupe largement cet intervalle :

$$\frac{D \text{ chargés}}{D \text{ neutres}} = 0,57 \pm 0,08 \pm 0,10$$

Nous sommes également en accord avec la valeur fournie par E691 qui est de $0,48 \pm 0,07$.

Observant séparément les rapports $\frac{D^+}{D^0}$ et $\frac{D^-}{D^0}$, nous distinguons l'un de l'autre les processus d'hadronisation au sein d'une corde baryonique et mésonique. Nous les comparons en mesurant le quotient de ces deux rapports. Les corrections d'efficacité n'apparaissent plus dans cette mesure; nous pouvons ainsi utiliser des signaux obtenus en employant la définition étendue des K . Les résultats sont les suivants, les erreurs étant d'origine purement statistique :

Coupure sur le temps de vol (en nombre de durées de vie)	> 0,604	> 0,805	> 1,07
$\frac{D^+ / D^0}{D^- / D^0}$	$0,65 \pm 0,12$	$0,80 \pm 0,17$	$0,96 \pm 0,24$

Ces valeurs sont parfaitement compatibles avec notre simulation, qui suggère la valeur 0,86 que l'on peut tirer des courbes d'abondance relative des différentes particules (Fig. 15 du Chap. I).

B) MECANISME DE PRODUCTION : ETUDE DU x_F du D^0

La dynamique de la photoproduction de charme peut être étudiée en examinant la variation de la section efficace en fonction de l'énergie et les distributions inclusives de la variable de Feynman x_F et du moment transverse p_t des particules charmées. Ces distributions peuvent nous renseigner sur la masse du quark charmé et sur la fonction de structure du gluon à partir du mécanisme de base qui est la fusion photon-gluon. Le processus d'hadronisation de l'état final nous oblige à tenir compte de la fonction de fragmentation des quarks.

Dans ce travail nous sommes intéressés spécialement à l'étude de la distribution x_F du D^0 .

I – La simulation par Monte-Carlo

Pour comparer les données expérimentales aux prédictions théoriques, un générateur d'événements Monte-Carlo a été développé. Les événements charmés sont générés suivant le mécanisme de fusion non diffractif photon-gluon que nous avons étudié dans le chapitre I.

La fonction de structure du gluon est celle donnée par le modèle "naïf" dont la forme est :

$$x G(x) = 3(1-x)^5$$

où x représente la fraction d'impulsion du gluon dans le nucléon.

Le modèle Dual des Partons [Cap 80] définit d'une part la structure de corde de l'état final et d'autre part la distribution en x des partons spectateurs. La fonction de structure du quark est paramétrisée par $x^{-1/2}$, celle du diquark par $(1-x)^{3/2}$, où x représente la fraction d'impulsion du quark. Ces fonctions peuvent être obtenues par le comportement à la Regge des amplitudes dans la voie croisée. Elles peuvent également être tirées des expériences qui étudient les mécanismes d'interaction à petit transfert p_t .

En dernier lieu l'hadronisation des cordes est effectuée suivant le modèle de Lund [And 83] en prenant comme fonction de fragmentation :

$$z f(z) = \sqrt{z} e^{-0,7 m_T^2/z}$$

où z représente la fraction d'impulsion du hadron relative à celle du quark et m_T la masse transverse.

Pour effectuer ces calculs nous avons fixé la masse du quark charmé m_c à 1,5 GeV et la constante de couplage forte $\alpha_s(Q^2)$ à l'échelle $Q^2 = m_c^2$.

Pour rendre compte de notre faisceau à "large bande" nous avons introduit dans le programme de Monte-Carlo la courbe d'abondance des photons du faisceau

en fonction de leur énergie E_γ et la variation de la section efficace $\sigma(\gamma + N \rightarrow c\bar{c}x)$ avec E_γ obtenue par un calcul théorique [Bab 78].

La simulation du spectromètre a été effectuée dans le cadre du programme GEANT [Bru 84]. Les événements ainsi générés ont été reconstruits et analysés par la chaîne de programmes appliquée aux données expérimentales.

II – Résultats expérimentaux et comparaison avec le modèle

Nous avons mesuré la distribution de la variable de Feynman, $x_F = \frac{2P_L^*}{\sqrt{s}}$ du D^0 détecté dans le mode $K^-\pi^+$ où P_L^* est l'impulsion longitudinale du D^0 et \sqrt{s} l'énergie totale dans le centre de masse photon-nucléon. La variable x_F ne peut être déterminée que pour les événements où les hodoscopes d'étiquetage du faisceau ont permis de mesurer l'énergie E_γ^{tag} des photons. Or comme nous l'avons fait remarquer dans le chapitre II, cet étiquetage (*tagging*) n'est efficace qu'à environ 50% et par conséquent l'échantillon de D^0 disponible est réduit d'un facteur 2.

L'énergie E_γ^{tag} donnée par les hodoscopes d'étiquetage est supérieure à l'énergie vraie E_γ des photons au moment de leur interaction dans la cible dans le cas où il y a émission multiple de photons de "Bremsstrahlung" dans le radiateur.

Cet effet de multiple "Bremsstrahlung" a été simulé dans les calculs de Monte-Carlo. Ainsi pour les événements générés, nous obtenons simultanément les distributions du vrai x_F correspondant au spectre des E_γ du faisceau et la distribution de x_F^{tag} , c'est-à-dire du x_F apparent calculé à partir de E_γ^{tag} simulé. Ceci va nous permettre de corriger la distribution expérimentale de x_F^{tag} .

Nous présentons ici l'étude des distributions inclusives des événements $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ pour lesquels nous disposons de l'information de E_γ^{tag} , soit 277 événements avec $N_{\sigma_x}^v > 2$, dont 100 événements avec $N_{\sigma_x}^v > 10$ après soustraction du bruit de fond. Ce dernier a été estimé à l'aide des bandes de masse situées de part et d'autre du signal du D^0 .

La figure 8 montre les distributions de x_F^{tag} de ces événements comparées aux distributions correspondantes générées par Monte-Carlo. Nous observons un bon accord entre les courbes théoriques et les points expérimentaux. Nous avons ensuite corrigé ces distributions x_F^{tag} expérimentales pour tenir compte des effets de multiple "Bremsstrahlung". Finalement nous avons corrigé les x_F obtenus par l'acceptance (Fig. 9) déterminée à partir des événements simulés par Monte-Carlo et reconstruits.

La figure 10a montre la distribution de x_F ainsi corrigée comparée au modèle théorique normalisé à l'intervalle $x_F [0.; 0.8]$. Nous retrouvons un bon accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux.

L'acceptance ne permet pas l'observation de la distribution dans l'hémisphère arrière. Pour illustrer la dépendance de x_F avec la fonction de structure du gluon,

nous avons aussi introduit dans le programme Monte-Carlo les fonctions "Brems" et "Bag-Brems" avec les sections efficaces correspondantes, mentionnées au chapitre I [Bab 78]. La comparaison est présentée dans la figure 10b. Nous remarquons que les trois distributions ne sont pas très différentes et que la sensibilité de notre expérience ne nous permet pas de choisir entre l'une ou l'autre de ces fonctions.

En conclusion, nous pouvons dire que dans la limite de notre statistique, le modèle que nous avons utilisé reproduit la distribution expérimentale de x_F pour la photoproduction inclusive du D^0 .

Cet accord entre le modèle et les données expérimentales a aussi été observé pour les distributions de l'impulsion transverse p_t [Kra 87] et pour la variation de la section efficace de production de charme en fonction de l'énergie E_γ .

