

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

Alain FOURNIER

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

Etude de la production des hadrons charmés
 $D^\pm$ et Λ_c^+ dans la réaction (Σ^-, N) à 330 GeV/c

Thèse soutenue le 28 février 1997, devant la commission d'examen :

Président :	<i>M.</i>	H.W. SIEBERT
Examineurs :	<i>M.</i>	J.P. ENGEL
	<i>M.</i>	A. FALVARD
	<i>M.</i>	J.F. MATHIOT
	<i>M.</i>	G. NAUDAN
	<i>M^{me}.</i>	M. REY-CAMPAGNOLLE
Rapporteur externe :	<i>M.</i>	G. SAJOT

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

Alain FOURNIER

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

Etude de la production des hadrons charmés
 $D^\pm$ et Λ_c^+ dans la réaction (Σ^-, N) à 330 GeV/c

Thèse soutenue le 28 février 1997, devant la commission d'examen :

Président :	<i>M.</i>	H.W. SIEBERT
Examineurs :	<i>M.</i>	J.P. ENGEL
	<i>M.</i>	A. FALVARD
	<i>M.</i>	J.F. MATHIOT
	<i>M.</i>	G. NAUDAN
	<i>M^{me}.</i>	M. REY-CAMPAGNOLLE
Rapporteur externe :	<i>M.</i>	G. SAJOT

Remerciements

Mes remerciements vont particulièrement à Marcelle Rey-Campagnolle, qui a dirigé mon travail pendant plus de trois ans et à qui j'ai fait subir la lecture et la correction de nombreux manuscrits.

Je remercie Hans-Wolfgang Siebert et Gérard Sajot d'avoir accepté le travail de rapporteur, ainsi que M. Siebert d'avoir bien voulu présider le jury.
Je remercie tous les membres du jury, M. Rey-Campagnolle, J.P. Engel, G. Naudan, A. Falvard, J.F Mathiot, H.W Siebert.

Je tiens également à remercier tous les membres de la collaboration que j'ai côtoyés au CERN durant trois années et qui m'ont tous apporté leur aide un jour ou l'autre : Elisabeth Albertson, Dario Barberis, Mathias Beck, Stephan Brons, Eugene Chudakov, Frank Dropmann, Sergej Gerassimov, Malte Godbersen, Thomas Haller, Matthias Heidrich, Kai Martens, Silvia Masciocchi, Robert Michaels, Ulrich Müller, Stephan Paul, Zhongliang Ren, Lars Schmitt, Andrea Trombini, Burkhard Volker, Michael Zavertyaev.

Je tiens également à remercier les membres du groupe HYPERON de ISN de Grenoble, Corinne Berat, Michel Buenerd, Joel Chauvin, Philippe Martin, qui m'ont accueilli et aidé dans certains moments difficiles.

Sommaire

Introduction	9
1 Notion de théorie sur la production des hadrons charmés	10
1.1 Introduction	10
1.2 La Théorie QCD perturbative	10
1.2.1 La section efficace élémentaire	11
1.2.2 Les fonctions de structure nécessaires pour les calculs de QCD	13
1.2.3 Section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ mesurée par différentes expériences et prédites par QCD	13
1.3 Effets de l'hadronisation	14
1.3.1 La fragmentation des cordes dans le modèle de LUND	15
1.3.2 Section efficace différentielle	16
1.3.3 Quelques remarques	16
1.3.4 Comparaison des résultats de JETSET avec l'expérience	17
2 L'expérience WA89 au CERN	20
2.1 Historique	20
2.2 Les objectifs expérimentaux de WA89	21
2.2.1 L'étude des baryons charmés	21
2.2.2 La recherche d'états multiquarks	22
2.2.3 L'étude des hyperons	22
2.3 Le dispositif expérimental	23
2.3.1 Le faisceau d'hyperons	23
2.3.2 Les hodoscopes de faisceau pour la prise de données de 1994	25
2.3.3 Le détecteur à radiation de transition (TRD)	27
2.3.4 Les cibles	28
2.3.5 Les détecteurs à micropistes	29
2.3.6 La région de désintégration des particules étranges	30
2.3.7 Le spectromètre Oméga	33
2.3.8 Le détecteur Čerenkov RICH	34
2.3.9 Le calorimètre électromagnétique	37
2.3.10 Le calorimètre hadronique	38
2.3.11 Le système de déclenchement	40
2.3.12 Le système d'acquisition	43

3	Le traitement des données	44
3.1	La reconstruction des trajectoires avec 'TRIDENT'	44
3.1.1	Principes généraux de TRIDENT	45
3.1.2	La reconstruction de la trace faisceau	45
3.2	La reconstruction des événements avec PHYNIX	46
3.2.1	L'identification des particules par le RICH	47
3.2.2	Les hodoscopes de faisceau pour la prise de données de 1994 .	48
3.2.3	Le programme GENOA	52
3.3	La simulation de l'expérience	53
3.4	La visualisation des événements	53
4	La reconstruction et la sélection des événements	57
4.1	La méthode de recherche d'un candidat	58
4.2	La recherche du vertex primaire	59
4.3	Sélection des événements	59
4.3.1	Sélection des candidats D^+ et D^-	61
4.3.2	Sélection des candidats D^0 et $\overline{D^0}$	62
4.3.3	Sélection des candidats Λ_c^+	62
4.4	La qualité des vertex primaires reconstruits	64
5	L'identification des hadrons charmés	67
5.1	La recherche des signaux dans les spectres de masse invariante	67
5.1.1	Les mésons chargés $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ et $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	67
5.1.2	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\overline{D^0} \rightarrow K^+ \pi^-$	70
5.1.3	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	73
5.2	La mesure des durées de vie	76
5.2.1	La méthode utilisée	76
5.2.2	Application aux cas des mésons D^+ et D^-	78
5.2.3	Mesure de la durée de vie des mésons D neutres	83
5.2.4	Mesure de la durée de vie des Λ_c^+ sélectionnés	86
5.3	Synthèse de ces résultats	87
6	Etude de la production des hadrons charmés	88
6.1	Sections efficaces différentielles	88
6.1.1	Distribution en p_T^2 des événements des signaux de mésons $D^\pm$.	89
6.1.2	Distribution en p_T^2 des événements des signaux Λ_c^+	91
6.1.3	Etude de la distribution en x_F des $D^\pm$	92
6.1.4	Distribution en x_F des Λ_c^+	97
6.2	Sections efficaces totales	98
6.2.1	Détermination de α	100
6.2.2	Mesure des sections efficaces sur nucléon σ_0 ($D^\pm$)	102
6.2.3	Mesure de la section efficace σ_0 (Λ_c^+)	103
6.3	Asymétrie effet guide	104
6.4	Résumé des résultats	107
	Conclusion	108

Contribution personnelle à l'expérience	109
ANNEXES	110
A Différentes fonction de structure disponibles	110
B Position et dimension des différents détecteurs	111
C La calibration de l'hodoscope	115
D Différents calculs effectués	118
D.1 Reconstruction des masses invariantes	118
D.2 Calcul de l'erreur sur α	118
E Spectres de masse obtenues pour différentes coupures	120
F Signaux obtenus par d'autres membres de la collaboration	128
BIBLIOGRAPHIE	133

Introduction

Les 20 ans de la découverte du quark charmé ([AUB74] et [AUG74]) ont été fêtés l'année 1994, ceux des mésons charmés ([PER76]) en 1996. Les domaines ouverts par le quark charmé ont été étudiés principalement dans les expériences d'électroproduction, de photoproduction et d'hadroproduction.

L'hadroproduction a donné des résultats très prometteurs, notamment l'expérience E791 à Fermilab qui, en utilisant un faisceau de pions, a montré l'importance du contenu en quark des particules du faisceau. Les différences de production (sections efficaces et distributions en x_F) entre les mésons D qui contiennent un quark du faisceau et ceux n'en contenant pas (effet 'guide' ou 'Leading effect' en anglais), cet effet a été mesuré en fonction de l'impulsion des mésons charmés produits. Un des sujet du présent travail est l'étude de cet effet pour un faisceau de Σ^- .

Après avoir donné un aperçu des idées théoriques sur la production des hadrons charmés au premier chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental de WA89 au chapitre deux, puis nous préciserons le cadre dans lequel est effectuée l'analyse des données dans le chapitre trois. Nous préciserons la méthode utilisée pour reconstruire les événements charmés dans le chapitre quatre. Dans le chapitre cinq nous exposerons les résultats de la recherche des hadrons charmés D^0 , $\overline{D}^0$, D^+ , D^- et Λ_c^+ , ainsi que les caractéristiques de ces particules (masse, durée de vie). Dans le sixième et dernier chapitre nous présenterons la mesure du paramètre α qui décrit la section efficace de production sur noyau en fonction de la section efficace sur nucléon. Nous pourrons alors mesurer les sections efficaces de production (sur nucléon) des hadrons D^+ et D^- et Λ_c^+ , ainsi que mettre en évidence l'effet d'entraînement du faisceau (effet 'guide').

Chapitre 1

Notion de théorie sur la production des hadrons charmés

1.1 Introduction

La chromodynamique quantique (QCD) traitée de façon perturbative permet pour un quark de masse élevée (c , b ou t) de calculer la section efficace de production d'une paire $c\bar{c}$ par un développement perturbatif en puissance de α_s (constante de couplage de l'interaction forte).

Différents modèles phénoménologiques permettent ensuite de prendre en compte l'hadronisation de ces quarks charmés produits, notamment le modèle de fragmentation des cordes de LUND ([SJO93]) le plus couramment utilisé, le modèle de fragmentation indépendante de Peterson ([PET83]), ou le modèle du charme intrinsèque de Vogt et Brodsky ([VOG95]).

Nous allons traiter dans ce chapitre les principes de base de la production de la paire $c\bar{c}$ et nous donnerons ensuite une idée qualitative du modèle de LUND.

1.2 La Théorie QCD perturbative

La QCD perturbative permet de calculer la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ par un développement perturbatif en puissance de α_s . La formule qui donne la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ à partir de la collision de deux hadrons A et B est donnée par l'équation 1.1 ([APP92]).

$$\sigma_{c\bar{c}}(s) = \sum_{ij} \int \sigma_{ij}(x_A, x_B, s, m^2, \mu_F, \mu_R) F_i^A(x_A, \mu_F) F_j^B(x_B, \mu_F) dx_A dx_B \quad (1.1)$$

Les différents termes qui entrent en compte sont :

- $\sqrt{s}$: énergie disponible dans le centre de masse,

- μ_F et μ_R : respectivement les échelles de factorisation et de renormalisation,
- $x_i = \frac{P_i}{P_A}$: représente la fraction de l'impulsion du hadron A emportée par le parton i dans le référentiel particulier où le moment p_A du hadron tend vers l'infini (référentiel dit de moment infini). Le déplacement du parton i est supposé colinéaire à celui de A ,
- $F_i^Y(x_Y, \mu)$: densité de parton i dans le hadron Y ayant la fraction de l'impulsion x_Y du hadron Y ; cette fonction est couramment appelée fonction de distribution de parton,
- m : masse du quark charmé,
- σ_{ij} : section efficace du processus élémentaire qui implique les partons i et j des hadrons A et B avec les fractions d'impulsion x_A et x_B , détaillée au prochain paragraphe.

Cette formule peut être interprétée intuitivement dans le modèle des partons de Feynman ([FEY72]) comme une diffusion essentiellement classique et incohérente où la section efficace est calculée en combinant les probabilités plutôt que les amplitudes.

1.2.1 La section efficace élémentaire

La section efficace élémentaire est calculée par des développements perturbatifs en puissance de α_s qui sont convergents si la constante de couplage de l'interaction forte α_s définie dans l'équation 1.2 est inférieure à 1.

Pour $Q^2 \gg \Lambda^2$ la constante de couplage est :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.2)$$

Les différents paramètres utilisés étant :

- N_f : le nombre de saveurs de quark, accessibles à cette énergie,
- Q : le transfert de quadri-impulsion du processus,
- $\Lambda \approx 0.2 \text{ GeV}$: le paramètre d'échelle de QCD.

On considère les processus élémentaires entre les deux partons mis en jeu et on définit la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ par des calculs en fonction de α_s^n ou n est l'ordre de l'interaction considérée.

Les deux processus qui entrent en jeu à l'ordre α_s^2 sont, la fusion gluon gluon $gg \rightarrow c\bar{c}$ dont le diagramme est donné dans la figure 1.2 et l'annihilation quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$, dont les diagrammes sont donnés dans la figure 1.1.

Les sections efficaces pour les différents processus à l'ordre α_s^2 ([BUR92]) sont données pour l'annihilation quark-antiquark par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9s^2} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right) \quad (1.3)$$

et pour la fusion gluon-gluon par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left[\frac{1}{6} \left(\frac{u^2 + t^2}{ut} \right) - \frac{3}{8} \left(\frac{u^2 + t^2}{s^2} \right) \right] \quad (1.4)$$

Les variables s , u , t étant les variables de Mandelstam définies comme :

$$s = (p_1 + p_2)^2; t = (p_1 - p_3)^2; u = (p_1 - p_4)^2.$$

où p_1 et p_2 sont les quadrivecteurs des partons initiaux, p_3 et p_4 ceux des quarks charmés produits.

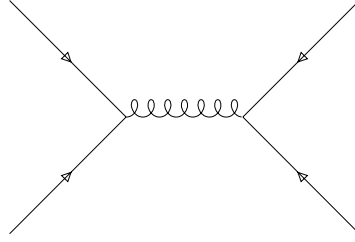


Figure 1.1: Annihilation quark-antiquark ordre α_s^2

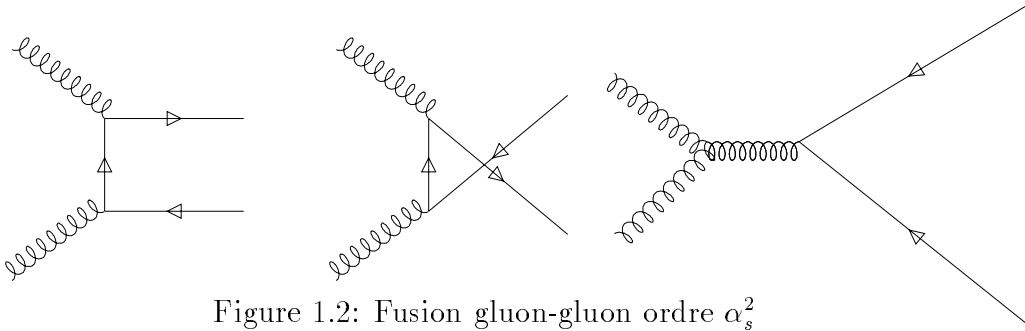


Figure 1.2: Fusion gluon-gluon ordre α_s^2

Des calculs à l'ordre α_s^3 ont été effectués par Nason et al. ([NAS88] et [NAS89]) et Beenaker et al. ([BEE91]). Ils ont permis un bon accord entre les résultats de la QCD perturbative à l'ordre α_s^3 et les résultats expérimentaux, en augmentant les sections efficaces d'un facteur trois par rapport aux résultats de l'ordre α_s^2 .

Les processus correspondants à cet ordre immédiatement supérieur sont :

$$\begin{array}{lll} gg \rightarrow c\bar{c} & gg \rightarrow c\bar{c}g & gq \rightarrow c\bar{c}q \\ q\bar{q} \rightarrow c\bar{c} & q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}g & g\bar{q} \rightarrow c\bar{c}\bar{q} \end{array}$$

dont quelques diagrammes sont donnés dans la figure 1.3.

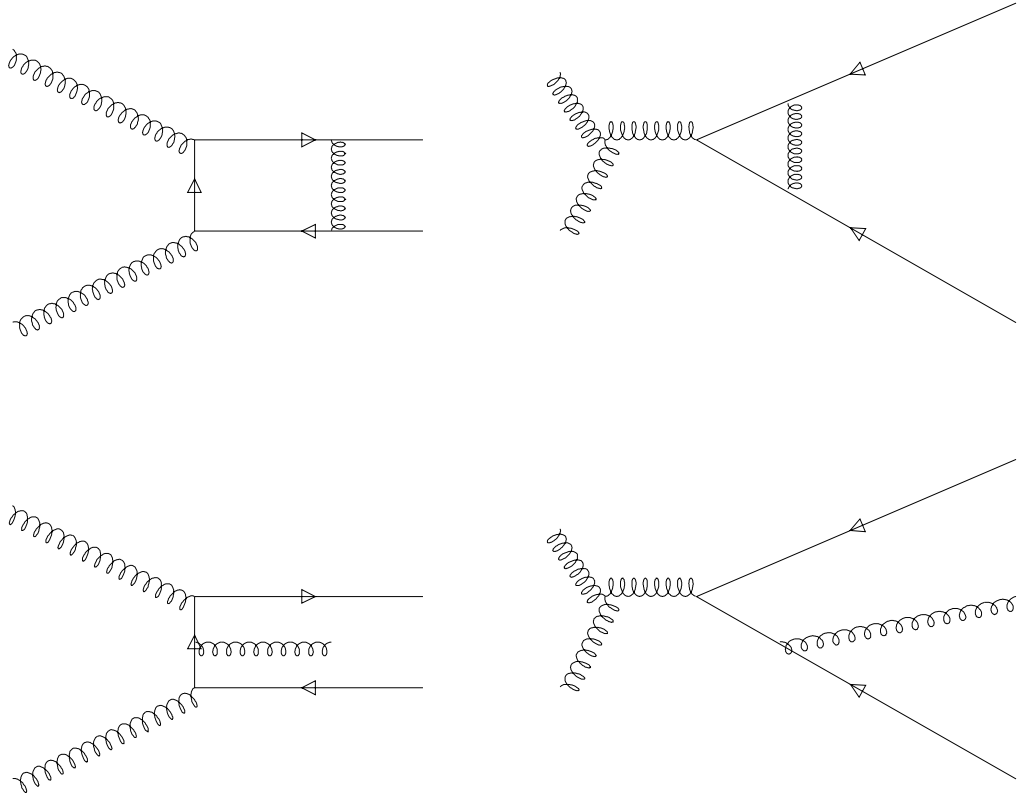


Figure 1.3: Exemple de diagrammes de Feynman à l'ordre α^3

1.2.2 Les fonctions de structure nécessaires pour les calculs de QCD

De nombreuses fonctions de distributions sont actuellement disponibles. Elles sont basées sur les mesures de diffusion profondément inélastique (DIS) de leptons et des interactions des neutrinos. Les fonctions de distributions des quarks de valence sont désormais bien connues, mais il en va autrement des distributions des gluons à faible x .

Dans le cas des hypérons Σ^- de notre expérience, une approche simple a été adoptée ([SJO93]), consistant à moyenner les fonctions de distributions des quarks de valence du proton pour les quarks de valence du Σ^- . Les fonctions de distributions des quarks de la mer et des gluons sont supposées être les mêmes pour le proton et le Σ^- .

Les différentes fonctions de distributions disponibles pouvant donner des résultats très différents, les calculs de QCD auront donc une incertitude très grande.

1.2.3 Section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ mesurée par différentes expériences et prédites par QCD

La figure 1.4 (extraite de la référence [APP92]) compare les résultats expérimentaux et théoriques pour la variation de la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ en

fonction de l'énergie du faisceau, pour les interactions proton-nucléon ainsi que pour les interactions pion-nucléon. On peut observer le bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques.

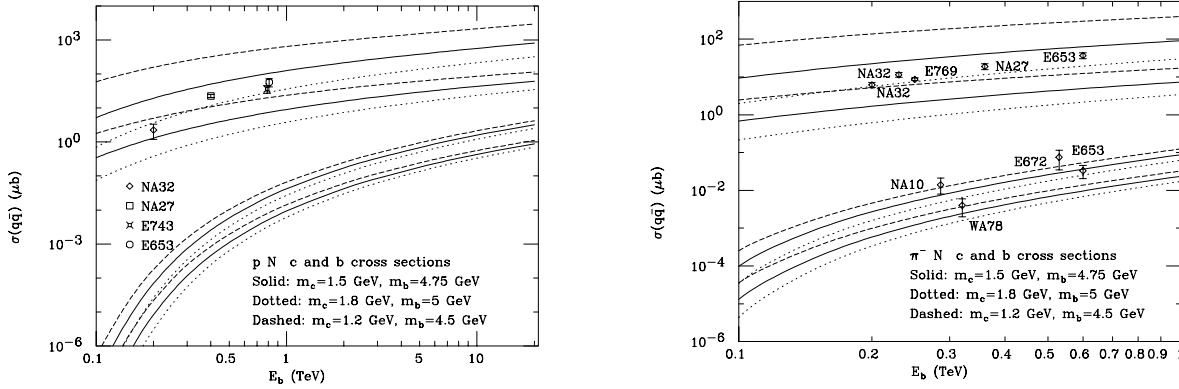


Figure 1.4: Production totale du charme dans les interactions π nucléon et p nucléon : calculs de QCD en comparaison aux principaux résultats expérimentaux [APP92].