FIGURES DU CHAPITRE V

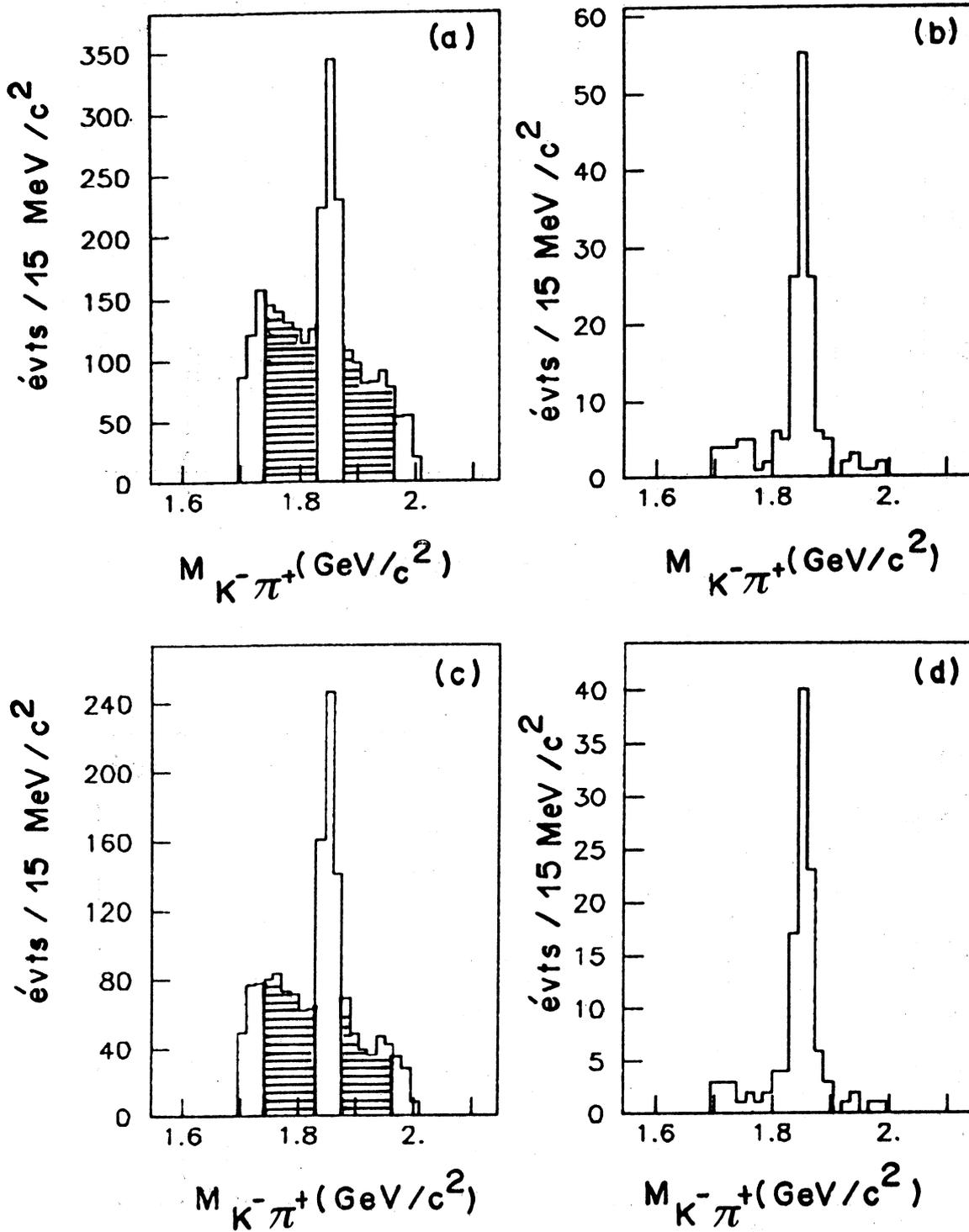


Fig. 1 : Spectre de masse de $D^0 \rightarrow K\pi$.

- a) Pour l'ensemble des D^0 , $N_{\sigma}^{\nu} > 3$.
- b) Pour les D^0 venant de $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $N_{\sigma}^{\nu} > 3$.
- c) Pour l'ensemble des D^0 , $N_{\sigma}^{\nu} > 5$.
- d) Pour les D^0 venant de $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $N_{\sigma}^{\nu} > 5$.

Les lignes hachurées ont été utilisées pour évaluer le niveau du fond.

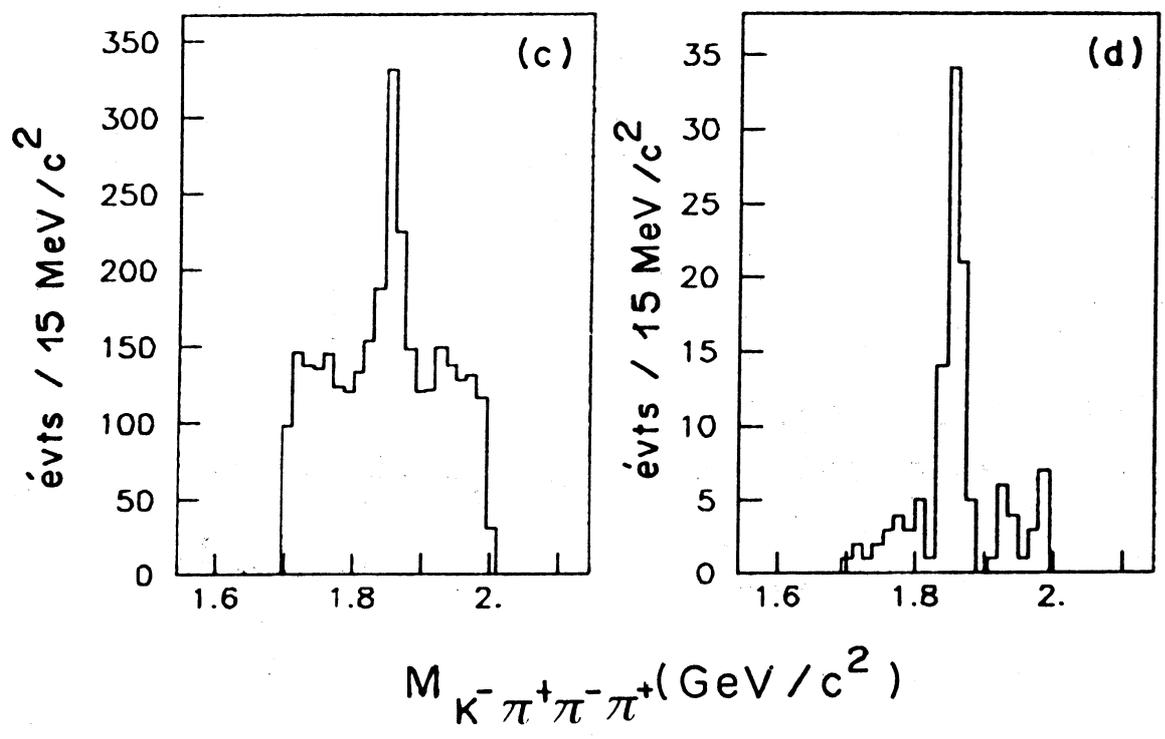
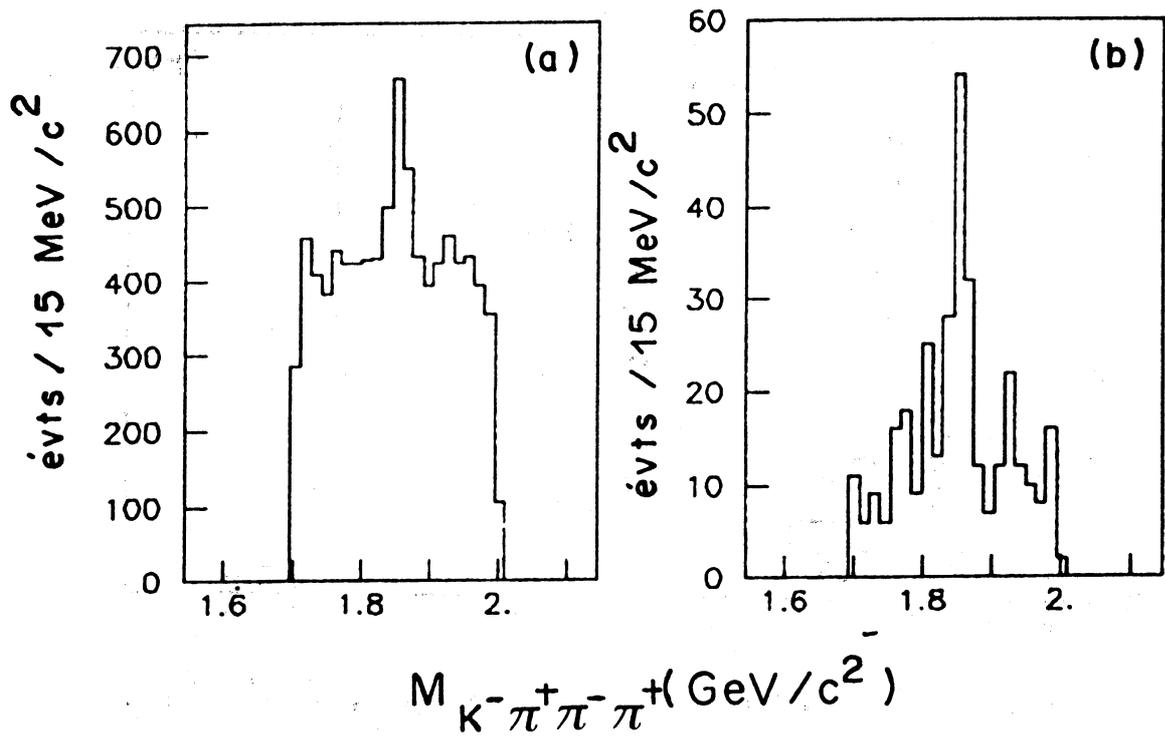


Fig. 2 : Spectre de masse de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.
 a) b) c) d) Identique à la Fig. 1.

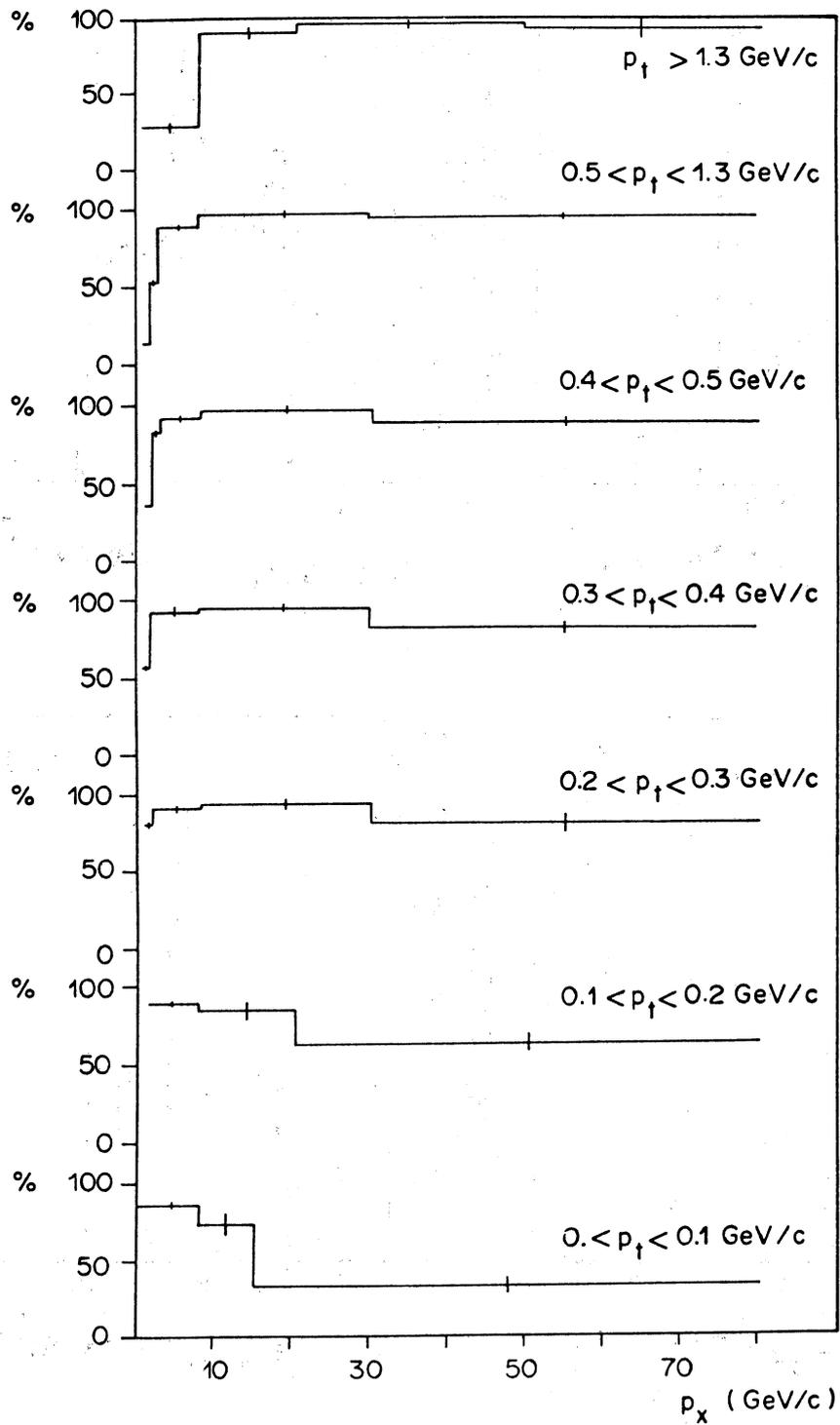


Fig. 3 : Acceptance géométrique du spectromètre aux particules chargées, en fonction des impulsions transverses et longitudinales.