1.3 Effets de l'hadronisation

La création de la paire $c\bar{c}$ étant décrite par la QCD perturbative, il reste à connaître comment on arrive à former des hadrons charmés à partir de ces quarks : c'est le domaine de la QCD non perturbative, pour lequel on utilise des modèles phénoménologiques. Grâce aux théorèmes de factorisation ([COL89]), on peut introduire des fonctions de fragmentation D_c^H qui permettent de décrire la fragmentation et l'hadronisation qui en résulte.

La section efficace de production d'un hadron charmé s'écrit alors :

$$\sigma_H(s) = \sum_{ij} \int dx_A dx_B [\sigma_{ij}(x_A, x_B, s, m^2, \mu^2)] F_i^A(x_A, \mu) F_j^B(x_B, \mu) D_c^H(z, \mu_F) \quad (1.5)$$

où z représente la fraction de l'énergie du quark c emportée par le hadron H et D_c^H la fonction de fragmentation-hadronisation.

Plusieurs modèles phénoménologiques ont été développés à partir des résultats expérimentaux disponibles pour décrire cette hadronisation.

Nous allons donner un aperçu des fondements du modèle de LUND qui est celui le plus en accord avec les principaux résultats expérimentaux ([AIT96]). D'autres modèles existent comme le modèle de Peterson ([PET83]), fragmentation indépendante où la fragmentation n'a plus lieu au sein de la corde mais dans les partons individuellement, ou le modèle de la fragmentation des agrégats ou gerbe de partons qui utilise la distribution d'Altarelli-Parisi ([FIE83]) pour déterminer la probabilité de production de deux partons.

Les paramètres des différents modèles non-perturbatifs d'hadronisation sont ajustés pour reproduire les résultats expérimentaux. Néanmoins, ce problème n'a toujours pas trouvé de solution finale et amène une incertitude sur les prévisions encore plus importante que ne le fait la théorie QCD perturbative.

1.3.1 La fragmentation des cordes dans le modèle de LUND

Ce modèle et ses applications aux processus de fragmentation des partons ont été exposés dans les références ([ART83] et [AND83]) ; c'est aussi le modèle utilisé dans le programme de simulation numérique JETSET ([SJO93]).

- production de saveur : quand le quark q et l'antiquark $\bar{q}$ s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie contenue dans la corde augmente et celle-ci peut se briser en produisant une paire $q_1\bar{q}_1$. Les différentes saveurs peuvent alors être produites dans les proportions ($u/d/s/c : 1/1/0.3/10^{-11}$) ([ART83]), qui montrent que la production du charme est très fortement minoritaire dans cette étape.
- La fonction de fragmentation D_c^H est la façon dont l'énergie disponible se répartit entre les différents partons. On affecte au quark et à l'antiquark une fraction de l'énergie disponible selon une fonction de fragmentation définie à partir des principes suivants :

Supposant un confinement linéaire, l'énergie de la paire $c\bar{c}$ produite dans le champ dipolaire de couleur peut s'écrire :

$$V(r) = kr - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \quad (1.6)$$

où le terme kr représente l'effet à grande distance et caractérise le confinement à grand r , le terme $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ représente l'effet dominant à petite distance (avec $k \approx 1 \text{ GeV/fm}$). Quand les quarks $c\bar{c}$ s'éloignent l'un de l'autre, l'image physique est celle d'une corde ou d'un tube de couleur (diamètre de ce tube environ 1 fm) qui se tend jusqu'à se rompre. A la rupture, une nouvelle paire $q^x\bar{q}^x$ est alors créée.

Dans le modèle de LUND la fonction de fragmentation est symétrique et de la forme ([SJO93]).

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_\perp^2/z) \quad (1.7)$$

où $m_\perp$ est la masse transverse,

a est un paramètre qui distingue la production d'un quark de la production d'un diquark et b une constante indépendante de la saveur.

1.3.2 Section efficace différentielle

La paramétrisation généralement adoptée pour décrire la section efficace doublement différentielle de production est de la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - x_F)^n e^{-bp_T^2} \quad (1.8)$$

où x_F est la variable de Feynman définie comme $x_F = \frac{p \text{ parallèle au faisceau incident}}{p \text{ maximum cinématiquement permis}}$ et p_T l'impulsion transverse de la particule produite.

Les calculs de QCD à l'ordre α_s^3 prédisent une valeur du paramètre b compatible avec la masse du quark charmé soit $\approx 1(GeV/c)^{-2}$, valeur confirmée par toutes les expériences d'hadroproduction du charme.

1.3.3 Quelques remarques

Remarques sur la distance des différents processus

La création de la paire $c\bar{c}$ a lieu à une distance inférieure à 0.06 fm (la taille d'un nucléon $\approx 1 \text{ fm}$) tandis que l'hadronisation a lieu aux alentours de 30 fm . Si on compare à la taille des noyaux (la taille du noyau de cuivre $\approx 5 \text{ fm}$) on constate que la production de la paire de quarks charmés a lieu au sein des noyaux intervenant alors que la création du hadron a lieu à l'extérieur.

Effet de la cible

La dépendance de la section efficace avec le numéro atomique A de la cible est généralement paramétrée par une fonction de la forme A^α . On distingue deux cas extrêmes :

- $\alpha=1$ où l'échelle de distance de la production des quarks charmés est faible devant la taille d'un noyau.
- $\alpha=0.66=\frac{2}{3}$ correspond à la diffusion par une sphère totalement absorbante.

Les résultats expérimentaux sont peu nombreux. Nous citerons ceux de WA92 qui trouve $\alpha = 0.92 \pm 0.06$ ([ADA92]) et ceux de E769 ([ALV93]) qui obtient $\alpha = 1.00 \pm 0.05 \pm 0.02$.

La valeur $\alpha = 1$ correspond à un processus dur (c'est dans ce cas que QCD est applicable)

Effet du faisceau

Ici on s'intéresse à l'effet du contenu en quarks du faisceau incident. Dans le modèle de LUND un quark spectateur du faisceau peut se joindre aux quarks produits lors de la fragmentation. Les hadrons charmés qui contiennent 1 ou 2 quarks du faisceau sont alors des particules 'guidées' par le faisceau ; elles sont alors produites à plus grand x_F .

Les expériences avec des faisceaux de pions ont montré une plus grande proportion de mésons charmés produits contenant un quark des particules incidentes, ces mésons ayant une distribution en x_F bien plus dure. Nous définirons ces deux effets sous le terme effet 'guide' ('leading effect').

Cet effet 'guide' est pris en compte dans le programme JETSET. L'expérience E769 a réussi en ajustant les paramètres du modèle à faire correspondre les prédictions de JETSET aux résultats expérimentaux.

1.3.4 Comparaison des résultats de JETSET avec l'expérience

Cas de l'électroproduction

Dans ce type d'interaction (comme pour la photoproduction) le faisceau n'apporte pas de quark et les résultats expérimentaux sont très bien reproduits par le modèle de fragmentation des cordes de LUND.

Cas de l'hadroproduction

Faisceau de pions

L'expérience de production de charme E787 qui observe un effet 'guide' important arrive à prédire les effets observés : distribution en x_F , asymétrie en particules guidées et non-guidées. Néanmoins de nombreuses corrections sur le modèle sont nécessaires (masse du quark c portée de 1.2 à 1.5 $(GeV/c)^2$ entre autre).

Cas des faisceau de Σ^-

Les seuls résultats obtenus avec ce type de faisceau avant notre expérience sont ceux de la collaboration WA62 qui a observé une production de baryons charmés 'guidés' à grand x_F .

Nous montrons dans la figure 1.5 (tirée de la référence [CHA93]) les distributions en x_F de quelques baryons prédites par les programmes PYTHIA et JETSET. Nous pouvons observer la production importante de Σ_c^0 à grand x_F , qui par désintégration forte, donne l'état final $\Lambda_c^+ \pi^-$. Cette désintégration produit alors des Λ_c^+ avec grand x_F ; nous reviendrons sur cet effet au chapitre 6.

Production des baryons charmes: programme PYTHIA

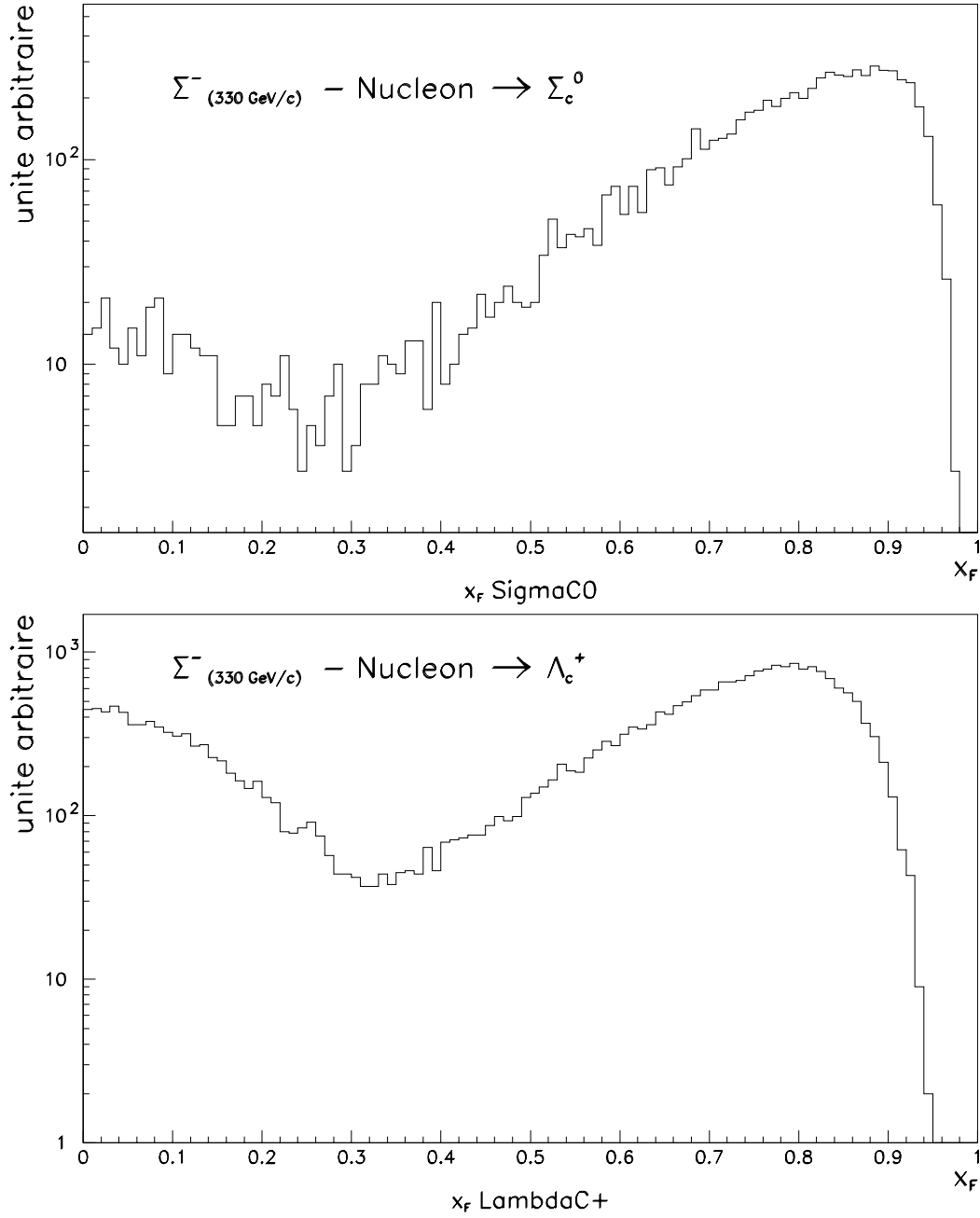


Figure 1.5: Distributions en x_F des Λ_c^+ et Σ_c^0 produits dans l'interaction Σ^- proton obtenues par PYTHIA

La figure 1.6 (tirée de la référence [BUE95]) présente la distribution en x_F des neutrons produits dans les interactions Σ^- -nucléon : prédiction de PYTHIA et mesure expérimentale de WA89. On peut observer que pour la production des neutrons (pas d'effet 'guide'), la distribution en x_F est concentrée vers zéro en contraste avec celle des Λ_c^+ .

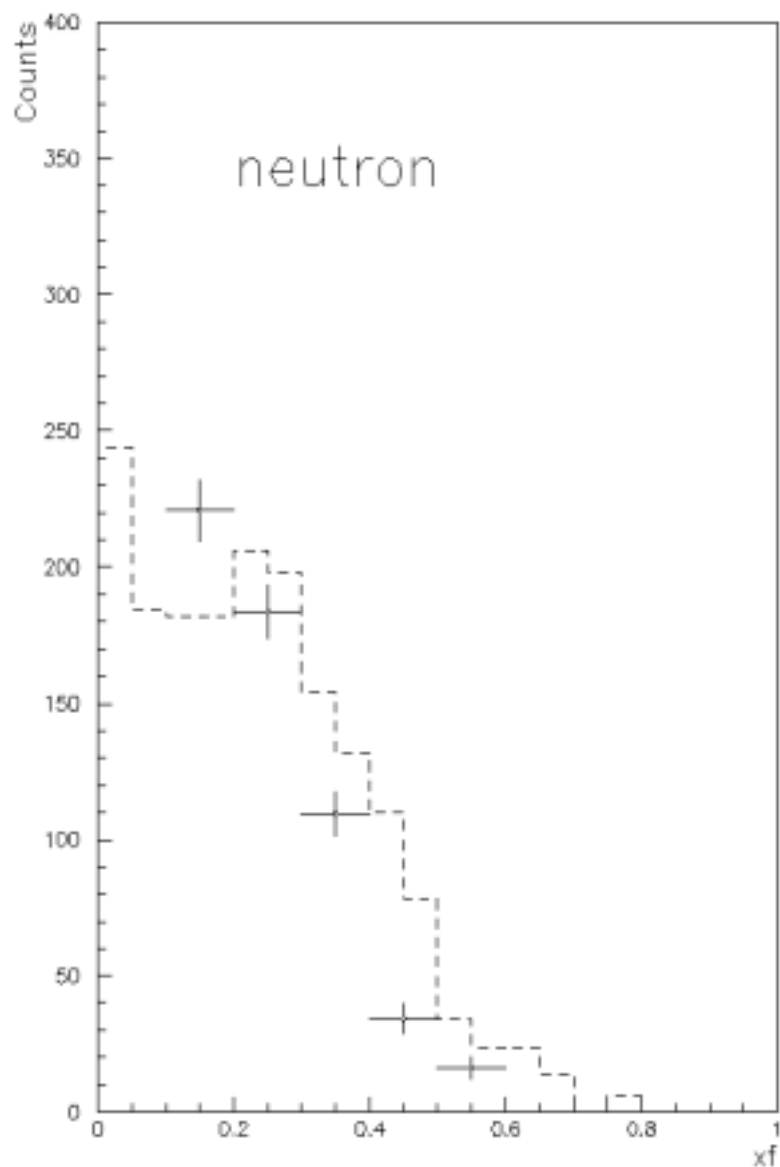


Figure 1.6: Distribution en x_F des neutrons (pas d'effet 'guide') produits dans l'interaction Σ^- - N obtenue par PYTHIA et mesure expérimentale (croix)

Chapitre 2

L'expérience WA89 au CERN

2.1 Historique

De 1977 à 1982, un premier faisceau d'hypérons a été construit à partir du Super Synchrotron à Protons (SPS) du CERN. Les hypérons Σ^- , Ξ^- et Ω^- étaient produits par l'interaction de protons de 200 à 250 GeV/c sur une cible de production située dans le hall ouest. Ils étaient ensuite sélectionnés par un canal magnétique, avec une impulsion allant de 70 à 135 GeV/c . L'expérience WA2 a mesuré la production des hypérons $\Sigma^\pm$, $\Xi^\pm$, $\Omega^\pm$ et étudié les désintégrations semi-leptoniques des hypérons $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$, $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}_e$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}_e$, $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e^- \bar{\nu}_e$ et $\Lambda^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ ([BOU82]). Elle a également contribué à une meilleure connaissance de la durée de vie et des rapports de branchement du Ω^- (pour des modes de désintégration principaux et rares). Cette expérience a laissé la place en 1979 au programme de WA42, orienté vers l'étude des interactions hypéron-proton et hypéron-deuton (en particulier la mesure des sections efficaces de réaction des Σ^- et des Ξ^- sur proton et neutron [BIA81]) et de la production de résonances d'hypérons. L'expérience WA62 a ensuite exploité ce faisceau pour la production des baryons étranges et charmés. Une revue des résultats obtenus dans ces trois expériences est faite dans la référence [BOU84]. L'expérience WA62 qui a étudié la production hadronique de charme dans les réactions $\Sigma^- Be$ à 135 GeV/c a obtenue en particulier les résultats suivants :

- première observation du baryon étrange et charmé $\Xi_c^+(2460 \text{ MeV})$ (alors nommé A^+) de contenu en quark (csu) dans la voie $\Lambda K^- \pi^+ \pi^+$ ([BIA83]),
- indication de l'existence d'un baryon charmé doublement étrange Ω_c (2740) de contenu en quark (css) dans le canal de désintégration $\Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$ ([BIA85]),
- indication de l'existence d'un état triplet exotique: la particule U avec une masse voisine de 3100 MeV et se désintégrant dans la voie $\Lambda \bar{p} +$ pions ([BOU86]).

2.2 Les objectifs expérimentaux de WA89

L'expérience WA89 ([ADA87]) est aussi une expérience sur cible fixe qui utilise maintenant un faisceau secondaire d'hypérons Σ^- de $330 \text{ GeV}/c$ ([GRA88]), toujours au SPS, afin de poursuivre les études engagées par WA62.

2.2.1 L'étude des baryons charmés

Le but principal de WA89 est l'étude des baryons étranges et charmés. L'utilisation d'un faisceau de Σ^- (dds) est justifiée par l'existence supposée d'un effet 'guide' ('leading effect') qui favoriserait la production de baryons charmés et étranges à grand x_F par l'utilisation d'un faisceau de particules contenant déjà un quark étrange.

Les figures 2.1 et 2.2 présentent les multiplets de $SU(4)$ ayant respectivement comme base l'octet $J^P = \frac{1}{2}^+$ et le décuplet $J^P = \frac{3}{2}^+$ des baryons de $SU(3)$.

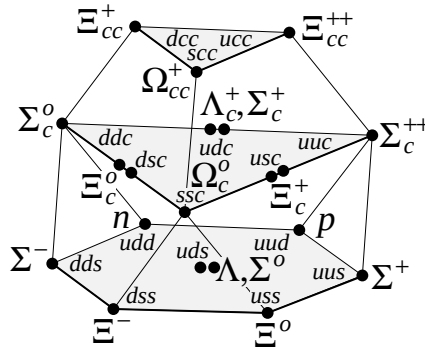


Figure 2.1: Multiplet $SU(4)$ des baryons de spin $1/2$

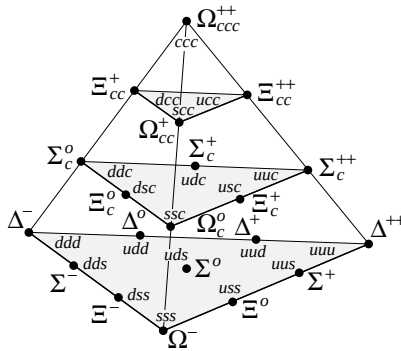


Figure 2.2: Multiplet $SU(4)$ des baryons de spin $3/2$

Cette étude porte sur la spectroscopie, la production et la mesure des durées de vie. L'expérience WA89 recherche les baryons charmés du premier étage du groupe SU(4) soit :

le triplet antisymétrique de SU(3) (3a) : $\Xi_c^{a0}, \Lambda_c^{a+}, \Xi_c^{a+}$
et le sextuplet symétrique (6s) : $\Sigma_c^{s0}, \Sigma_c^{s+}, \Sigma_c^{s++}, \Xi_c^{s0}, \Xi_c^{s+}, \Omega_c^{s0}$.

Les symboles a et s désignent l'antisymétrie ou la symétrie de la fonction d'onde sous l'échange des deux quarks non charmés constituant le baryon.

2.2.2 La recherche d'états multiquarks

L'expérience recherche également la confirmation de l'existence des particules suivantes :

- Le U(3100)

Le diquonium (état multiquark d'isospin 3/2) U(3100) ($q^2\bar{q}^2$ plus précisément $s\bar{q}q\bar{q}$) (tétraquark)), mentionné pour la première fois par l'expérience WA62 ([BOU86] [SIE89] [SIE91]). Cette particule a également été observée par l'expérience BIS-2 à Serpukov avec une masse moyenne de $3055 \text{ MeV}/c^2$ ([ALE90]). Les principaux modes de désintégration recherchés de cette particule sont :

$$\begin{aligned} U^+(\bar{u}\bar{d}ds) &\rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+ \\ U^-(\bar{d}\bar{d}us) &\rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^- \\ U^0(\bar{u}\bar{d}us) &\rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+\pi^-, \Lambda\bar{p}\pi^+ \\ U^{--}(\bar{u}\bar{u}ds) &\rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^- \end{aligned}$$

- Le Pentaquark

Le mésobaryonium P ($\bar{q}q^4$ ou $\bar{s}s3q$) (pentaquark) [LAN94][COC91]) dans les voies de désintégration :

$$\begin{aligned} P &\rightarrow p\phi\pi \\ P &\rightarrow \Lambda K^-\pi^- \end{aligned}$$

- Le dibaryon H

Dibaryon H(uuddss) ([JAF77], [PAU91], [ALB93], [GOD91])(hexaquark) qui se désintègre dans les voies suivantes :

$$\begin{aligned} H &\rightarrow \Sigma^+\Sigma^-, \Xi^-p, \Lambda\Lambda \\ H &\rightarrow \Lambda p\pi^-, \Sigma^-p, \Lambda n \end{aligned}$$

2.2.3 L'étude des hypérons

Sont également étudiées par la collaboration :

- la polarisation des hypérons ([ADA95]) ;
- la production comparée des Ξ^- avec Σ^- , π^- et n ([ADA97]) ;

- la diffusion Σ^- électron ([MAH96]).

2.3 Le dispositif expérimental

L'expérience WA89 utilise l'interaction des protons de $450 \text{ GeV}/c$ du SPS du CERN avec une cible de béryllium. Cette interaction produit des hyperons, mais aussi une part importante de pions qui sont rejetés en ligne à l'aide d'un détecteur à radiation de transition.

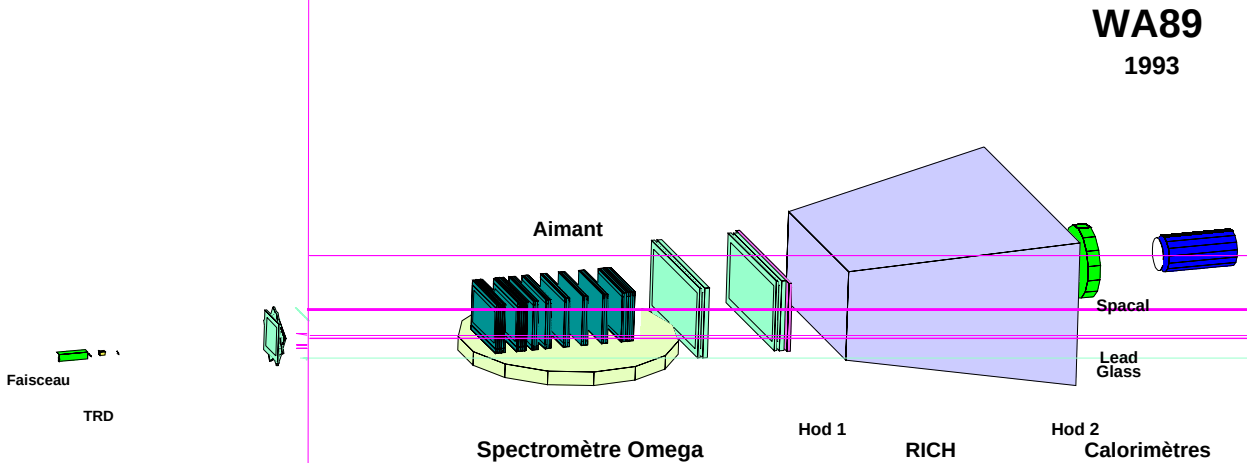
Le faisceau d'hyperons Σ^- interagit avec des cibles en cuivre et en carbone, pour produire les particules charmées qui nous intéressent.

Les traces de la particule du faisceau et des différents vertex de désintégration sont mesurés à partir d'un ensemble de plans de détecteurs silicium à micropistes de résolution 50 ou $25 \mu m$, situés avant les cibles pour la détection du faisceau et dans un espace d'un mètre après les cibles pour la détection des traces de vertex.

Un espace de 10 mètres est ensuite laissé pour la désintégration des baryons étranges à longue durée de vie comme les Λ , qui seront identifiés par la reconstruction des traces de leurs particules filles à l'aide des chambres à fils couvrant cette zone.

L'aimant Oméga est ensuite utilisé comme spectromètre pour déterminer l'impulsion des différentes traces.

Un détecteur Čerenkov est utilisé pour l'identification des particules, un calorimètre électromagnétique pour la détection des photons et un calorimètre hadronique pour la détection des particules neutres de longue durée de vie.



secondes (durée d'un 'burst') et envoyé dans la zone Ouest pour interagir avec une cible de production cylindrique en béryllium de 40 cm de longueur ($\simeq$ une longueur d'interaction du Be) et 2 mm de diamètre. Après la cible, un canal magnétique de 12.7 m de long composé de 3 aimants de champ magnétique 2.4 T sélectionne les particules négatives dont l'impulsion est voisine de 330 GeV/c.

Le canal magnétique (voir figure 2.4) est formé de tungstène, matériau de faible longueur d'interaction, afin de minimiser le flux de muons. Il a pour rôle de sélectionner les particules ayant l'impulsion désirée. La divergence angulaire en sortie du canal magnétique est de ± 1 mrad dans le plan horizontal et de ± 0.6 mrad dans le plan vertical.

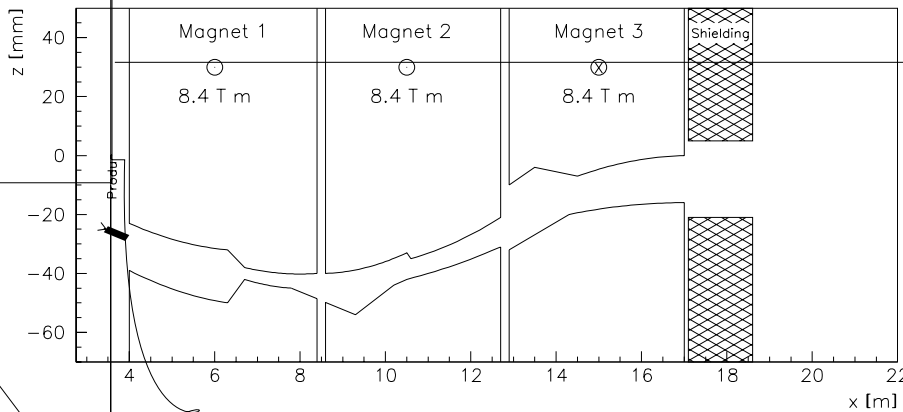
Les protons n'ayant pas donné d'interaction avec la cible sont reçus dans les poches 'extra pocket' prévues pour limiter le parcours des particules issues des interactions proton-canal magnétique, qui seraient des causes de bruit important. Ces poches ont aussi pour rôle d'absorber les particules neutres du faisceau afin que, par diffusions multiples, elles ne puissent sortir du canal magnétique.

L'impulsion de 330 GeV/c a été choisie pour avoir un rapport Σ^- / π^- optimal dans le faisceau.

Le choix d'une particule négative est fait afin de pouvoir éliminer facilement les protons incidents qui ainsi ne peuvent pas passer le canal magnétique.

La faible durée de vie des Σ^- ($1.479 \cdot 10^{-10}$ s) nécessite un canal magnétique de faible longueur et ne permet pas l'utilisation d'un aimant quadripolaire. Le faisceau n'étant pas focalisé, la dispersion maximum en impulsion est alors de $\frac{\delta p}{p} = 12\%$ (si on ajuste cette distribution avec une gaussienne nous avons: $\frac{\delta p}{p} = 7.9\%$).

L'intensité des particules sortant du canal magnétique est environ de $8 \cdot 10^5$ particules par 'bouffée' composée principalement de π^- (70%) et d'hypérons (30%). Les hypérons sont produits dans les proportions suivantes: Σ^- 99 %, Ξ^- 1 %, Ω^- 0.03 %. Deux hodoscopes, situés dans le canal magnétique, permettent de déterminer l'impulsion du faisceau.



2.3.2 Les hodoscopes de faisceau pour la prise de données de 1994

Afin de déterminer l'impulsion de la particule incidente, deux hodoscopes de faisceau ([BRU91], [ALB91]) sont placés entre les deux derniers aimants du canal magnétique (voir figure 2.4). Ces hodoscopes nous fournissent la position du faisceau dans le champ magnétique. Cette information, combinée avec la connaissance du champ des aimants et des paramètres de cette trace en sortie de canal magnétique, permet d'en déduire l'impulsion avec une précision de l'ordre de 1%.

Ces hodoscopes sont constitués par un ensemble de 384 fibres scintillantes (Kuraray SCSF-38) de section $(1.0 \times 0.5) \text{ mm}^2$, et de longueur 15 cm, arrangées en deux groupes (H1 et H2) de deux rangées décalées les unes par rapport aux autres (voir figure 2.7). Si deux fibres consécutives reçoivent un signal, la position du faisceau est alors déterminée avec une résolution de $250 \text{ }\mu\text{m}$.

Un canal est composé de trois fibres reliées optiquement, par l'intermédiaire d'un guide de lumière de section $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ et d'un mètre de long, à une cellule d'un photomultiplicateur multianodes 64 canaux ([PHO92]) (voir figure 2.5).

Chaque canal de l'hodoscope est recouvert d'une couche de $55 \text{ }\mu\text{m}$ de peinture blanche afin d'empêcher que les photons ne passent d'un canal à un autre.

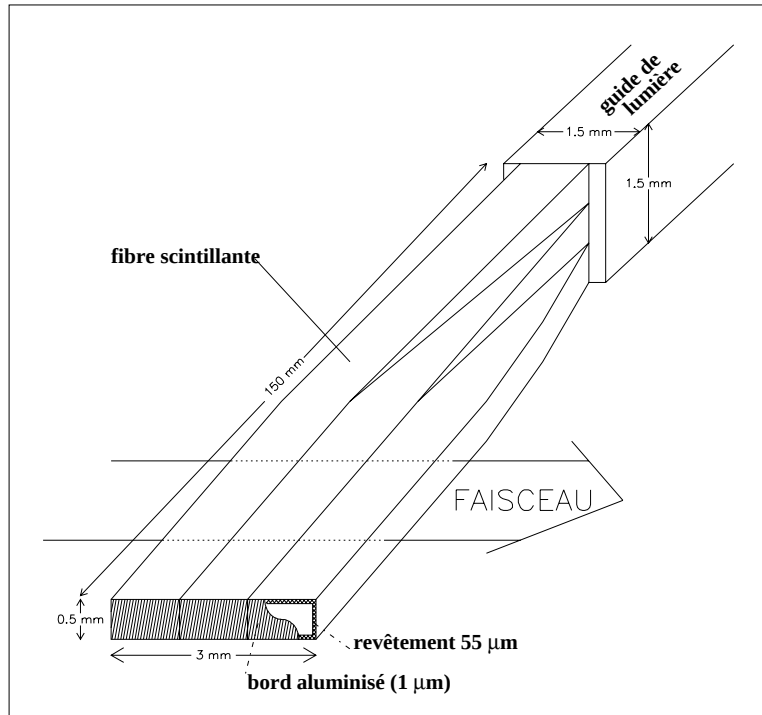


Figure 2.5: Vue d'un canal de l'hodoscope

Les signaux des deux photomultiplicateurs sont ensuite envoyés à un amplificateur situé 1 mètre plus loin. Il a été nécessaire d'amplifier 'rapidement' ces signaux avant de les envoyer aux discriminateurs situés environ 5 mètres plus loin et aux

modules PCOS3 (modules au standard CAMAC) qui codent les informations qui sont lues par les ordinateurs d'acquisition. La zone du faisceau où se trouve les photomultiplicateurs et ces amplificateurs reçoit un flux important de neutrons qui peut poser des problèmes à cette électronique .

Nous avons installé un module électronique ('output register') qui permet d'envoyer un signal test aux discriminateurs et de vérifier leur réponse. Il permet aussi de vérifier que les modules PCOS 3 fonctionnent bien ainsi que les discriminateurs et la chaîne d'acquisition complète.

Le flux important de neutrons ne facilite pas l'accès à l'hodoscope, une période d'environ 1 heure étant nécessaire après l'arrêt du faisceau pour retrouver un niveau de radiation acceptable pour une entrée dans cette zone.

Les différents canaux d'un hodoscope qui se trouvent face au photomultiplicateur (voir figure 2.6) sont arrangés de façon à ce que deux canaux consécutifs ne se trouvent pas face à des cellules adjacentes du photomultiplicateur afin d'éviter la diaphonie 'cross talk'.

hodoscope H1

35	45	52	14	41	58	48	44
13	1	28	8	62	23	6	17
50	18	57	21	11	34	30	27
47	9	36	49	2	55	10	39
26	42	5	32	16	20	50	22
59	37	15	29	61	46	4	51
43	3	24	54	7	12	63	31
33	53	19	64	40	56	25	38

hodoscope H2

54	25	62	39	11	50	17	33
19	35	4	60	28	23	3	42
38	14	49	9	15	59	53	10
22	55	1	32	64	6	21	36
63	8	58	26	45	13	61	30
43	51	20	41	29	2	46	18
16	56	31	5	52	37	7	27
40	47	12	57	24	44	34	48

Figure 2.6: La disposition des canaux face à chaque photomultiplicateur

Nous avons mesuré une efficacité des hodoscopes de 96% (dans le cas où une seule trace faisceau est trouvée) et une résolution en impulsion de 1 %. Ces mesures seront détaillées dans le chapitre suivant (paragraphe 3.2.2).

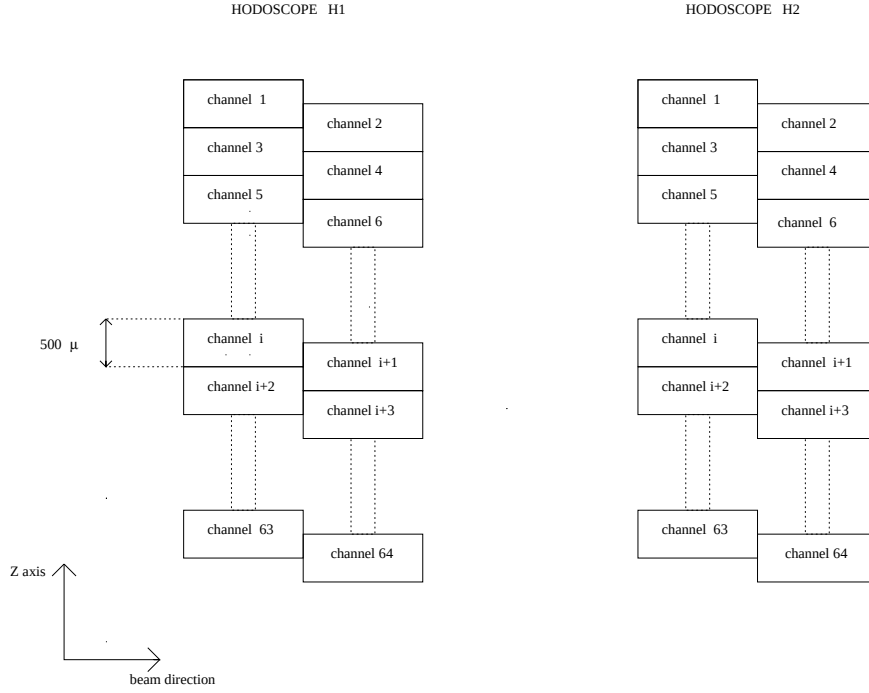


Figure 2.7: Disposition des canaux de l'hodoscope

2.3.3 Le détecteur à radiation de transition (TRD)

L'interaction du faisceau de protons avec la cible de béryllium produisant 70 % de π^- , il est nécessaire de les rejeter en ligne. Un détecteur Čerenkov de type CEDAR ([BOV82]) n'a pu être utilisé en raison de la divergence angulaire du faisceau et de la taille d'un tel détecteur. Nous utilisons un détecteur à radiation de transition ([BRU95]) qui fonctionne selon le principe suivant : quand une particule chargée traverse un milieu composé de diélectriques différents, une radiation est émise à l'interface de deux milieux dont l'énergie est proportionnelle au facteur de Lorentz $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ de la particule considérée. Pour un faisceau ayant une impulsion de 330 GeV/c , ce facteur γ vaut 276 pour les Σ^- alors que pour les π^- il vaut 2358, ce qui correspond à des photons respectivement de 700 eV pour les Σ^- et 6 keV pour les π^- . Le milieu radiateur est constitué par une suite de feuilles de plastiques de différents types de 20 μm d'épaisseur [(TRD96)]. Elles sont séparées de 200 μm et placées dans une enceinte remplie d'hélium.

Les photons émis sont détectés par des chambres proportionnelles multi-fils (MWPC) fonctionnant avec un mélange de Xénon(90%) et de Méthane (10%).

Ce sont 10 ensembles de détection distincts qui constituent la partie active du détecteur.

Il est alors possible de distinguer en ligne les π^- des Σ^- . La particule incidente sera identifiée comme un π^- si l'énergie recueillie par au moins 4 des 10 chambres est supérieure à 4.5 keV . On arrive alors à une efficacité de sélection des Σ^- de 75 %, avec une contamination en π^- de l'ordre de 4 %.

Des sources de ^{55}Fe émettant des photons de 5.9 keV sont ajoutées afin de pouvoir régler en ligne le gain des chambres proportionnelles.

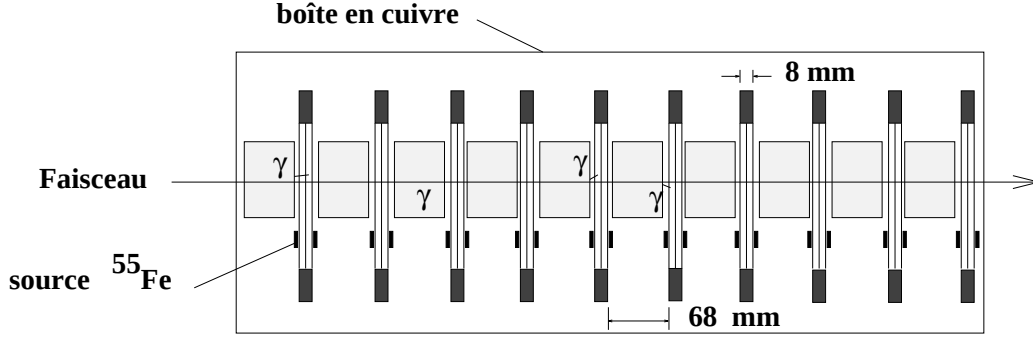


Figure 2.8: Schéma du détecteur à radiation de transition

2.3.4 Les cibles

Les cibles de production des particules charmées sont constituées par 4 plaques orthogonales à la direction du faisceau dont les dimensions et positions sont données dans le tableau 2.1. La première est en cuivre (de densité $\rho = 8.96 \text{ g/cm}^3$), les 3 suivantes sont en poudre de diamant compressée ($\rho = 3.35 \text{ g/cm}^3$). Ces quatre cibles sont placées dans une enceinte remplie d'hélium, afin de limiter les interactions secondaires avec l'air entre les différentes cibles. L'utilisation de deux matériaux différents doit permettre de préciser la dépendance de la section efficace de production des baryons charmés en fonction du numéro atomique de la cible.