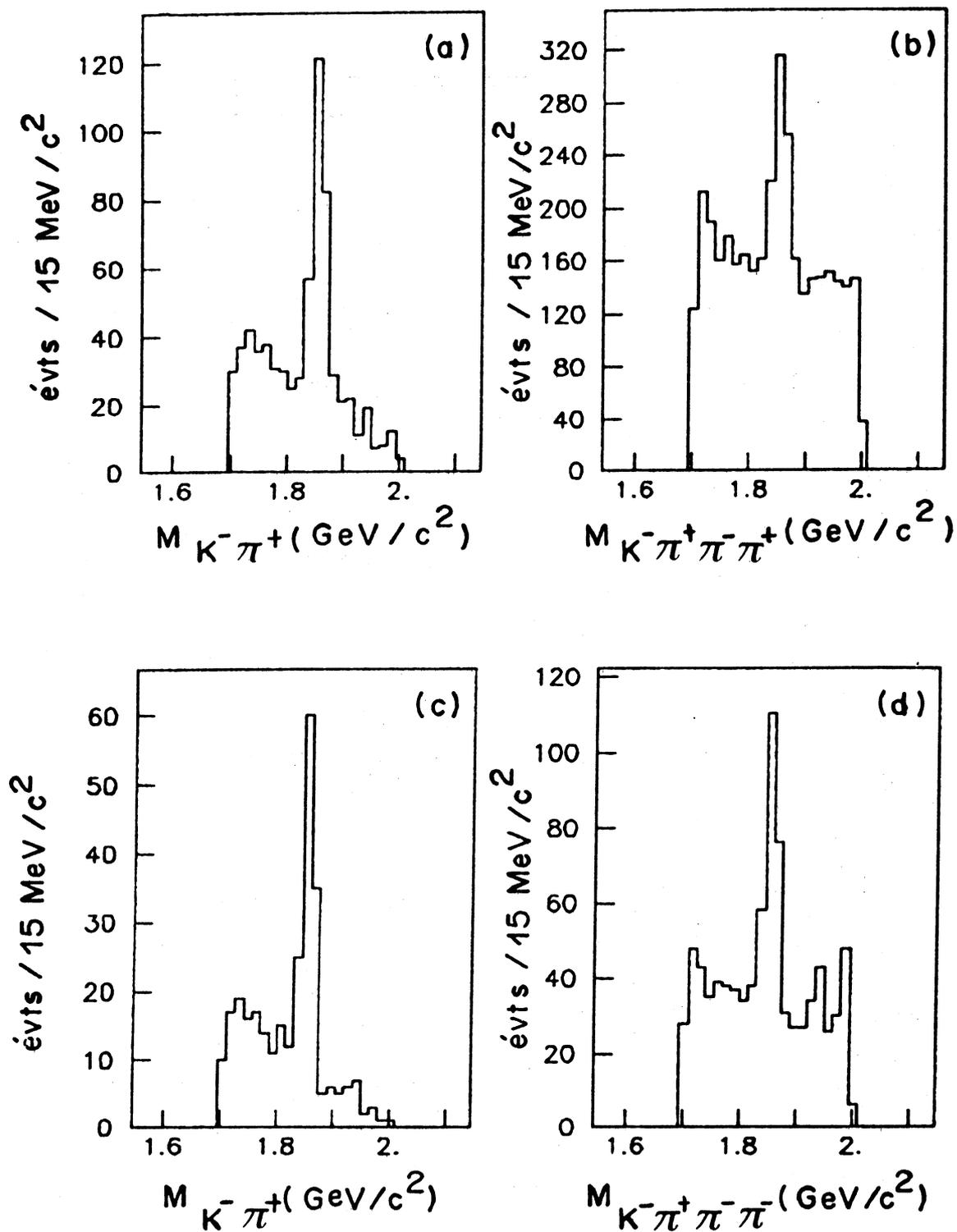


Fig. 4 : Signaux de D^0 obtenus avec des K identifiés et pour des coupures suivant la durée de vie.

- a) Canal $K^- \pi^+$, $\tau > 2,5 \cdot 10^{-13} \text{s}$.
- b) Canal $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $\tau > 2,5 \cdot 10^{-13} \text{s}$.
- c) Canal $K^- \pi^+$, $\tau > 6,0 \cdot 10^{-13} \text{s}$.
- d) Canal $K^- \pi^+ \pi^- \pi^-$, $\tau > 6,0 \cdot 10^{-13} \text{s}$.

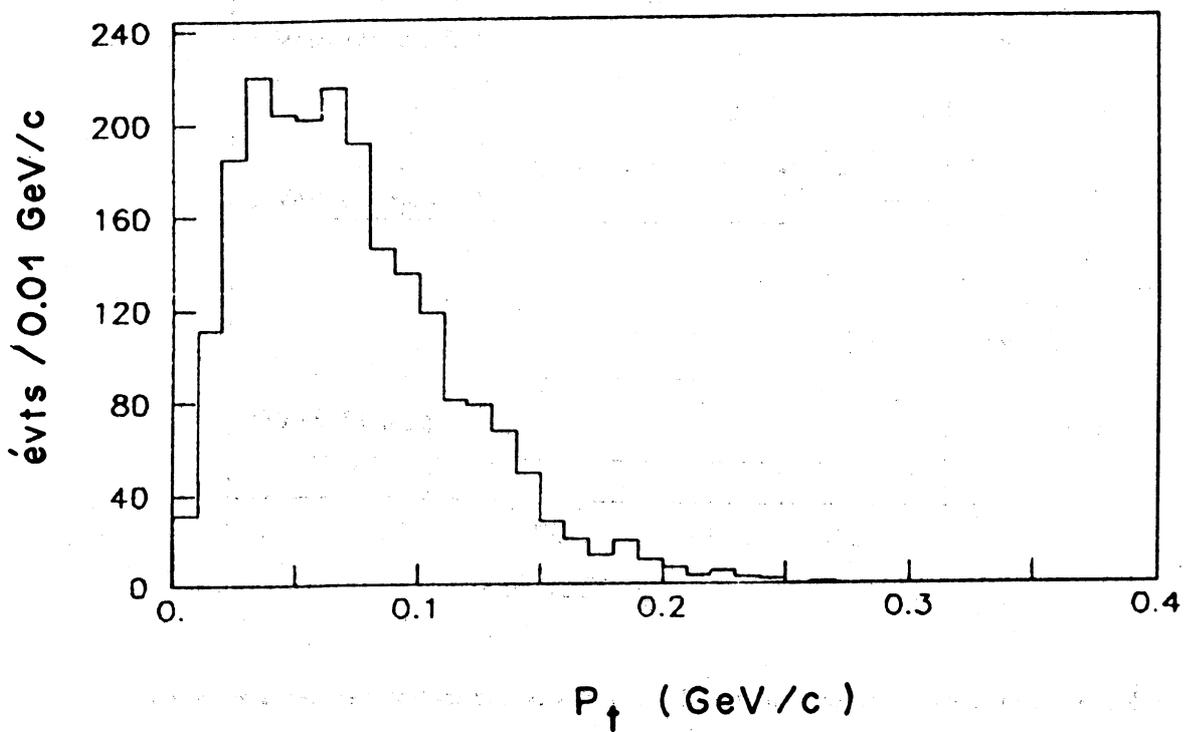
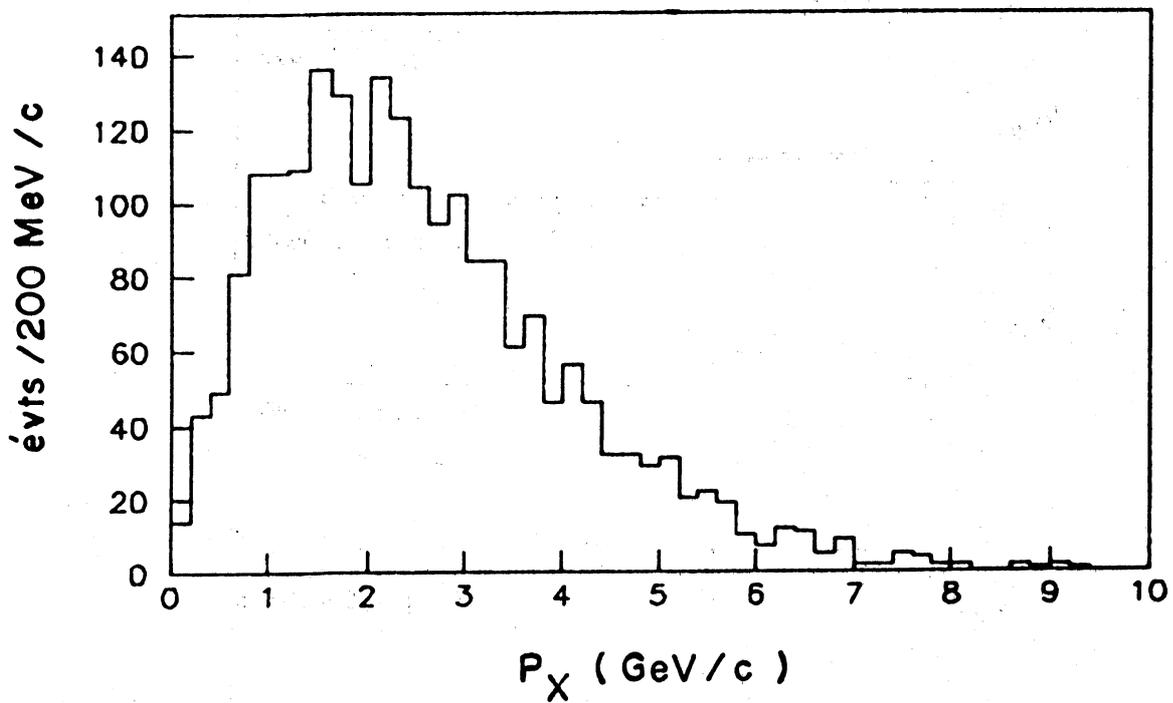