Les épaisseurs des différentes cibles utilisées sont choisies pour qu'il y ait sensiblement le même nombre d'interactions dans la cible de cuivre et dans les cibles en carbone.

Le tableau 2.1 donne les caractéristiques des différentes cibles, ainsi que le pourcentage de la longueur d'interaction nucléaire de chacune. ($\lambda_I(\text{Cu}) = 134.9 \text{ g/cm}^2$ et $\lambda_I(\text{C}) = 86.3 \text{ g/cm}^2$).

matériau	position du centre	épaisseur	% λ_I	dimensions ($y \times z$)
Cu	-1372.01 mm	4.0 mm	2.66	4.0 x 4.0 cm^2
C	-1370.01 mm	2.2 mm	0.85	3.0 x 2.0 cm^2
C	-1368.00 mm	2.2 mm	0.85	3.0 x 2.0 cm^2
C	-1366.02 mm	2.2 mm	0.85	3.0 x 2.0 cm^2

Tableau 2.1: Caractéristiques des cibles

L'origine du système de coordonnées de l'expérience est le centre de l'aimant Oméga.

2.3.5 Les détecteurs à micropistes

Afin de déterminer les vertex de production et les vertex de désintégration des particules charmées (de faible durée de vie, la durée de vie la plus longue des hadrons charmés est celle du D^+ qui est de $1.057 \cdot 10^{-12} s$) il est nécessaire de reconstruire le plus précisément possible les différentes traces entrant en jeu. Pour cela nous utilisons des détecteurs silicium à micropistes d'un pas de $50 \mu m$ ou $25 \mu m$, ce qui représente pour une lecture digitale une résolution respectivement de :

$$\sigma = \frac{50 \mu m}{\sqrt{12}} = 14.4 \mu m \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{25 \mu m}{\sqrt{12}} = 7.2 \mu m$$

Chaque détecteur est constitué par une plaque de silicium monocristallin de $0.3 mm$ d'épaisseur collée sur un substrat en céramique. Des bandes de cuivre espacées de $50 \mu m$ ou $25 \mu m$ sont déposées sur ce silicium par technique de micro-lithographie. Trois types de micropistes différents ont été utilisés :

- 13 plans avec une électronique de lecture SIREN, construits initialement pour l'expérience WA71. Ils ont une surface active de $50 \times 50 mm^2$ pour un pas de $50 \mu m$ et sont lus par des cartes FASTRO ('FAST Read Out') qui envoient les signaux à un système SIREN-TRIGGER situé à une dizaine de mètres,
- 12 plans lus par des modules COROM, construits pour l'expérience WA92. Ils ont une surface active de $50 \times 50 mm^2$ et un pas de $25 \mu m$. Les signaux sont traités par des puces CMOS pour les informations analogiques et des puces ASIC pour les informations digitales. La lecture est faite par des modules COROM situés à une trentaine de mètres,
- 12 plans SVX construits par la collaboration WA89. Ils ont une surface active de $63 \times 63 mm^2$ pour un pas de $25 \mu m$. Leur lecture est effectuée par des modules SVX (Silicon Vertex chips) développés à Berkeley pour l'expérience CDF au Fermilab ([BRC95]).

Afin de déterminer la position du faisceau avant les cibles d'interactions, nous disposons de 8 plans de détecteurs silicium type SIREN, 4 dans la projection horizontale (Y) et 4 dans la projection verticale (Z). Ces plans sont situés de part et d'autre du TRD, ce qui fournit un bras de levier plus grand et donc une meilleure précision pour la détermination de la trace faisceau.

Pour la reconstruction des traces issues des différents vertex, vertex de désintégration des particules charmées (vertex secondaire) et vertex de production (vertex primaire), nous disposons de 29 plans de micropistes qui sont installés après les cibles. Les 24 premiers détecteurs ont un pas de $25 \mu m$, les détecteurs les plus performants étant utilisés là où la densité de traces est la plus élevée. Ces micropistes sont orientées selon quatre directions : Y, S=Y+60°, T=Y-60° et Z=Y+90° afin de pouvoir reconstruire des traces dans l'espace sans ambiguïté .

La disposition de l'ensemble des plans de micropistes utilisés pour la prise de données de 1993 est présentée à la figure 2.9. Les positions et orientations des différents plans se trouvent dans le tableau B (annexe).

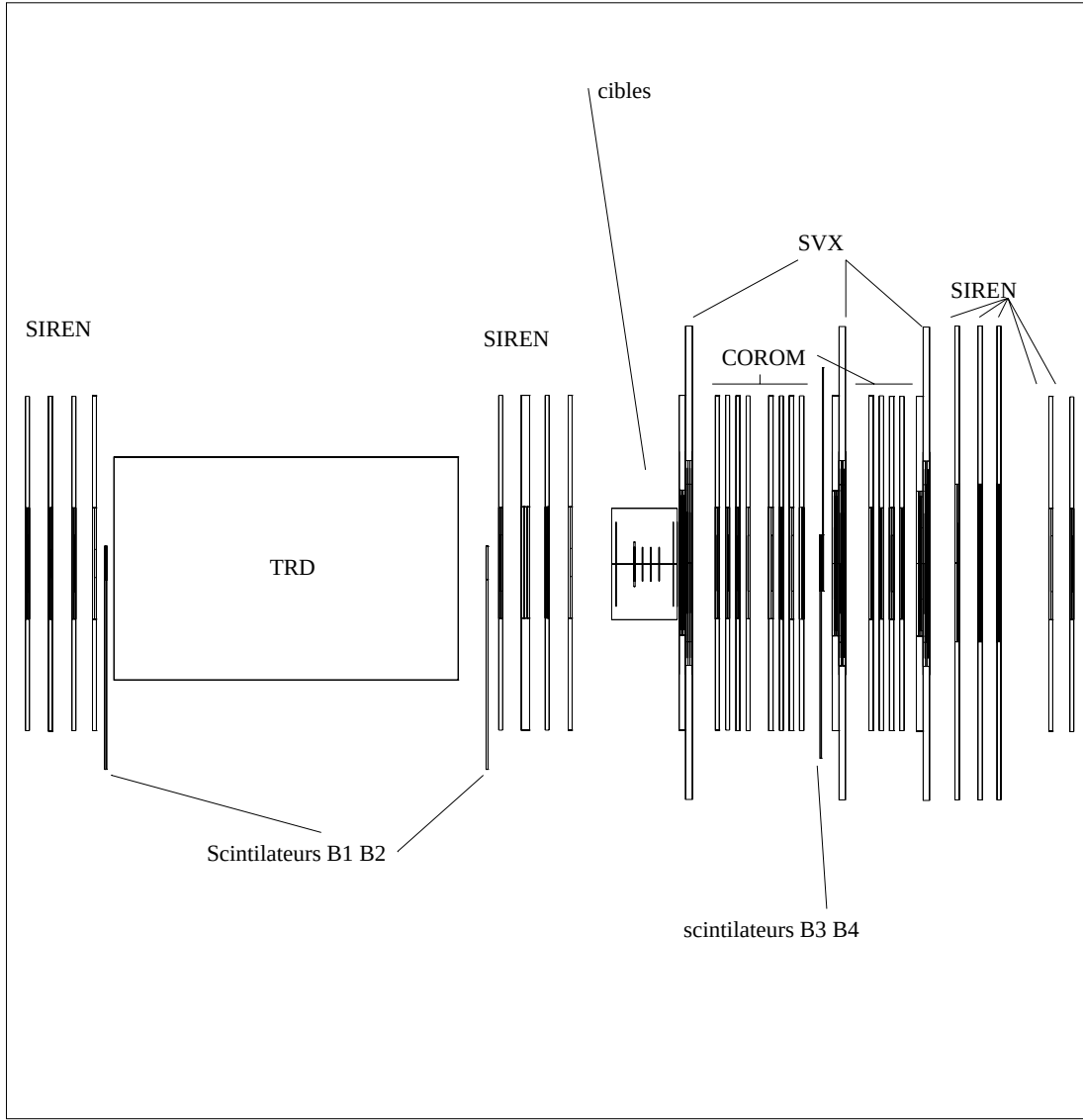


Figure 2.9: Position des détecteurs micropistes

2.3.6 La région de désintégration des particules étranges

Un nombre important de baryons charmés étudiés dans WA89 se désintègrent dans un mode contenant un Λ^0 ($\tau = 2.632 \cdot 10^{-10}$ s) ou un K_s^0 ($\tau = 0.892 \cdot 10^{-10}$ s). Sachant que leur domaine d'impulsion s'étend approximativement de 30 à 300 GeV/c les longueurs moyennes de désintégration des Λ^0 vont de 2 à 20 mètres. Derrière les détecteurs de vertex de charme sont installés sur une dizaine de mètres un ensemble de détecteurs permettant de reconstruire leurs désintégrations, vertex et traces des particules filles, avant d'entrer dans le spectromètre Oméga. Ces détecteurs comprennent :

- 3 chambres proportionnelles multifils 'chambres M1', installées en 1993, de surface active $25 \times 25 \text{ cm}^2$ et au pas de 1 mm , mesurent les positions des traces dans 4 directions (Z, Y, U($Y + 10.14^\circ$), U'($Z - 10.14^\circ$)). Elles sont placées

1 mètre après le dernier plan de micropistes et permettent de raccorder les traces reconstruites dans les micropistes à celles trouvées dans les détecteurs en aval,

- 6 chambres à dérive, chambres 'LAMBDA', sont chacune constituées par 3 double-plans avec une surface active de $80 \times 80 \text{ cm}^2$ et un espace entre fils 2.5 cm qui sont orientés dans les directions : YY U'U'($Y+60^\circ$) V'V'($Y-60^\circ$). Ces chambres ont une résolution de $350 \mu\text{m}$ et une efficacité très dépendante du flux de particules avec une valeur moyenne de 88 %. Elles ont été fortement irradiées dans leurs parties centrales à la suite de leur utilisation intensive dans les années passées. Pour la prise de données de 1993 de nouvelles chambres dites 'OCTOGONALES' ont été construites pour être intercalées entre elles, et pallier leur faible efficacité centrale.
- 5 chambres proportionnelles multifils 'OCTOGONALES' mesurent les trajectoires à l'aide des 4 directions de fils S($Y+45^\circ$), Y, T($Z+45^\circ$), Z. Chaque plan est constitué par 128 fils de $15 \mu\text{m}$ de diamètre. L'espace entre fils est de 1 mm et offre une zone sensible de 128 mm. Le gaz utilisé est un mélange d'argon 70%, d'isobutane 29.6% et de fréon 0.4 %. La lecture est effectuée par des modules ADC (Convertisseur Analogique-Digital) suivis d'une électronique SIREN pour l'acquisition. Leur efficacité pendant toute la durée de la prise de données est restée très voisine de 97 % à la tension nominale de 4700 V.

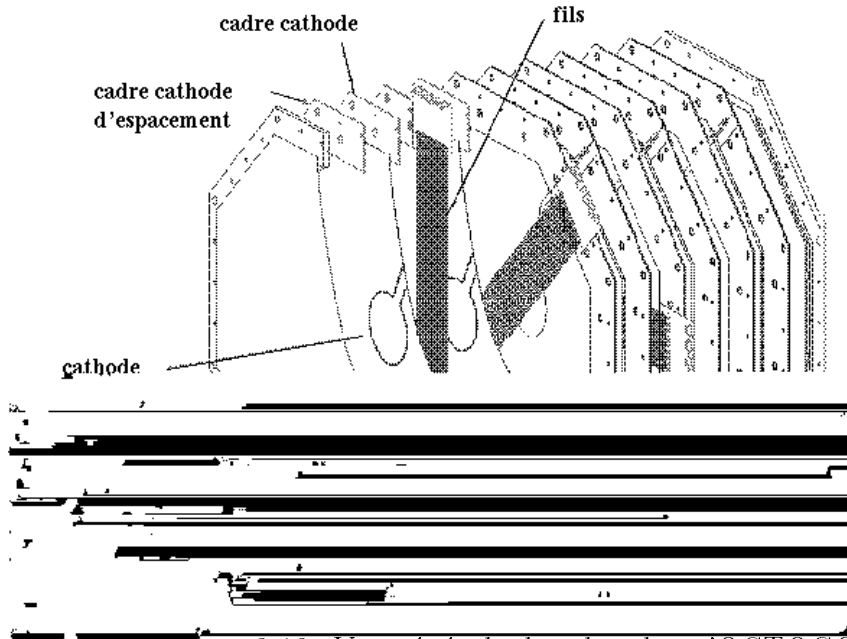


Figure 2.10: Vue générale des chambres 'OCTOGONALES'

- 2 double-plan 'LAMBDA' (direction Z) supplémentaires ont été installés en 1993, à l'entrée de l'aimant Oméga pour un meilleur raccordement entre les traces dans le spectromètre et celle de la zone de désintégration.

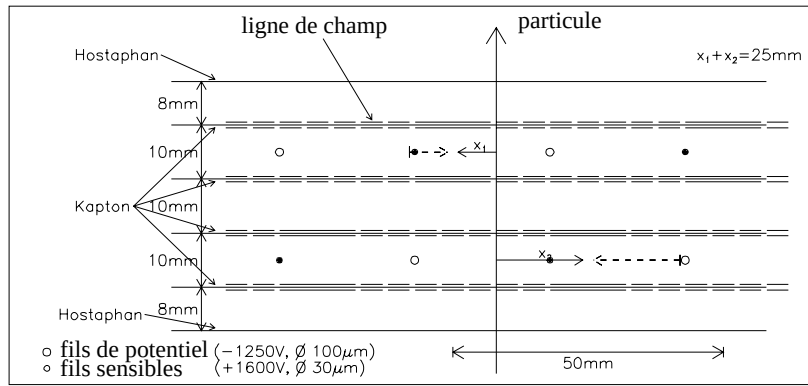


Figure 2.11: Schéma d'une chambre 'LAMBDA'

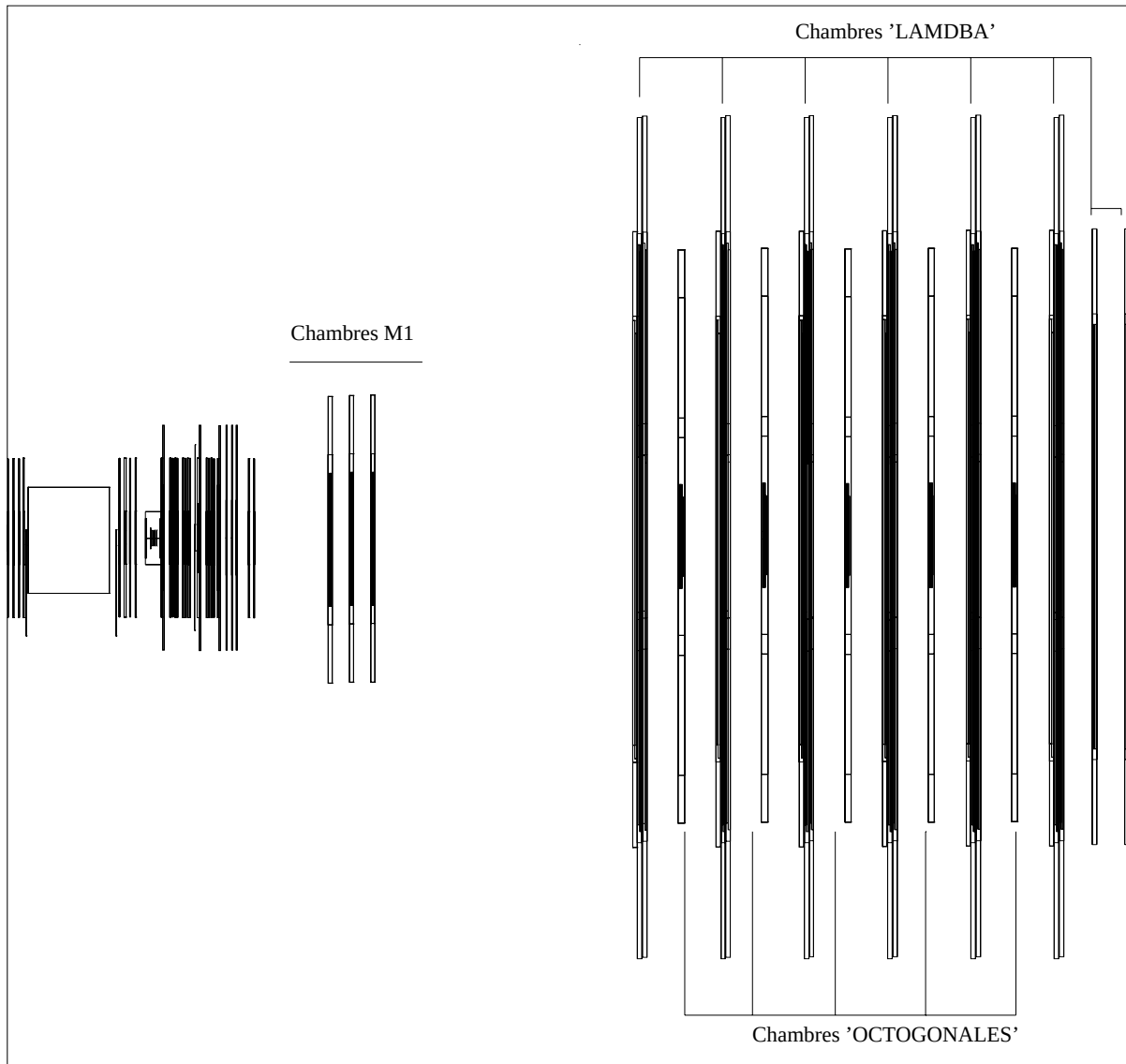


Figure 2.12: Position des détecteurs dans la zone de désintégration

2.3.7 Le spectromètre Oméga

Le spectromètre Oméga est un ensemble expérimental du CERN situé sur la ligne de faisceau H1(hall ouest) du SPS, constitué d'un aimant et d'un groupe de chambres à fils. Cet aimant supraconducteur, refroidi à $3^{\circ} K$ par de l'hélium liquide, est alimenté par un courant de 4800 ampères. Il fournit un champ magnétique de $1.8 T$ (soit un champ intégré de $7.2 T \cdot m$) dans un cylindre de $2 m$ de diamètre et $1.4 m$ de hauteur.

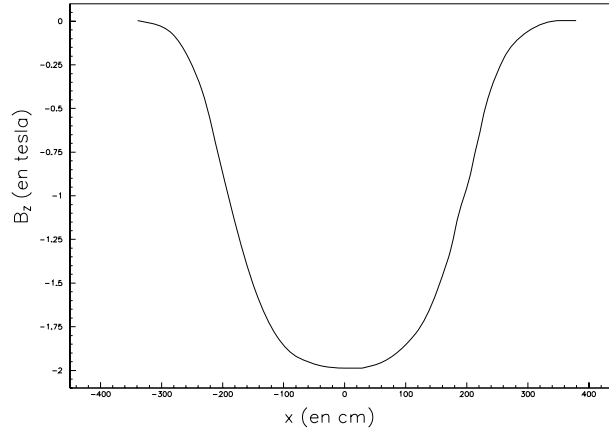


Figure 2.13: Champ magnétique dans l'Oméga

Trois groupes de chambres à fils dont les plans sont orientés dans les trois directions Y, U, V lui sont associés.

- Les chambres proportionnelles multifils B (à l'entrée du champ magnétique) sont formées de 20 plans groupés par 2, chaque plan ayant une surface active de $152 \times 93 \text{ cm}^2$.

Elles sont disposées en deux groupes de 10 espacés de 36 cm l'un par rapport à l'autre et mesurent trois projections différentes selon la séquence (U, Y, V, Y).