Fig. 5 : Spectres d'impulsion longitudinale et transverse de π^+ dans $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ obtenus par simulation.

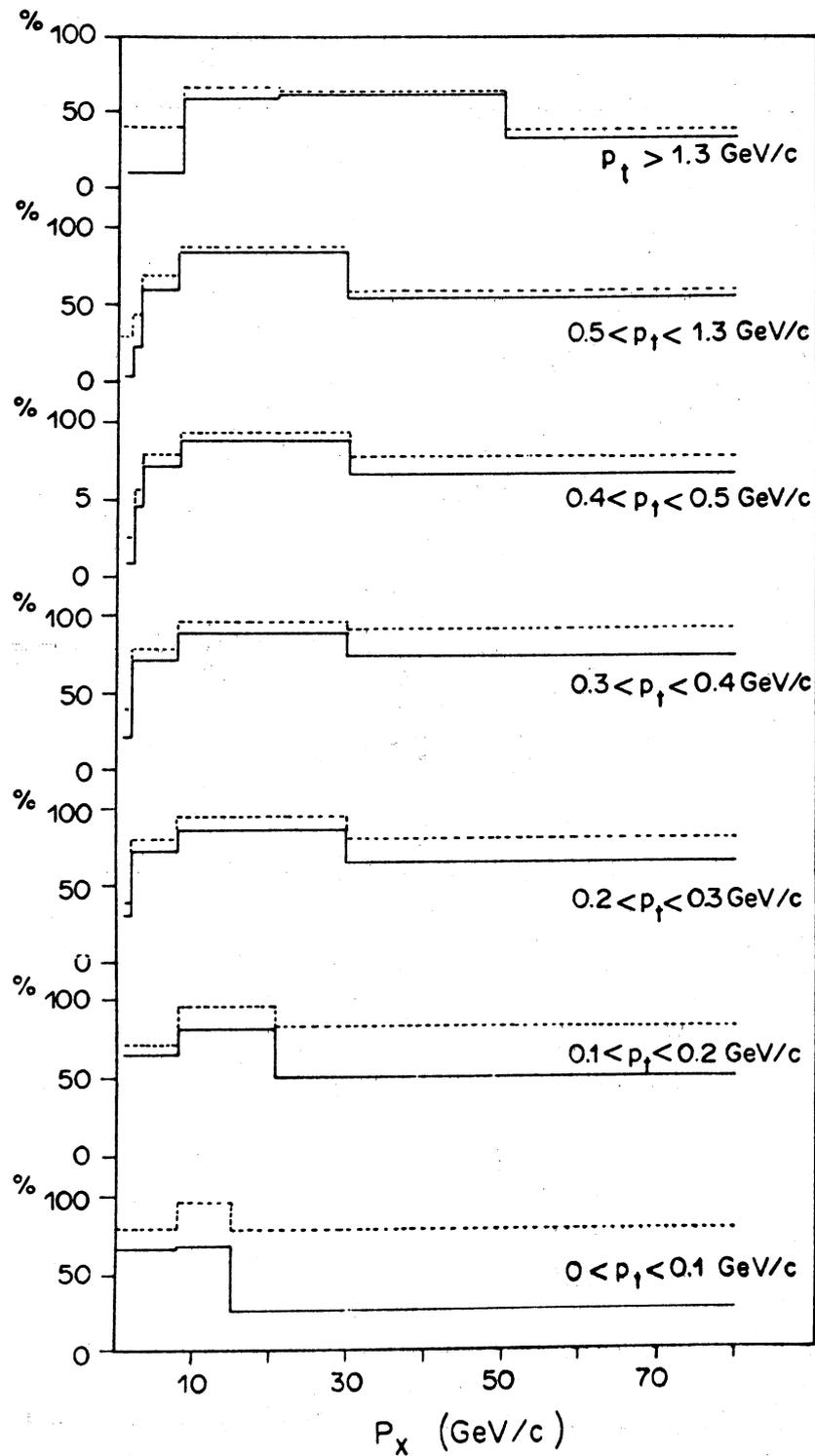


Fig. 6 : Efficacité de reconstruction des traces des particules chargées, notamment dans les chambres à microrubans.

en trait plein : fonction $\varepsilon(p_x, p_t)$.

en trait pointillé : fonction ε divisée par l'acceptance géométrique.