- Les chambres proportionnelles multifils A sont identiques aux chambres B à leur plus grande surface active près ($150 \times 120 \text{ cm}^2$). Constituées de 25 plans, elles sont placées dans le champ magnétique et permettent la mesure du rayon de courbure et le raccordement des traces trouvées dans les chambres B et les chambres bras de levier. Ces plans sont réunis en 8 groupes de 3 et mesurent les directions Y U V. Le dernier groupe contient un plan supplémentaire dans la direction Z ; il y a donc 4 plans Y U V Z.
 - Des chambres 'bras de levier' ont été ajoutées à la sortie de l'aimant afin d'augmenter le bras de levier pour la mesure de l'impulsion des particules de plus grande énergie et pour l'extrapolation des traces vers le RICH.
- Elles forment deux ensembles de chambres à dérive DC et chambres proportionnelles MY.

Les ensembles MY1-MY2-DC1 et MY3-MY4-DC2 sont distants de 2 m .

Chaque chambre à dérive comprend 2 plans Y, 1 plan U, et 1 plan V avec chacun une surface active $320 \times 160 \text{ cm}^2$ et un espacement entre fils de 4 mm.

La résolution en impulsion du spectromètre Oméga est $\frac{\delta p}{p^2} = 10^{-4}(\text{GeV}/c)^{-1}$ pour les traces qui atteignent DC2 et seulement $10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1}$ pour les autres.

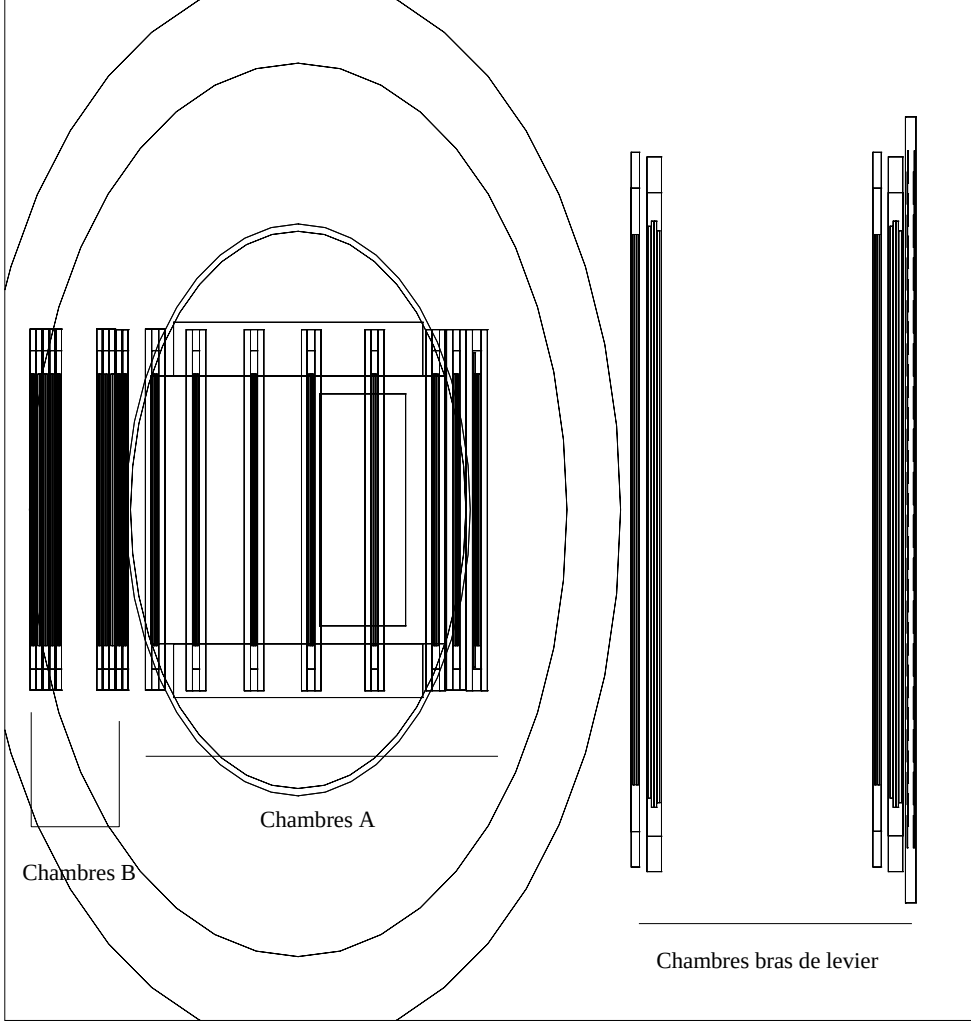


Figure 2.14: Vue des détecteurs de la région de l'Oméga

2.3.8 Le détecteur Čerenkov RICH

Un détecteur Čerenkov de type RICH (Ring Imaging Čerenkov) permet d'identifier les particules chargées de plus de 15 GeV/c d'impulsion. Hérité des expériences WA69 et WA82, d'importantes améliorations ont été apportées avant son utilisation par l'expérience WA89. Ce détecteur permet de mesurer la vitesse des particules. Leur impulsion étant mesurée avec le spectromètre Oméga on peut alors les identifier.

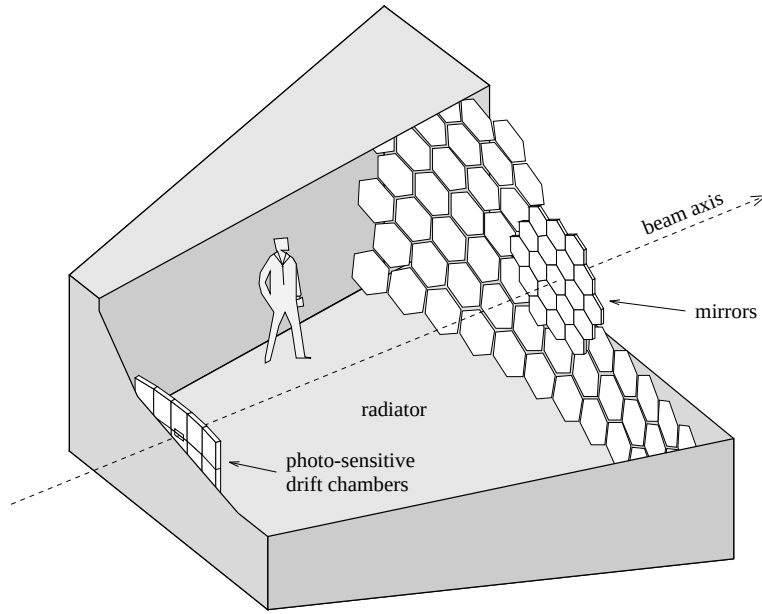


Figure 2.15: Vue générale du détecteur RICH

Quand une particule chargée se déplace plus vite que la lumière dans un milieu radiateur transparent, une onde électromagnétique sphérique est émise. Chaque élément de la trajectoire pouvant interférer de façon constructive, le front de l'onde électromagnétique résultante est de forme conique. Les photons émis (lumière Čerenkov) le seront dans un cône faisant un angle θ avec la direction de la particule incidente tel que $\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$ où n est l'indice du milieu radiateur et $\beta = \frac{v}{c}$, avec v la vitesse de la particule. Ce cône de photons est ensuite réfléchi par un miroir sphérique pour former un cercle dans le plan focal du miroir situé à l'autre extrémité du détecteur. Ces photons sont détectés par des chambres à dérive. Le rayon de ce cercle étant donné par la relation $r = l \cdot \tan(\theta)$ où l est la distance focale du miroir, pour les petits angles $r \approx l \cdot \theta$, sa mesure permet de déterminer v .

Le milieu radiateur où sont créés les photons Čerenkov est constitué par 5 mètres d'azote d'indice 1.000295 à la pression atmosphérique. Sa pureté devant être la meilleure possible, on mesure en permanence le contenu en O_2 qui doit être inférieur à 4 ppm (pour éviter l'oxydation du TMAE, dont le produit absorbe les photo-électrons sans ionisation) et le contenu en H_2O qui doit être inférieur à 7 ppm. Les photons Čerenkov créés sont réfléchis par un miroir sphérique composé de 74 miroirs hexagonaux de 70 cm de diamètre pour la partie située en bordure et de 19 miroirs hexagonaux de 44 cm de diamètre pour la partie centrale, (miroirs de meilleure qualité optique changés en 1989). Les miroirs centraux constituent une sphère réfléchissante de 988 cm de diamètre alors que la partie extérieure du miroir

constitue une sphère de 1000 cm de diamètre. Les 2 sphères étant décalées de 6 cm , les deux focales de ces miroirs se trouvent exactement au même point, à l'entrée du détecteur. Il a été nécessaire de procéder à ce décalage de 6 cm des deux parties de la sphère pour permettre le remplacement des miroirs intérieurs par des miroirs de meilleure performance optique.

Les photons réfléchis sont observés par 5 chambres à dérive de surfaces actives $32.2 \times 75\text{ cm}^2$, situées à l'entrée du détecteur au plan focal du miroir sphérique, soit une surface active pour la détection des photons Čerenkov de $160 \times 75\text{ cm}^2$. Chaque chambre à dérive est composée d'une partie haute et d'une partie basse, chacune composée de 128 fils de 0.5 mm de diamètre séparés par 2.54 mm . Ces chambres à dérive utilisent de l'éthane saturé en TMAE [tetrakis(diméthylamino)éthylène] comme gaz photoionisant. Il faut une température de $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour ne pas avoir de condensation du TMAE. Le mélange gazeux est changé toutes les 40 minutes afin d'avoir un contenu en O_2 le plus faible possible (contenu en O_2 mesuré en permanence). La face intérieure des chambres à dérive est en quartz de 3 mm d'épaisseur tandis que la face opposée au gaz radiateur est en fibre d'époxy. Les différents fils de comptage sont séparés par des plaque de $Al_2 O_3$ qui forment un store vénitien de 0.25 mm d'épaisseur et $18\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ de dimensions, ceci afin d'éviter la diaphonie 'cross talk'. La dérive des photo-électrons est assurée par un champ électrique de dérive de 1 kV/cm créé entre la cathode centrale et les parties où se trouvent les fils de comptage, champ qui fournit une vitesse aux photo-électrons de $5.4\text{ cm}/\mu\text{s}$. Les signaux provenant des fils sensibles qui ont reçu un signal sont amplifiés, puis passent par un discriminateur et finalement vont vers des TDC (convertisseur temps digital). Ce détecteur permet d'atteindre une précision de l'ordre de 2 mm sur la mesure de la position des photo-électrons.

L'identification d'une particule est possible si son facteur de Lorentz γ est supérieur à 41, cette limite étant donnée par l'indice du gaz radiateur utilisé qui gouverne la taille des cercles Čerenkov. Les seuils d'identification des différentes particules correspondants sont donnés dans le tableau 2.2.

particule	seuil (en GeV/c)
e	0.02
μ	4
π	6
K	20
p	38

Tableau 2.2: Seuils de détection du RICH

Le RICH permet une bonne séparation proton/pion jusqu'à $150\text{ GeV}/c$ et pion/kaon jusqu'à environ $100\text{ GeV}/c$ ([SIE94]).

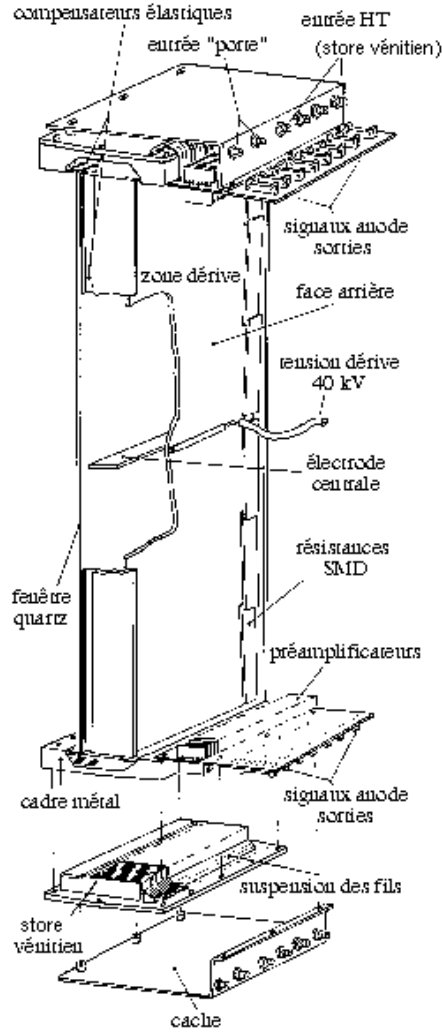


Figure 2.16: Vue d'une chambre à dérive

2.3.9 Le calorimètre électromagnétique

Un calorimètre électromagnétique ([BRU92]) de type verre au plomb est situé en aval du RICH (à 28 *m* des cibles). Son rôle est de détecter et mesurer l'énergie des photons qui entrent en jeu dans les désintégrations radiatives telles que $\Xi_c^{+'}(S) \rightarrow \Xi_c^+(A)\gamma$.

Il permet aussi de rechercher les baryons charmés qui se désintègrent dans une voie contenant un π^0 comme par exemple $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^0$

Les photons de haute énergie qui pénètrent dans ce calorimètre se convertissent en une paire e^+e^- qui vont rayonner des photons qui vont de nouveau donner une paire e^+e^- et ainsi de suite.

Ce phénomène de cascade produit une gerbe électromagnétique et c'est la lumière

Čerenkov produite par les e^+ et e^- de la gerbe qui est détectée par des photomultiplicateurs.

Le calorimètre électromagnétique est composé de 642 briques de verre au plomb qui assemblées forment un cylindre d'un mètre de rayon et 36 cm de hauteur.

Chaque brique élémentaire de dimension $7.5 \times 7.5 \times 36 \text{ cm}^3$ (23 longueurs de radiation et 2.88 rayons de Molière) est lue par un photomultiplicateur situé à son extrémité et couvrant 41% de sa surface .

On peut déterminer l'énergie de la gerbe ainsi que sa position dans ce détecteur.

La résolution en énergie de la gerbe électromagnétique est $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.02 + \frac{0.056}{\sqrt{E}}$ où E est exprimé en GeV/c et la résolution sur sa position en x est $\sigma(x) = \frac{10mm}{\sqrt{E}}$.

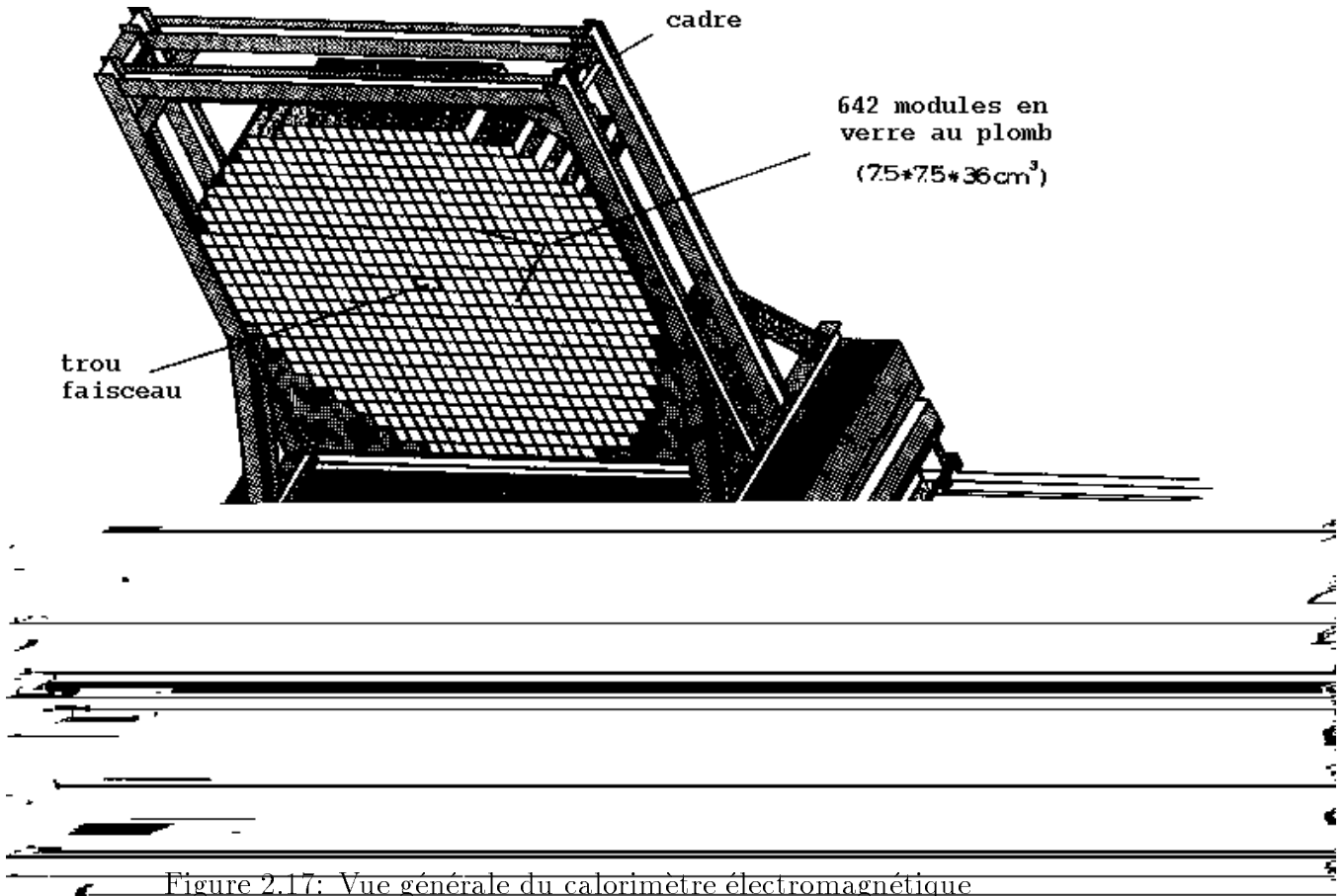


Figure 2.17: Vue générale du calorimètre électromagnétique

2.3.10 Le calorimètre hadronique

Le détecteur le plus aval de l'expérience est un calorimètre hadronique, dont le rôle est de détecter les hadrons neutres. Il permet de mesurer leur position et leur énergie. On peut alors reconstruire en particulier les particules qui ont un neutron dans une voie de désintégration telles que les Σ^+ et Σ^- qui se désintègrent dans les voies $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ et $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$.

Ce détecteur de type SPACAL (pour SPAghettis CALorimeter), consiste en 170855 fibres scintillantes de 1 *mm* de diamètre insérées dans des blocs de plomb.

Les fibres sont réunies en 155 tours hexagonales de 43.3 *mm* de coté, placées côte à côte pour former une mosaïque circulaire de 0.75 *m* de diamètre. Le rapport des volumes plomb/fibres scintillantes est de 4/1, ce qui donne un calorimètre compensé. Il est situé en arrière du calorimètre électromagnétique et constitue le dernier détecteur de l'expérience.

Les résolutions en énergie et en position pour les gerbes électromagnétiques sont respectivement :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.124}{\sqrt{E}} + 0.012 \qquad \sigma_{yz} = \frac{17.1mm}{\sqrt{E}}$$

pour les gerbes hadroniques elles sont :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.31}{\sqrt{E}} + 0.026 \qquad \sigma_{yz} = \frac{31.4mm}{\sqrt{E}} + 0.024mm$$

La figure 2.18 présente la position des tours du SPACAL, et la figure 2.19 montre comment les fibres scintillantes sont assemblées pour former une tour de détection.