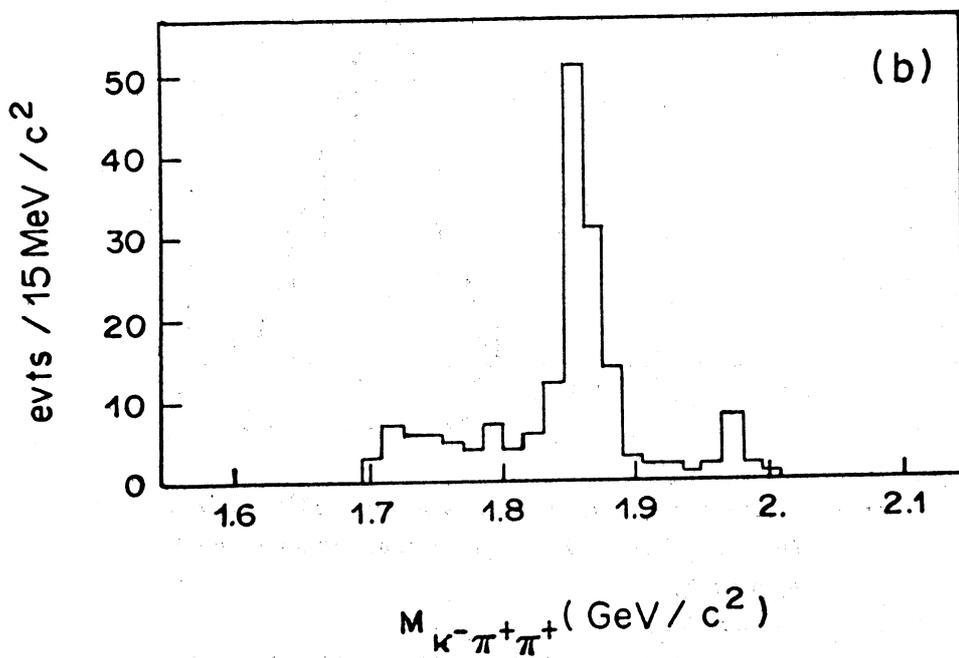
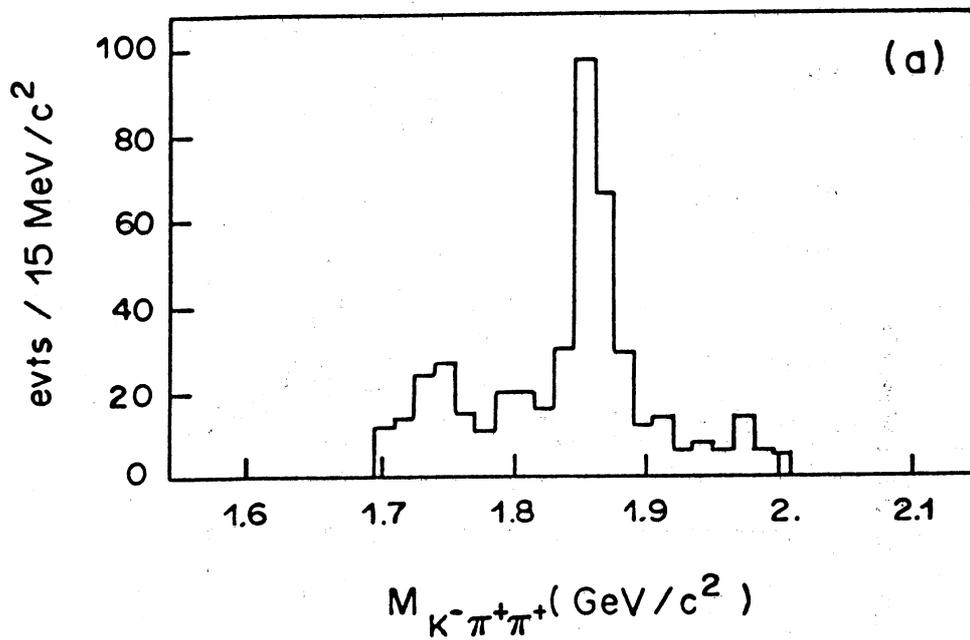


Fig. 7 : Signaux de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, le K est identifié par le détecteur Čerenkov.

a) La coupure sur le temps de vol est $\tau > 0,604 \tau_{D^+}$.

b) La coupure sur le temps de vol est $\tau > 1,07 \tau_{D^+}$.

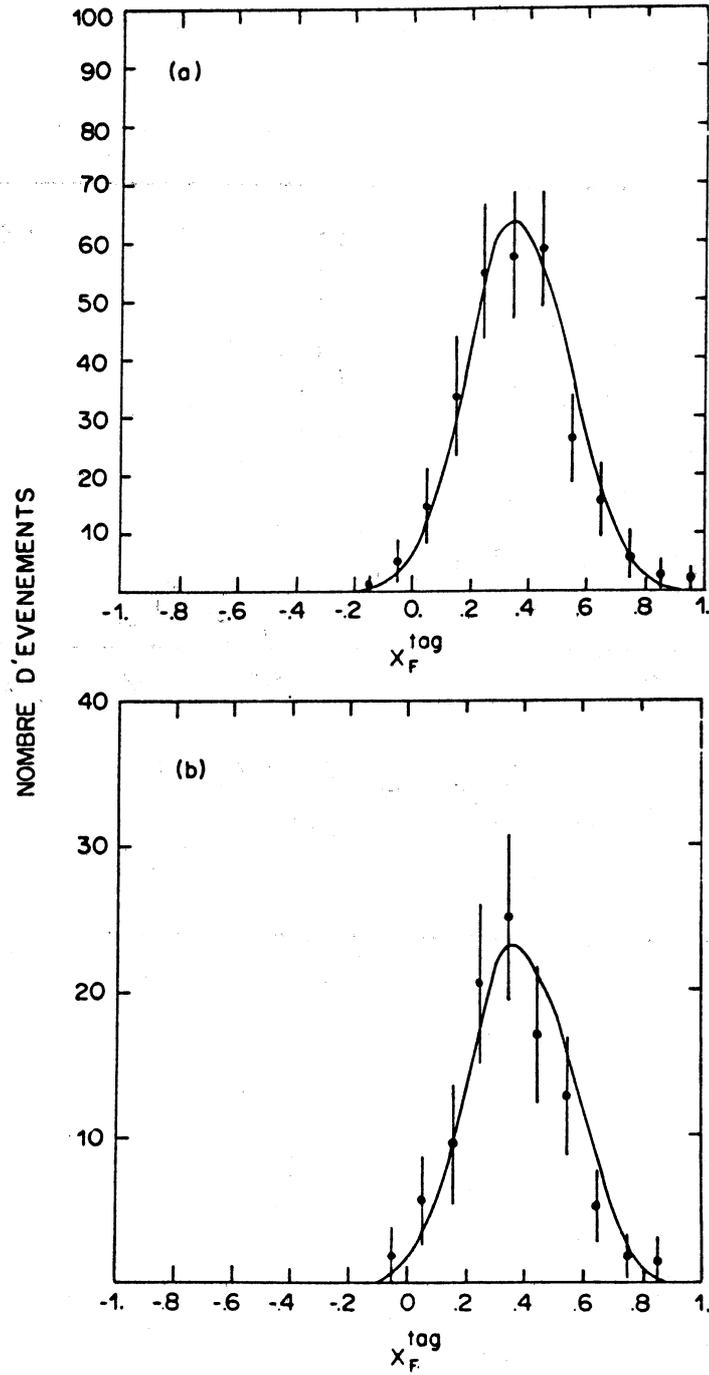


Fig. 8 : Distribution de x Feynman apparent (x_F^{tag}) pour les événements $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ après soustraction du fond :
 a) pour $N_\sigma^\nu > 2$
 b) pour $N_\sigma^\nu > 10$
 Les courbes montrent les spectres obtenus par Monte-Carlo avec simulation du multiple "Bremsstrahlung".