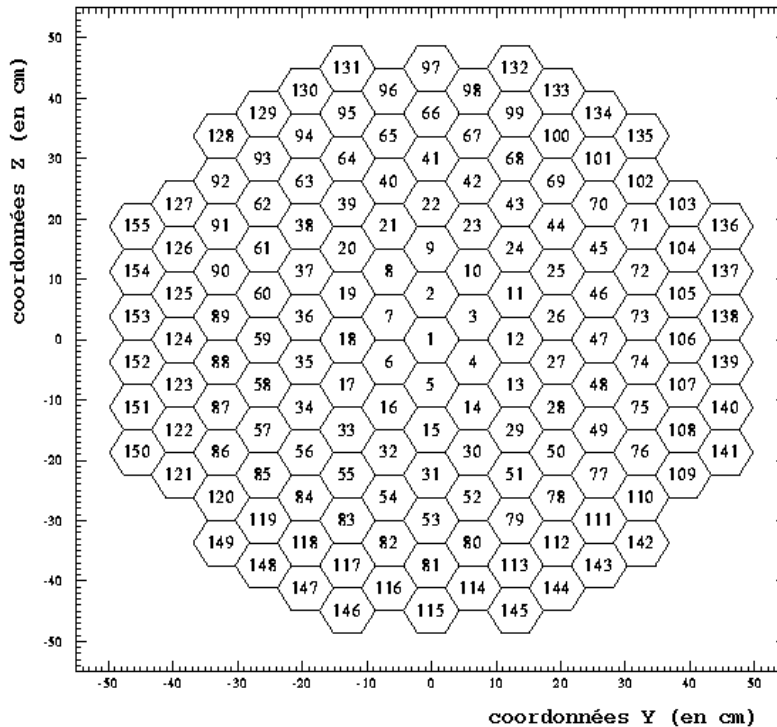


Figure 2.18: Arrangement des 155 tours hexagonales du SPACAL

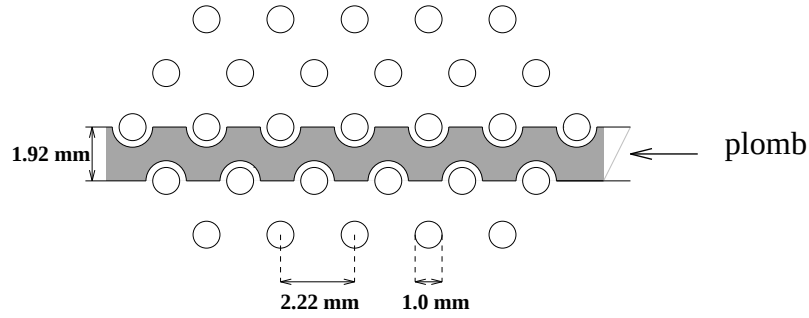


Figure 2.19: Détail de l'insertion des fibres scintillantes dans une tour

2.3.11 Le système de déclenchement

A) Le type d'événement recherché

A chaque cycle du faisceau, environ $2 \cdot 10^5$ particules frappent la cible, dont 25000 interagissent. La capacité d'enregistrement étant limitée à 1500 événements sur cette période, il est nécessaire de sélectionner en ligne les candidats 'intéressants'.

Le système de déclenchement de l'expérience doit donc permettre de sélectionner les événements où un baryon étrange et charmé, une particule exotique (diquonium U(3100) ou dibaryon H) ont été produits.

Pour la sélection des baryons charmés, nous demandons à un événement de contenir au moins une trace positive d'impulsion $> 55 \text{ GeV}/c$, et une trace négative d'impulsion $> 35 \text{ GeV}/c$. Dans le cas du H qui donne 2 protons dans certaines voies, il est demandé 2 traces positives d'impulsion $> 55 \text{ GeV}/c$.

Ces valeurs de seuil ont été définies à partir du calcul de la cinématique des désintégrations recherchées.

Les positions des principaux détecteurs utilisés pour le déclenchement et dont il sera fait état dans la suite sont visibles sur les figures 2.9 et 2.3.

B) La présence du faisceau: niveau zéro 'beam trigger'

Le premier critère de sélection est la présence d'une et une seule particule faisceau. Pour ce faire plusieurs conditions sont requises :

- Les 2 scintillateurs B1 et B2 placés de part et d'autre du TRD et en avant des cibles doivent donner des signaux en coïncidence pour témoigner du passage d'une particule.
- Le scintillateur B2 le plus en aval du TRD ne doit pas signaler plus d'une particule faisceau. Pour cette raison l'amplitude du signal de B2 doit être inférieure à un certain seuil $B2_{seuil}$, ceci pour le rejet des interactions dans le TRD.

- Les 4 scintillateurs (V1-V4) qui couvrent la surface autour du faisceau en sortie du canal magnétique, doivent éliminer les particules du halo qui entoure le faisceau. Ils jouent le rôle de veto V.

Un événement sera donc accepté à la condition $\overline{V} * B1 * B2 * \overline{B2_{seuil}}$

⇒ A cette étape on définit le temps zéro T_0 du déclenchement (passage du faisceau dans les cibles).

C) Le premier niveau 'very fast gate'

- Une particule du faisceau ayant été trouvée, on impose comme condition une multiplicité > 2 dans les scintillateurs B3 et B4 placés entre les micropistes de vertex numéro 12 et 13. Cette condition assure qu'une interaction a eu lieu aux alentours des cibles.

⇒ Si cette condition est vérifiée, un signal déclenche la lecture des micropistes et des chambres à dérive, 150 ns après T_0 .

D) Le deuxième niveau 'fast gate'

- Ici on impose une multiplicité dans l'hodoscope H1 > 3 afin de témoigner de la production d'un minimum de particules d'impulsion élevée.

⇒ Si cette condition n'est pas remplie, l'acquisition est remise à zéro très rapidement. ('very fast clear')

⇒ Si cette condition est vérifiée, un signal déclenche la lecture des chambres proportionnelles, 265 ns après T_0 .

E) Le troisième niveau 'slow gate'

L'angle que fait une trace en sortie de l'Oméga est corrélé à son impulsion. Il est alors possible, en faisant une corrélation entre les positions données par l'hodoscope H1, les chambres MY1 MY2 et celle données par l'hodoscope H2, d'obtenir une valeur approximativement correcte pour cette impulsion.

Cette valeur donnée par une matrice de corrélation (angle-impulsion) est utilisée dans l'étape suivante.

- On demande à l'hodoscope H1 et aux MWPC, MY1 et MY2 d'avoir une multiplicité > 3 sur toute leur surface et une multiplicité ≥ 2 dans leur partie centrale.
- Les informations de ces 4 détecteurs sont alors traitées par une logique arithmétique MBNIM et on impose comme critère d'avoir 2 traces positives d'impulsion $\geq 55 \text{ GeV}/c$ ou 1 positive $\geq 55 \text{ GeV}/c$ et 1 négative $\geq 35 \text{ GeV}/c$.

⇒ Si cette condition n'est pas remplie on remet à zéro l'acquisition ('fast clear'), durée $4.2 \mu s$.

⇒ Si cette condition est vérifiée on passe au dernier niveau du déclenchement ('slow gate'), $488 ns$ après T_0 .

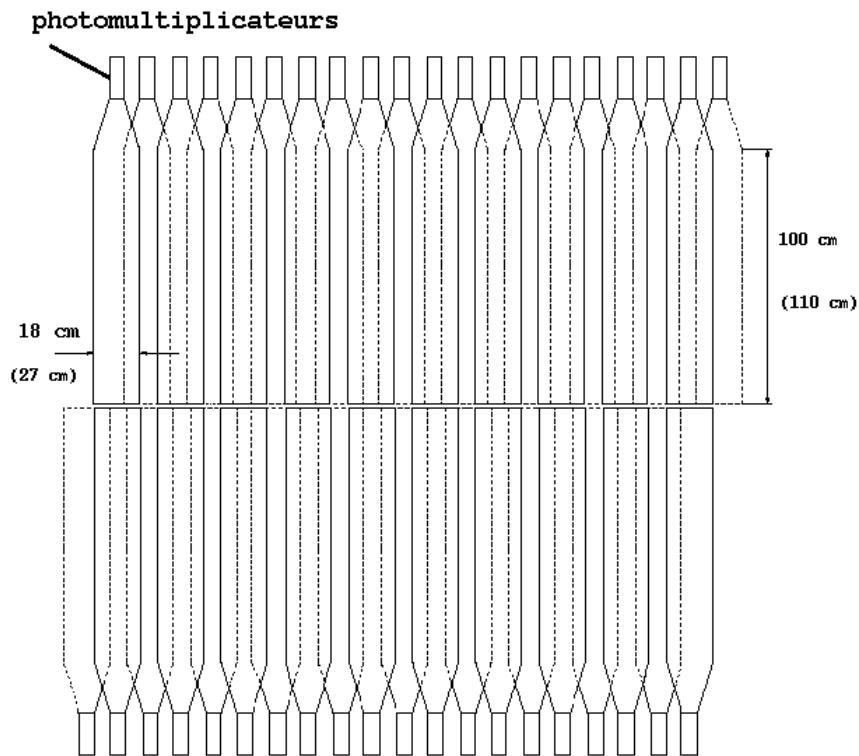


Figure 2.20: Vue d'un des hodoscopes H1 ou H2

F) Le quatrième niveau 'read out'

- Le TRD(cf 2.3), dernier détecteur du déclenchement, ne doit pas identifier un pion.

⇒ Si cette condition n'est pas remplie un signal 'slow clear' remet à zéro l'acquisition (durée de la remise à zéro $10 \mu s$)

⇒ Si cette condition est remplie un signal déclenche la lecture complète de l'événement qui va durer $600 \mu s$.

2.3.12 Le système d'acquisition

Plusieurs standards sont utilisés par le système d'acquisition, ROMULUS, CAMAC, FASTBUS et VME.

Six stations de travail DEC gèrent l'écriture des événements en parallèle sur six bandes magnétiques (cassettes vidéo 8mm) après chaque 'bouffée' de faisceau. Environ 1500 événements sont enregistrés à raison d'un volume d'information de 10 kilo-octets chacun. La prise de données de 1993, longue de 50 jours, a permis d'enregistrer un total de 180 millions d'événements.

Schéma synoptique du déclenchement

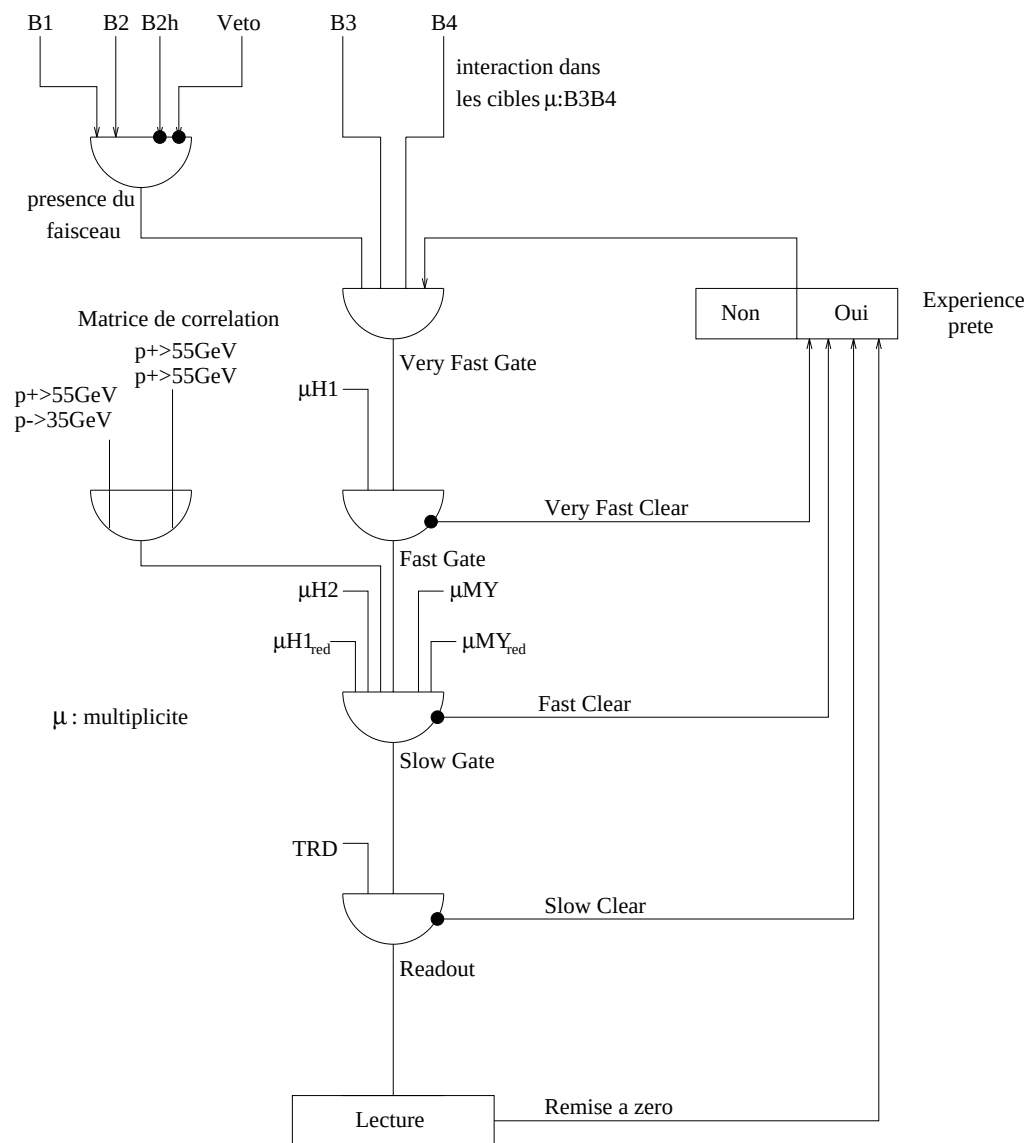


Figure 2.21: Schéma synoptique du déclenchement

Chapitre 3

Le traitement des données

Les données prises durant la campagne 1993 ont été enregistrées sur 1000 cassettes de données brutes (RAW DATA) ce qui correspond à 180 millions d'événements. Ces données sont alors analysées hors ligne par le programme TRIDENT ([LAS80]) (version 18.6) qui reconstruit les trajectoires des particules et détermine leurs impulsions. Le résultat, tout en conservant les données RAW DATA, fournit les paramètres et l'impulsion des différentes traces reconstruites sous le format ZBOOK ([BRU85]).

Au fur et à mesure que les données sont analysées par TRIDENT, les informations provenant des détecteurs qui ne participent pas à la reconstruction des traces (RICH, TRD, calorimètres et hodoscopes de faisceau) sont traitées et certaines particules (Λ^0 , K^0 , Ξ_s , Ω_s) sont reconstruites.

Nous utilisons pour cela le programme PHYNIX ([CHU95]) qui fournit un résultat sous le format DST (Data Storage Tape) beaucoup plus compact (un événement sous format DST occupe 4 fois moins de place mémoire que le même événement au format ZBOOK). De plus, pour la suite de l'analyse, les informations brutes sont éliminées. Nous ne conservons que le résultat de l'analyse de ces détecteurs, trajectoire, vraisemblance d'identification pour le RICH ainsi que l'énergie et la position des impacts pour les calorimètres. Le résultat final de l'analyse des 180 M d'événements est contenu dans 207 cassettes au format DST.

Nous allons expliquer dans ce chapitre les principes de ces deux programmes ainsi que ceux du programme de simulation OMGEANT ([CHU96]) et des logiciels graphiques utilisés pour visualiser les événements.

3.1 La reconstruction des trajectoires avec 'TRIDENT'

Le programme TRIDENT (pour TRacks IDENTification), a été élaboré pour analyser les données des expériences qui utilisent le spectromètre Oméga du CERN. Il a été adapté au cours du temps, aux différentes expériences qui l'ont utilisé. Dans notre expérience TRIDENT est utilisé pour effectuer la reconstruction des trajectoires dans les détecteurs de position.

Un filtre ([BER93]) identifie et élimine les événements inintéressants dès que possible au cours de la reconstruction. Ce sont ceux à trop faible ou trop grande multiplicité, ou ceux qui ne possèdent pas de vertex d'interaction, 89 % des événements initiaux sont alors conservés. On passe ainsi de 180 Millions d'événements collectés à 160 Millions qui seront utilisés dans cette analyse.

Après la présentation des principes généraux de TRIDENT, nous donnerons plus de détail sur la reconstruction de la trace faisceau sur laquelle nous avons travaillé.

3.1.1 Principes généraux de TRIDENT

TRIDENT reconstruit d'abord les fragments de traces dans les différents détecteurs, séparément et séquentiellement, pour ensuite les combiner et former les traces complètes qui seront utilisées. Les différentes étapes de cette reconstruction sont :

- Pour les chambres à fils en amont de l'Oméga ainsi que pour les plans de micropistes, on reconstruit d'abord les traces dans les différentes projections puis on les associe pour former des traces dans l'espace.
- Dans le spectromètre Oméga on reconstruit les intersections dans l'espace, à partir des intersections enregistrées dans les différents plans de chambres à fils. Les points correspondant obtenus dans les chambres bras de levier sont ensuite reliés par une méthode de lissage. Les traces ainsi reconstruites sont prolongées dans les chambres A et B en leur associant pas à pas de nouveaux points mesurés. Le lissage final de chaque trajectoire détermine l'impulsion et le signe de la particule correspondante.
- Les fragments de traces dans tous les détecteurs sont reliés entre eux successivement en partant de l'aval là où les traces sont le mieux séparées, jusqu'aux détecteurs du voisinage des cibles .
- Les traces dans les micropistes qui sont reliées à une trace en aval dont l'impulsion a été mesurée sont alors relissées en tenant compte de la diffusion multiple pour le calcul des paramètres et de la matrice de covariance. Cette étape peut entraîner le rejet ou la récupération de certains points aux traces.
- Les traces finalement reconstruites sont alors mises dans des banques ZBOOK pour leur utilisation future.

3.1.2 La reconstruction de la trace faisceau

La reconstruction de la trace faisceau pour les données de 1993 ([FOU93]) est faite à partir des informations données par les 8 plans de micropistes qui se trouvent entre la sortie du canal magnétique et les cibles (voir figure 2.9).

Quatre de ces plans mesurent les coordonnées Y des intersections, les 4 autres les coordonnées Z. Ces plans sont situés de part et d'autre du TRD, ce qui fournit un bras de levier d'un mètre et améliore la précision sur la mesure de cette trace.

Une troisième projection n'étant pas disponible, la reconstruction d'une trace dans l'espace est déduite seulement s'il n'y a qu'une seule trace dans chaque projection. Cette sélection unique est possible grâce à la faible multiplicité des traces et en imposant les conditions suivantes :

- chaque projection doit être définie par au moins 3 points.
- chaque projection doit passer à moins de 500μ du point d'interaction préliminaire reconstruit à partir d'une présélection de traces de qualité dans les micropistes en aval des cibles.
- chaque projection ne doit pas dévier de l'axe moyen du faisceau de plus de 0.25 mrad .

Nous avons ainsi reconstruit la projection Y de la trajectoire du faisceau dans 98 % des événements, la projection Z dans 88 % et la trajectoire dans l'espace dans 86% des événements.

La plus faible efficacité de reconstruction dans la projection Z est due à la largeur du faisceau dans cette direction, supérieure aux dimensions des plans de micropistes.

Pour la prise de données de 1994, des plans de micropistes supplémentaires ont été ajoutés afin d'améliorer la reconstruction de la trajectoire du faisceau ([FOU94]). L'addition de 2 plans dans une troisième projection permet de lever les ambiguïtés lors de la reconstruction spatiale de la trace. Des plans de surfaces actives plus grandes ont été utilisés dans la projection Z afin d'augmenter l'efficacité.

Avec 6 plans Y, 6 plans Z et 2 plans S nous avons pu reconstruire pour les données prises en 1994 au moins une trace faisceau dans l'espace pour 99.2 % des événements et une trace unique dans 90.1 % des cas.

3.2 La reconstruction des événements avec PHYNIX

Le programme PHYNIX écrit sous CMZ ([CMZ94]) contient deux types de programmes :

- Les programmes d'intérêt général qui traitent les informations données par les détecteurs d'identification (TRD, RICH, calorimètres et HODO (hodoscopes de faisceau)) et reconstruisent un certain nombre de particules (Λ^0 , K^0 , Ξ^- , Ω^-). Ils réalisent une sélection préalable des événements, comme par exemple les événements qui contiennent un proton et un kaon clairement identifiés par le RICH ; cette sélection sera alors appelée filtre (pK^-). Le programme de reconstruction topologique de vertex GENOA entre lui aussi dans cette catégorie de programme.
- Les programmes individuels d'analyse spécifique, catégorie dans laquelle se place notre programme de recherche des hadrons charmés.

Je présenterai plus en détail les programmes que j'ai utilisés ou sur lesquels j'ai travaillé à savoir l'analyse des détecteurs RICH, et hodoscopes de faisceau et le programme de reconstruction topologique de vertex GENOA.

3.2.1 L'identification des particules par le RICH

Les informations recueillies par les chambres à dérive du RICH nous donnent les positions des photons Čerenkov réfléchis. Ces informations sont utilisées pour reconstruire les cercles Čerenkov correspondant à chaque particule.