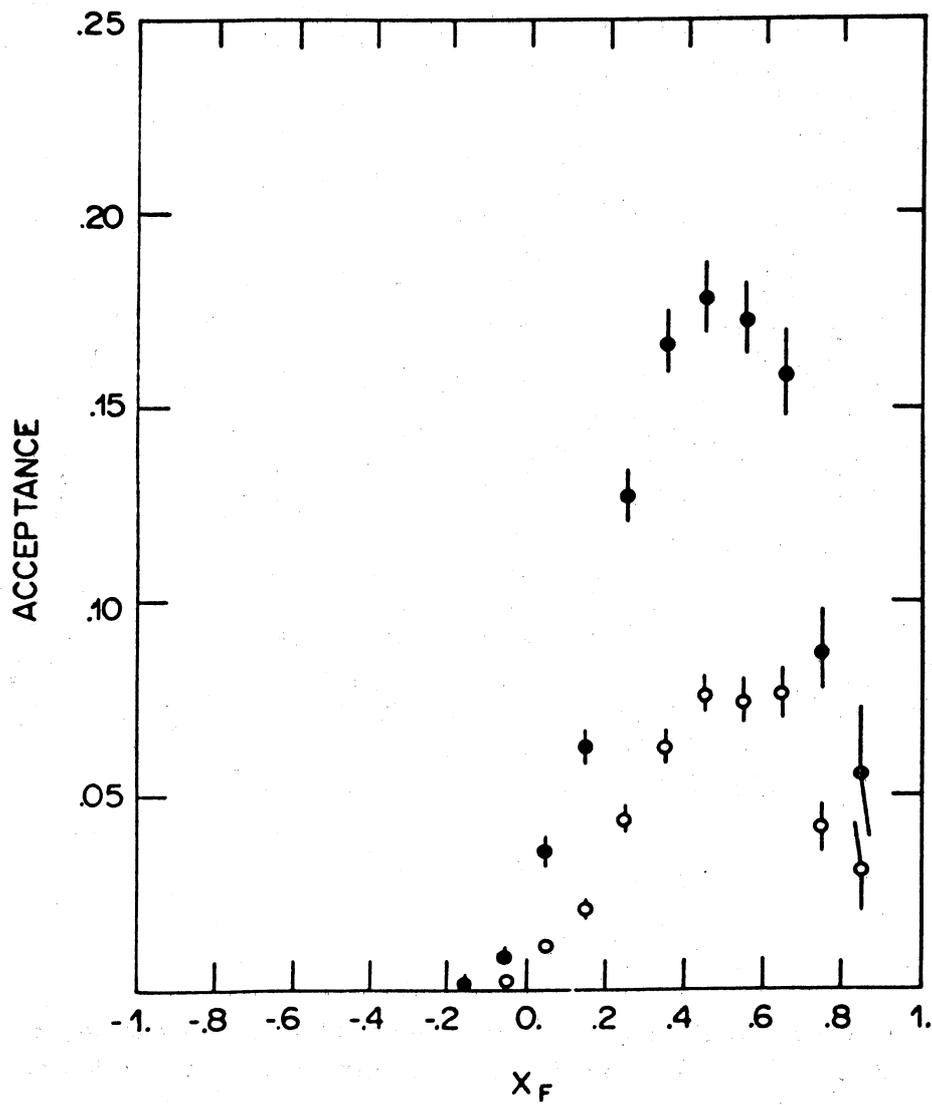


Fig. 9 : Variation de l'acceptance en fonction de la variable x_F
pour les $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$:
(●) $N_\sigma^v > 2$
(○) $N_\sigma^v > 10$.

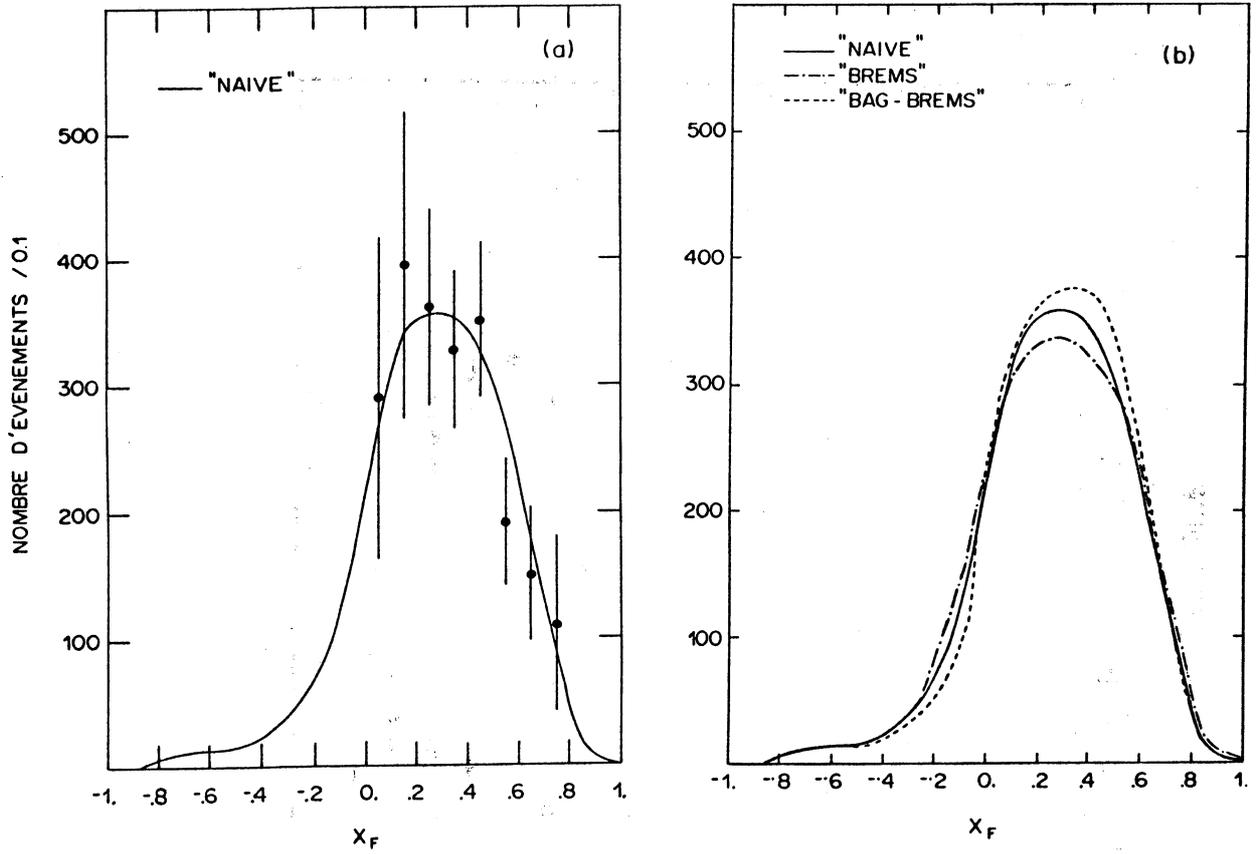


Fig. 10 : a) Distribution en x_F des D^0 après corrections pour le multiple "Bremsstrahlung" et corrections d'acceptance. La courbe en trait plein représente la distribution théorique obtenue par Monte-Carlo.
 b) Comparaison des distributions x_F pour différentes fonctions de structure du gluon.

CONCLUSION

Utilisant les événements retenus par le programme de filtrage du charme appliqué aux 17 millions de données brutes collectées par l'expérience NA14/2, nous avons mis en évidence le signal de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ après ajustement des π^0 . En particulier, une quarantaine de D^0 provenant de la désintégration du D^{*+} ont été observés dans ce canal. L'étude de la durée de vie effectuée sur ce signal nous donne une valeur en accord avec la durée de vie connue du D^0 . Nous avons observé la présence des résonances ρ^+ et K^{*-} dans la désintégration et constaté que les distributions d'énergie et p_t^2 de ces D^0 sont en accord avec les prédictions théoriques.

Nous avons calculé le rapport des taux de production des D^{*+} et des D^0 en utilisant la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, les D^0 étant observés dans les canaux $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Les résultats issus de deux méthodes de correction d'acceptance et d'efficacité différentes recourent le rapport normal des productions d'un vecteur et d'un scalaire, c'est-à-dire 3. A l'aide des signaux de D^+ observés dans le canal $K^- \pi^+ \pi^+$, on a également calculé le rapport R des taux de production des D chargés et des D neutres, qui est très sensible à la production des D^* . La valeur trouvée est : $R = 0,57 \pm 0,08 \pm 0,10$. Elle est compatible avec la valeur attendue, qui est de l'ordre de 0,4 et qui est sensible aux rapports d'embranchements des D^{*+} . On a pu ainsi confirmer la validité du résultat précédent. Lorsqu'on compare les rapports D^+/D^0 (R_1) et D^-/\bar{D}^0 (R_2) on est sensible à la différence entre les processus d'hadronisation au sein d'une corde mésonique et d'une corde baryonique. Le résultat de notre comparaison, R_1/R_2 égal à $0,80 \pm 0,17$, est en accord avec les prédictions de la simulation, R_1/R_2 égal à 0,86.