L'identification des particules est faite au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance ([MUL94]). Pour les traces à l'intérieur de l'acceptance, on peut prédire la position du centre du cercle Čerenkov dans le plan focal du miroir ainsi que les intersections des trajectoires avec les chambres de détection qui, étant le siège d'ionisation, sont une source de bruit. Les amas de coups proches de ces intersections sont éliminés. A chaque hypothèse faite sur la masse de la particule chargée (proton, kaon, pion ou électron) correspond un rayon différent de ce cercle. Pour chaque hypothèse j on suppose une fonction densité de probabilité $f_j(\vec{x}^{(i)})$ d'observer le photon i à sa position mesurée $\vec{x}^{(i)} = (y^{(i)}, z^{(i)})$ soit une probabilité $d\mathcal{P}_j^{(i)} = f_j(\vec{x}^{(i)})d\vec{x}$. La probabilité d'observer m photons aux positions $\vec{x}^{(1)}, \vec{x}^{(2)}, \dots, \vec{x}^{(i)}, \dots, \vec{x}^{(m)}$ pour l'hypothèse j est alors :

$$\prod_{i=1}^m f_j(\vec{x}^{(i)})d\vec{x} \quad (3.1)$$

Cette fonction densité de probabilité contient une contribution du signal $S_j(\vec{x}^{(i)})$ et une contribution du bruit $B(\vec{x}^{(i)})$. Si l'hypothèse j est correcte, on s'attend à ce que les photons soient distribués sur un cercle de rayon R_j . A cause de la résolution σ sur la position des photons (ou photo-électrons), la distribution des rayons mesurés $r^{(i)}$ est décrite par une gaussienne.

Si on suppose une distribution du bruit $B(\vec{x})$ uniforme sur une surface A et indépendante de l'hypothèse j , que l'on intègre les distributions du signal et du bruit sur A, on obtient l'expression analytique de $f_j(\vec{x})$.

On suppose ensuite que la probabilité d'observer exactement m photons obéit à une distribution de Poisson :

$$\frac{e^{-p_j} p_j^m}{m!} \quad (3.2)$$

où p_j est la somme des nombres de photons attendus pour le signal et le bruit de fond.

La fonction de vraisemblance pour l'hypothèse j est s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_j = \frac{e^{-p_j} p_j^m}{m!} \prod_{i=1}^m f_j(\vec{x}^{(i)}) \quad (3.3)$$

Lorsque l'impulsion d'une particule est en dessous du seuil d'émission Čerenkov, on attend seulement les photons du bruit dont la fonction de vraisemblance est :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{e^{-b} b^m}{m!} \prod_{i=1}^m B(\vec{x}^{(i)}) \quad (3.4)$$

L'acceptance du RICH décroît aussi rapidement pour les particules dont l'impulsion est inférieure à environs $12 \text{ GeV}/c$.

Les valeurs qui sont stockées pour chaque trace dans l'acceptance du RICH sont les valeurs des vraisemblances des différentes hypothèses (e^- , π^- , K^- , p ou leur antiparticule selon leur charge).

Pour trancher entre les différentes hypothèses, on utilise des rapports. En particulier, si le rapport :

$$\mathcal{R}_j = \frac{\mathcal{L}_j}{\max(\mathcal{L}_k; k = p^\pm, K^\pm, \pi^\pm, e^\pm, \text{bruit}, k \neq j)} \quad (3.5)$$

est plus grand que 1 alors l'hypothèse j est la plus probable.

$\mathcal{R}_j$ qui représente le rapport de vraisemblance de l'hypothèse j sur toutes les autres hypothèses sera par la suite la valeur sur laquelle nous travaillerons.

La figure 3.1 donne l'aspect du signal Čerenkov obtenu durant la prise de données où l'on peut voir les différents cercles reconstruits.

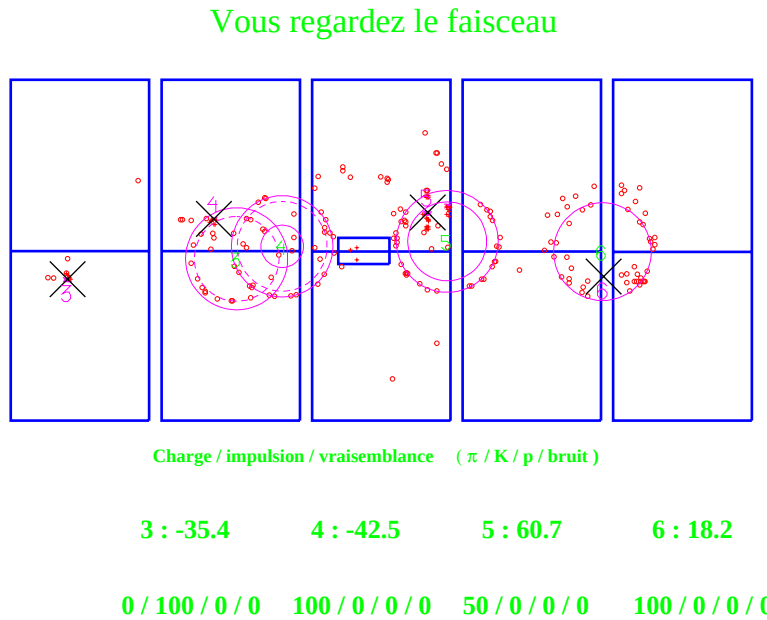


Figure 3.1: Vue des cercles Čerenkov reconstruits par le RICH

3.2.2 Les hodoscopes de faisceau pour la prise de données de 1994

Dans ce paragraphe, nous expliquerons d'abord comment les informations brutes données par les détecteurs sont décodées, puis comment les positions des différents

canaux touchés des hodoscopes sont mesurées. Il est alors possible pour chaque information disponible de déterminer une impulsion. Nous montrerons ensuite comment utiliser les informations des deux hodoscopes pour déterminer la valeur correcte de l'impulsion. Nous terminerons en donnant l'efficacité et la résolution de ces hodoscopes.

Remarque: cette étude n'a pour l'instant été effectuée que pour les événements où une et une seule trace faisceau a été reconstruite par TRIDENT.

- Les modules PCOS3, utilisés en ligne pour lire les informations brutes, effectuent la mise en groupe des signaux. Si plusieurs canaux adjacents donnent un signal, l'information fournie sera la position du canal central et le nombre de canaux touchés. Ce choix a été fait pour un traitement rapide de l'information en ligne (pour des applications futures). Le décodage consiste à transformer les informations RAWDATA en données directement utilisables (nombre et position des canaux touchés dans chacun des hodoscopes).
- La calibration des hodoscopes consiste à déterminer la position des différents canaux des hodoscopes. On utilise pour cela des événements enregistrés spécifiquement pour ne contenir que la trace du faisceau qui n'a pas interagité. Comme cette trace passe dans l'Oméga, on connaît alors l'impulsion du faisceau avec une erreur de 3.3 % (erreur de l'Oméga).

Pour chaque événement qui donne un signal dans un canal d'un hodoscope, nous pouvons déterminer la position exacte de la trace faisceau dans cet hodoscope en utilisant la matrice de transport de faisceau ([BRO80]). Nous pouvons ainsi déterminer la position de chaque canal des hodoscopes. Les histogrammes présentant la position déterminée de chaque canal peuvent être examinés en annexe C.

Connaissant les positions de chacun des canaux des hodoscopes nous pouvons utiliser celles-ci pour déterminer l'impulsion du faisceau lorsqu'il y a interaction.

- Pour déterminer l'impulsion dans ce cas, nous utilisons les paramètres de la trace faisceau donnés par les détecteurs micropistes et les informations données par les deux hodoscopes.

Nous pouvons déterminer (toujours à l'aide d'une matrice de transport) une impulsion du faisceau pour chaque canal où un signal a été observé. Néanmoins les deux hodoscopes peuvent donner plusieurs valeurs différentes. Nous allons montrer comment la valeur exacte de l'impulsion peut être déterminée.

- Dans 80.4 % des événements, les informations des deux hodoscopes donnent des valeurs compatibles de l'impulsion (compte tenu de l'erreur sur cette mesure). Elles sont alors moyennées pour donner la valeur finale de l'impulsion. Néanmoins dans 16.3 % des cas plusieurs combinaisons sont possibles ou alors un seul des deux hodoscopes donne des informations. Nous appliquons alors les critères suivants pour choisir la bonne combinaison :

- . s'il y a plusieurs mesures dans au moins un des deux hodoscopes, nous prendrons le couple de valeur pour lequel les deux hodoscopes donnent les valeurs les plus proches.
- . s'il y a plusieurs mesures dans un seul hodoscope, nous prendrons celle qui correspond à un Σ^- provenant le plus au centre de la cible de beryllium (cette position elle aussi est déterminée à l'aide d'une matrice de transport).
- Avec la méthode donnée ci-dessus il a été possible de déterminer l'impulsion du faisceau dans 96.7 % des événements (nous rappelons que seuls les événements où une seule trace faisceau a été reconstruite ont été considérés).
- Pour la détermination de la résolution deux méthodes ont été utilisées. Elles donnent chacune une évaluation de la résolution à 1 %.

- Première méthode

On peut comparer l'impulsion mesurée par les hodoscopes à celle mesurée par le spectromètre Oméga. L'erreur sur la mesure par l'Oméga étant de 3.3 % et celle estimée pour les hodoscopes de 1 % nous ne pouvons pas déduire directement la résolution des hodoscopes de la différence entre la mesure de l'Oméga et de celle des hodoscopes.

Nous avons donc fait une simulation simple afin de pallier à ce problème.

Dans les simulations, nous fixons une impulsion de $330 \text{ GeV}/c$ à la trace du faisceau et nous affectons à la mesure sur l'impulsion par l'Oméga son erreur connue ($\frac{\delta p}{p} = 10^{-4}$) soit 3.3 % à $330 \text{ GeV}/c$. Nous assignons ensuite une certaine erreur (0.5, 1, 2, %), à la mesure des hodoscopes.

Nous considérons alors la distribution de la différence $P_{hodo} - P_{\Omega}$ et nous faisons varier l'erreur supposée sur les hodoscopes jusqu'à obtenir la même distribution avec les données simulées qu'avec les données réelles.

La figure 3.2 présente les distributions $P_{hodo} - P_{\Omega}$ pour les données réelles et les données simulées.

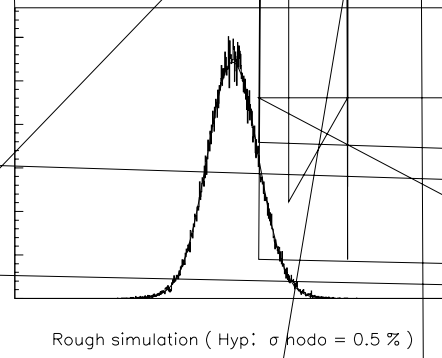
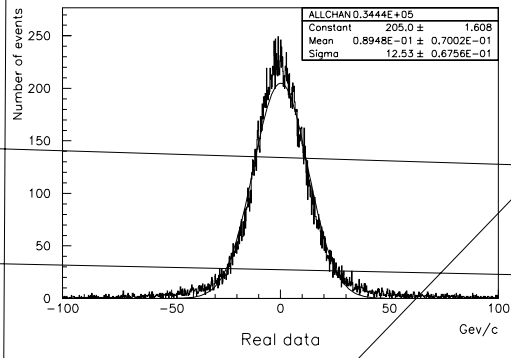
On constate que la distribution correspondant à une résolution des hodoscopes de 1% donne la meilleure représentation de la distribution expérimentale.

Néanmoins, pour cette mesure, nous sommes très dépendants de l'erreur que l'on affecte à la mesure de l'Oméga. Nous avons alors développé une autre méthode pour confirmer ce résultat.

- Deuxième méthode

Nous déterminons l'impulsion du faisceau à partir des informations des hodoscopes. Nous recherchons parmi les événements à faible multiplicité des événements où les Σ^- du faisceau se sont désintégrés après les micropistes faisceau dans la voie $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$

Distribution ($P_{\text{hodo}} - P_{\Omega}$)



neutron invariant mass (from $\Sigma \rightarrow \pi + n$)

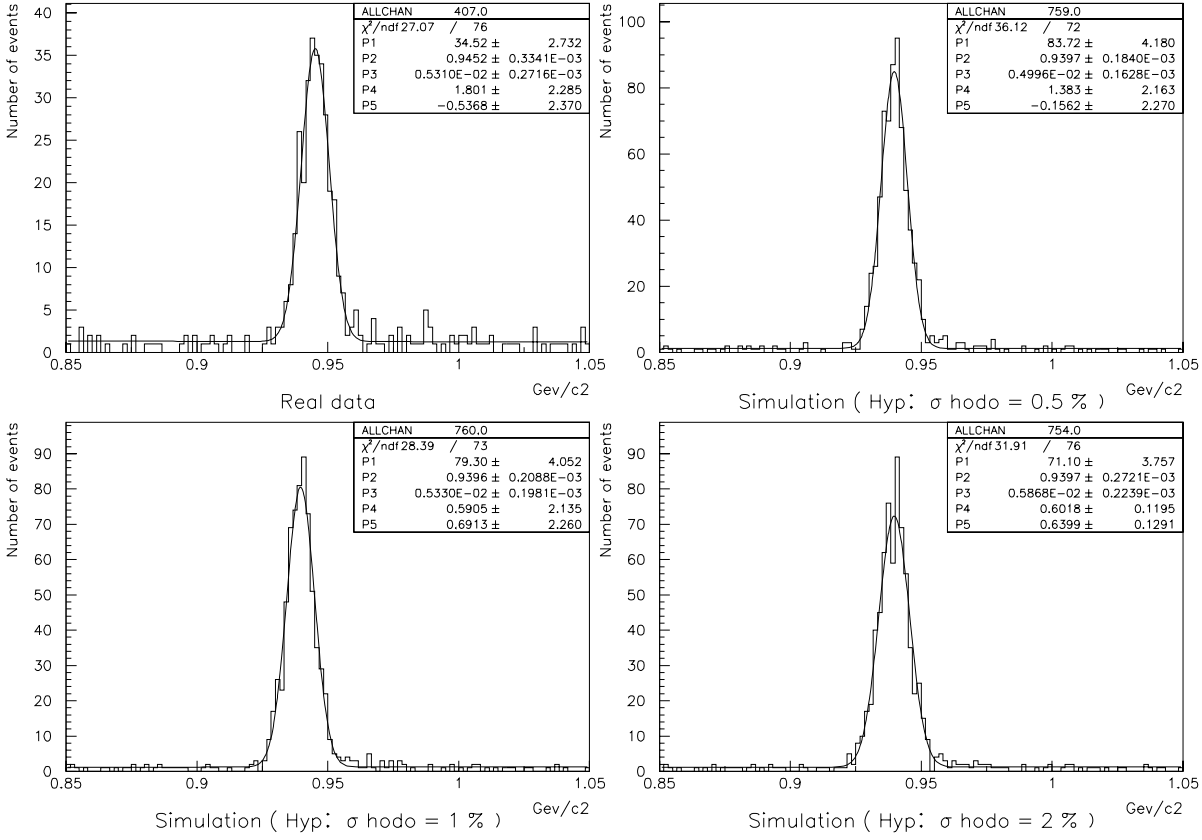


Figure 3.3: Masse manquante du neutron

3.2.3 Le programme GENOA

GENOA est un programme de reconstruction topologique de vertex qui recherche tous les vertex d'un événement progressivement. Il commence par chercher toutes les intersections de traces qui sont compatibles avec un vertex puis il associe les différentes combinaisons pour former des groupes de traces toujours compatibles avec un vertex. Finalement il tente d'attacher à un vertex les traces qui ne le sont pas encore. On trouvera de plus amples informations sur ce programme dans la référence ([VES95]).

3.3 La simulation de l'expérience

Le programme de simulation de WA89, OMGEANT, est une interface au programme GEANT ([GEA96]). OMGEANT comporte des appels aux routines PYTHIA ou FRITIOF du générateur d'événements JETSET ([SJO93]). La géométrie et la composition des différents détecteurs et milieux figurent dans un fichier externe au programme écrit sous le format FFREAD ([FFR96]).

On commence par produire la particule charmée choisie en définissant sa ou ses voies de désintégration, ainsi que les distributions des impulsions longitudinales et transverses qui lui correspondent. La particule charmée conjuguée peut être choisie par l'utilisateur ou générée par le programme JETSET qui est utilisé pour compléter l'événement en générant les particules supplémentaires nécessaires.

3.4 La visualisation des événements

Différents types de logiciels, adaptés aux différentes phases de l'analyse, nous permettent de visualiser les événements. GRAPHY est utilisé lors de la reconstruction des traces, MINIGRAPHY dans la phase finale pour vérifier la topologie des événements charmés sélectionnés, et OMGINTER pour les événements simulés. Ce dernier nous permet aussi de visualiser les différents détecteurs qui sont simulés dans l'expérience.

Le logiciel GRAPHY

Les événements reconstruits par TRIDENT écrits sous le format ZBOOK peuvent être visualisés à l'aide du logiciel GRAPHY. Fonctionnant sous DECGKS, ce programme permet de visualiser les traces reconstruites ainsi que l'ensemble des intersections trouvées dans les différents détecteurs.

Ce programme est d'une très grande utilité pour le développement des programmes de reconstruction, ainsi que durant les prises de données pour vérifier la topologie des événements acceptés.