Enfin la distribution des x_F des D^0 détectés dans le canal $K^- \pi^+$ est en accord avec les prévisions du modèle de fusion gamma-gluon de QCD au premier ordre associé à une hadronisation de Lund.

REFERENCES

- Alb 85 : H. ALBRECHT ET AL. — *Phys. Lett.* **158B** (1985) 525
 H. ALBRECHT ET AL. — *Phys. Lett.* **153B** (1985) 343
 H. ALBRECHT ET AL. — *Z. Phys.* **C35** (1987) 359
- And 83 : B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, G. INGELMAN — *Phys. Rep.* **97 B** (1983) 33
- Art 83 : X. ARTRU — *Phys. Rep.* **97B** (1983) 147
- Art 88 : X. ARTRU, M.G. BOWLER — *Z. Phy.* **C37** (1988) 293
- Aub 82 : J.J. AUBERT ET AL. — *Phys. Lett.* **110B** (1982) 73
- Aug 83 : E. AUGÉ — *Thèse de 3^{ème} cycle, LAL 83-09* (1983)
- Bab 78 : J. BABCOCK, D. SIVERS, S. WOLFRAM — *Phys. Rev.* **D18** (1978) 162
- Bai 79 : BAIER, ENGELS, PETERSSON — *Z. Phys.* **C2** (1979) 265
- Ban 80 : M. BANDER, D. SILVERMANN, A. SOUI — *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 7
- Bar 82 : V. BARGER, F. HALZEN — *Phys. Rev.* **D25** (1982) 112
- Bar 85 : R. BARATE ET AL. — *Nucl. Inst. and Meth.* **A235** (1985) 235
- Bau 78 : T.H. BAUER, R.D. SPITAL, D.R. YENNIE, F.M. PIPKIN — *Rev. of Mod. Phys.* **50.2** (1978) 261
- Ber 80 : W. BERNREUTHER, O. NACHTMANN, B. STECH — *Z. Phys.* **C4** (1980) 257
- BFP 80 : — *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 686
- Big 80 : I. BIGI — *Phys. Lett.* **90B** (1980) 177
- Bjo 78 : J.D. BJORKEN — *Phys. Rev.* **D17** (1978) 171
- Blo 85 : D. BLOCH — *Thèse de Doctorat d'Etat, CRN/HE* (1985) 1616
- Bow 81 : M.G. BOWLER — *Z. Phys.* **C11** (1981) 169
- Bra 70 : S. BRANDT — *Statistical and Computational Methods in Data Analysis* (1970) 158
- Bru 84 : GEANT, CERN-DD/EE/84-1
- Cab 78 : N. CABIBBO, L. MAIANI — *Phys. Lett.* **73B** (1978) 418
- Cam 75 : U. CAMERINI, J.G. LEARNED, R. PREPOST, C.M. SPENCER, D.E. WISER — *Phys. Rev. Lett.* **35.1** (1975) 483
- Cap 80 : A. CAPELLA, TRAN THANH VAN — *Phys. Lett.* **93B** (1980) 146
- CIF 79 : — *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 414
- Col 82 : M.W. COLES ET AL — *Phys. Rev.* **D26** (1982) 2190
- Com 79 : B.L. COMBRIDGE — *Nucl. Phys.* **151B** (1979) 429
- Cut 77 : R. CUTLER, D. SIVERS — *Phys. Rev.* **D16** (1977) 679
- Dru 88 : P. DRUET — *Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle, Orsay, LAL* (1988)
- EHF 83 : — *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 156

- EMC 83 : — *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 1
- Fie 78 : R.D. FIELD, R.P. FEYNMAN — *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 285
- Fon 81 : M. FONTANNAZ, B. PIRE, D. SCHIFF — *Z. Phys.* **C11** (1981) 211
- Fox 80 : G.C. FOX, S. WOLFRAM — *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 285
- Fri 78 : H. FRITSCH, K.H. STRENG — *Phys. Lett.* **72B** (1978) 385
- Glü 78 : M. GLÜCK, J.F. OWENS, E. REYA — *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2324
- Gub 79 : B. GUBERINA, S. NUSSINOV, R.D. PECCEI, R. RÜCKL — *Phys. Lett.* **89B** (1979) 111
- Her 64 : — *Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists (Herceg-Novi)*, CERN 64-13 p. 92-100
- Hit 87 : D. HITLIN — *Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hambourg 1987
- Jon 78 : L.M. JONES, H.W. WYLD — *Phys. Rev.* **D17** (1978) 759
- Kat 79 : S. KATSANEVAS — *Thèse de 3^{ième} cycle*, Orsay (1979) 2641
- Kir 80 : T. KIRKBY, — *Proc. of the 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Fermilab (1980) 107
- Koe 80 : L. KOESTER ET AL. — *XXth Int. Conf. on High Energy Physics*, Madison (1980)
- Kra 87 : C. KRAFFT — *Thèse de Doctorat de 3^{ième} cycle*, Orsay, LAL 87-28
- Lee 74 : B.W. LEE, M.K. GAILLARD — *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 108
- Mag 88 : C. MAGNEVILLE — *Thèse d'Etat*, Orsay, Novembre 1987
- Mar 78 : B. MARGOLIS — *Phys. Rev.* **D17** (1978) 1310
- Owe 78 : OWENS — *Phys. Rev.* **D17** (1978) 3003
- Pri 87 : M. PRIMOUT — *Thèse d'Etat*, Orsay, Septembre 1987
- Rou 86 : P. ROUDEAU — *Note interne*, Décembre 1986
- Rou 87 : P. ROUDEAU — *Seminar on Heavy Flavours (San Miniato)*, LAL 87-39
- See 83 : C. SEEZ — *PhD Thesis*, Univ. of London, Imperial College (1983) HEPT118
- Sla 88 : — *SLAC - PUB 4518* janvier 1988
- Str 88 : K.H. STRENG — CERN-TH.4949 (1988)
- Wa 4 : — *Phys. Lett.* **94B** (1980) 113
- Web 84 : B.R. WEBBER — *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur P. Chevallier d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Messieurs P. Roudeau, X. Artru et R. Oliver de m'avoir accordé une journée complète de discussion enrichissante à l'occasion de ma soutenance et d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie Messieurs J.P. Engel, J.P. Gerber et R. Strub pour le suivi régulier de mon travail et les nombreux conseils qu'ils m'ont donnés tout au long des deux années que j'ai passées au laboratoire.

Je remercie Monsieur M. Schaeffer pour sa participation au jury de thèse.

Mesdames E. Jegham, E. Gimenez et G. Mathis ont assuré le traitement du texte et la mise en place des figures avec grand soin; je les en remercie vivement.

Les dessins ont été réalisés par Mesdames M. Ruffler, F. Deutschmann et C. Cornus avec une patience remarquable. Elles en sont remerciées.

Je remercie Monsieur M. Meyer pour le travail de photographie.

Je remercie Madame L. Seifert pour la conscience professionnelle et la sympathie avec lesquelles fut réalisé le travail administratif occasionné par ma présence dans la division.