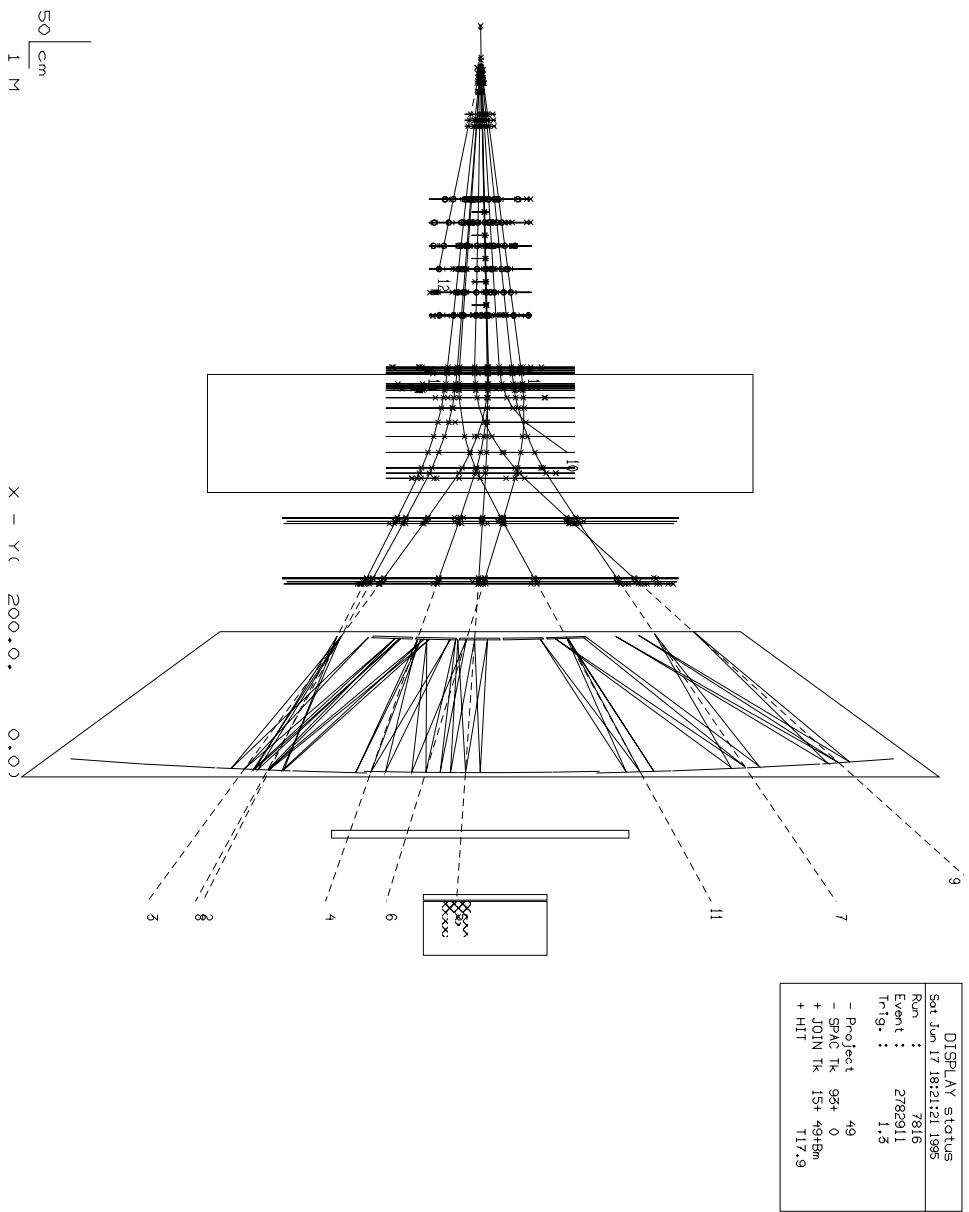
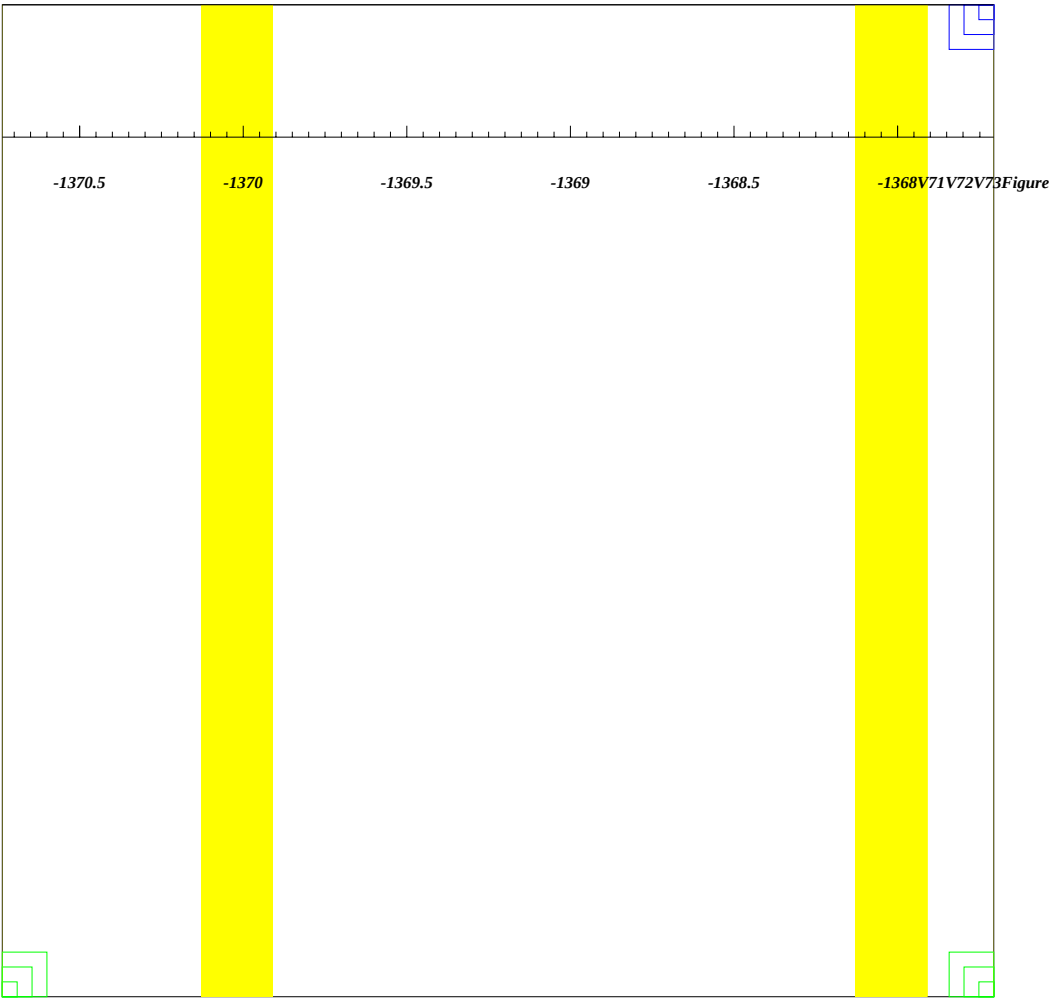


Figure 3.4: Visualisation dans l'ensemble des détecteurs d'un événement quelconque reconstruit par TRIDENT à l'aide du logiciel GRAPHY

Le logiciel MINIGRAPHY

Le logiciel MINIGRAPHY ([CHA96]) permet de visualiser les événements sous format DST. Ce programme utilise le standard HIGZ ([HIG95]) pour la gestion de la partie graphique et utilise les fichiers créés spécialement pour lui dans PHYNIX. Il permet de visualiser les traces reconstruites mais aussi les vertex trouvés par le GENOA.



Le programme OMGINTER

Il est possible de visualiser de façon détaillée les événements simulés par GEANT avec un logiciel interactif. On peut voir sur la figure 3.6 les photons de basse énergie (trait point) générés par GEANT qui ne laissent pas de trace dans les détecteurs. On vérifie aussi que tous les matériaux sont bien pris en compte (hodoscopes, fenêtres des détecteurs par exemple).

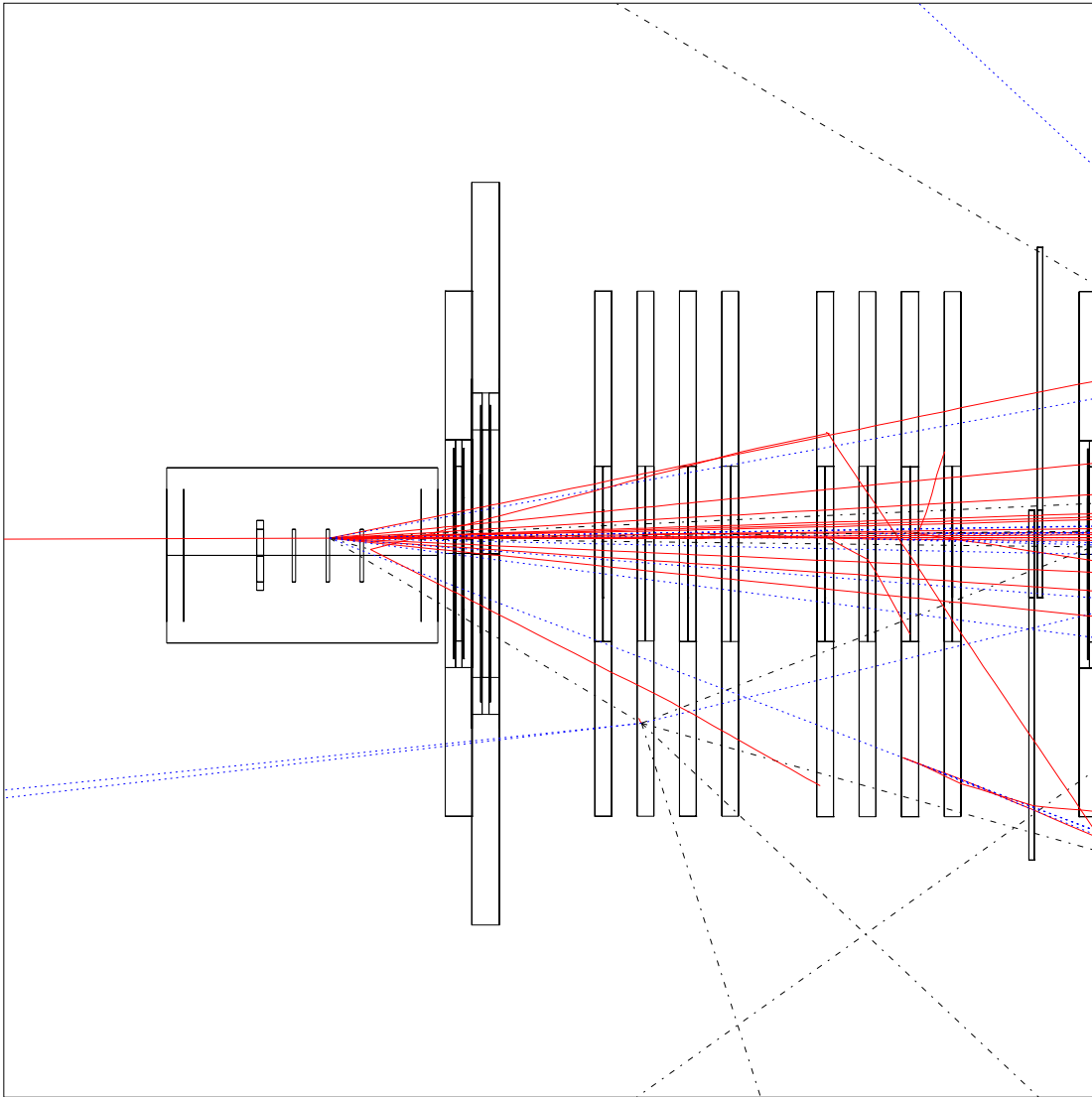


Figure 3.6: Visualisation d'un événement quelconque à l'aide d'OMGINTER

Chapitre 4

La reconstruction et la sélection des événements

Nous exposons maintenant notre sélection des hadrons charmés $D^\pm$, D^0 , $\overline{D^0}$ et Λ_c^+ à partir des événements 'produits', c'est-à-dire pour lesquels les traces ont été reconstruites (TRIDENT), les particules étranges Λ , Ξ , Ω (ainsi que leurs antiparticules) reconstruites et identifiées et les particules de désintégration (e , π , K , p) identifiées par le RICH.

Nous présenterons d'abord la procédure de reconstruction des événements, basée sur la méthode du candidat 'directeur' ('candidat driven approach'). Elle consiste à rechercher parmi toutes les traces reconstruites dans l'espace, les combinaisons qui ont une topologie de charge qui correspond à la voie de désintégration de la particule recherchée ($+-$ par exemple, pour les D^- qui se désintègrent dans la voie $K^+\pi^-\pi^-$) avec une masse invariante (voir appendice : D.1) compatible avec la masse de cette particule. Cette combinaison qui sera dénommée 'candidat' par la suite, nous permet de déterminer les paramètres (vertex de désintégration, impulsion, trajectoire...) de la particule recherchée.

Nous déterminons ensuite le point de production (vertex primaire) de cette particule, qui a lieu à l'intersection de sa trajectoire avec celle du faisceau. Une sélection des traces pouvant appartenir au vertex de production est effectuée, en utilisant comme base les paramètres du hadron charmé candidat. Puis nous extrayons de toutes ces traces le meilleur vertex de production possible. Disposant d'une méthode de reconstruction d'un candidat et de son vertex de production nous pouvons alors effectuer une présélection des événements.

Cette méthode sera appliquée pour rechercher les mésons D^+ , D^- , D^0 et $\overline{D^0}$ qui se désintègrent respectivement dans les voies $K^-\pi^+\pi^+$, $K^+\pi^-\pi^-$, $K^-\pi^+$ et $K^+\pi^-$ ainsi que les baryons Λ_c^+ dans la voie $pK^-\pi^+$. Les caractéristiques (masse, durée de vie et rapport de branchement de la voie utilisée) des particules recherchées, données par le PDG¹ sont reportées dans le tableau 4.1.

Les voies de désintégration choisies sont des voies de désintégration hadronique ne comportant pas de particule neutre et qui ont un grand rapport de branchement.

¹Particle Data Group., Review of Particle Physics ([PDG96])

La procédure a été mise au point à partir d'événements simulés et a ensuite été utilisée pour les données réelles.

particule	masse (MeV/c^2)	durée de vie ($10^{-12}s$)	rapport de branchement
$D^\pm$	1869.4 ± 0.5	1.057 ± 0.015	$(K^-\pi^+\pi^+) 9.1 \pm 0.6 (\%)$
$D^0, \bar{D}^0$	1864.6 ± 0.5	0.415 ± 0.004	$(K^-\pi^+) 3.83 \pm 0.12 (\%)$
Λ_c^+	2284.9 ± 0.6	0.206 ± 0.012	$(pK^-\pi^+) 4.4 \pm 0.6 (\%)$

Tableau 4.1: Caractéristiques des particules recherchées

4.1 La méthode de recherche d'un candidat

Pour la recherche des candidats, nous utilisons toutes les traces reconstruites dans l'espace qui ont leur premier point de mesure dans les quatre premiers plans de micropistes (le premier plan de micropistes est à 6 cm de la dernière cible), ce qui permet de sélectionner les traces provenant de la désintégration d'une particule à faible durée de vie comme les hadrons charmés. Cette condition élimine de plus les traces mal reconstruites. Ces traces doivent être dans l'acceptance du spectromètre, afin de disposer de la mesure de leur impulsion, nécessaire pour le calcul de la masse invariante de la particule produite.

Nous reconstruisons le vertex de chaque combinaison de traces qui répond à la topologie de charge de la désintégration recherchée. Une combinaison est acceptée si le vertex qu'elle forme peut être ajusté avec un χ^2 inférieur à dix.

Ce χ^2 (qui sera utilisé pour définir tous nos vertex), est le χ^2 par degré de liberté défini par :

$$\chi^2 = \sum_i^n \left(\chi_i^2 \times \frac{1}{2n-3} \right) \quad (4.1)$$

où $\chi_i^2 = \frac{d_i^2}{\sigma_i^2}$ est le χ^2 de la i^{eme} trace du vertex et n le nombre de traces qui composent ce vertex, d_i est la distance entre la trace i et le vertex, σ_i est l'erreur calculée sur cette distance.

La masse invariante de chaque combinaison de traces est alors calculée et doit être à $\pm 200 MeV/c^2$ de la masse connue de la particule recherchée. Ces limites sont assez larges pour ne pas rejeter de bons événements, et permettent de ne pas conserver trop d'événements inintéressants.

Nous avons observé que les masses reconstruites dans notre expérience sont décalées par rapport aux masses de référence du PDG. Ce décalage pourrait être le résultat de distorsion du champ magnétique et d'erreurs d'alignement. Toutes les traces devant en être affectées, une correction d'impulsion leur est alors appliquée. Celle-ci a été déterminée en utilisant les candidats Λ^0 , K^0 et Ξ^- et consiste à augmenter l'impulsion trouvée de 0.6 %. Toutes les masses invariantes sont dès lors calculées en utilisant l'impulsion corrigée.

A cette étape, nous avons déterminé les paramètres cinématiques (impulsion, vertex de désintégration) du candidat hadron charmé qui se désintègre au vertex secondaire. Nous cherchons maintenant son vertex de production.

4.2 La recherche du vertex primaire

Le hadron charmé recherché doit être produit dans l'une des quatre cibles. Lors d'une collision entre le faisceau incident et la cible, plusieurs particules sont produites. Nous avons vu dans le paragraphe précédent comment identifier le hadron charmé recherché, à partir de ses particules filles. Elles permettent de déterminer sa trajectoire qui doit pointer vers l'une des cibles, comme toutes les autres particules produites lors de la collision. La combinaison de l'ensemble de ces traces définit le vertex de production.

En pratique, nous obtenons pour chacune des 4 cibles de production une position estimée du vertex primaire à l'intersection de la trajectoire du candidat charmé et du plan médian de chacune des cibles.

Pour être sélectionnée, chaque trace² doit passer à moins d'une certaine distance du vertex primaire ainsi estimé. Cette distance est de $300\ \mu m$ pour les cibles de carbone et de $800\ \mu m$ pour la cible de cuivre. Ces différentes valeurs sont dues aux épaisseurs différentes des cibles en carbone ($2.2\ mm$) et en cuivre ($4\ mm$). La trace du faisceau est acceptée sans condition si elle a été reconstruite.

Le vertex d'interaction est alors ajusté par itérations successives. Pour la première itération nous rejetons la trace qui a le plus grand χ^2 individuel, si celui-ci est supérieur à 10. Nous arrêtons les itérations quand toutes les traces retenues ont un χ^2 individuel < 10 .

La figure 4.1 présente le schéma de principe de cette reconstruction où nous voyons pour exemple une trace qui n'a pas été sélectionnée et une trace rejetée au cours des itérations. Les quatre positions possibles du vertex primaire sont indiquées ainsi que les distances qui conditionnent la sélection préalable.

4.3 Sélection des événements

La première sélection est faite à partir des 160 Millions d'événements qui ont été reconstruits par TRIDENT. Un événement est conservé si nous pouvons identifier un vertex de désintégration d'un hadron recherché et le vertex de production correspondant avec les critères de qualité définis ci-dessous :

- Les χ^2 des vertex primaires (χ^2_{prim}) et secondaires (χ^2_{sec}) sont utilisés pour signer une qualité minimale de ces vertex. Nous demandons $\chi^2_{prim} < 10$ et $\chi^2_{sec} < 10$.

²Trace dans l'espace dont l'impulsion a été mesurée ou non et qui n'est pas l'une des traces qui forment le candidat

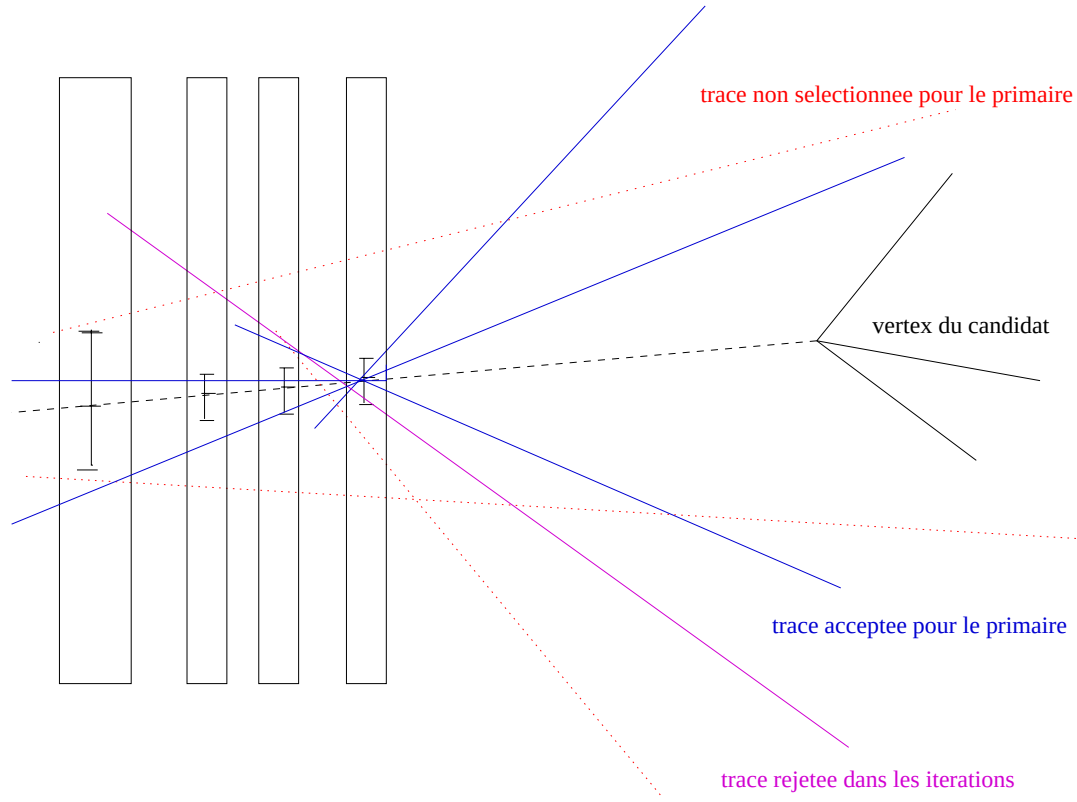


Figure 4.1: Schéma de principe de la reconstruction du vertex primaire

- La masse invariante de la particule reconstruite doit être compatible avec sa valeur connue donnée par le PDG (à $\pm 200 \text{ MeV}/c^2$), afin de limiter le nombre d'événements sauvegardés.
- Nous imposons au vertex secondaire d'être hors des cibles pour écarter les interactions secondaires dans les cibles.
- Le vertex de production reconstruit doit être composé d'au moins 3 traces.
- Le vertex de production doit être reconstruit dans une des quatre cibles à 2σ près.
- La distance³ entre la trajectoire du candidat et son vertex de production (**IMP**), doit être inférieure à $100 \mu m$, ceci pour vérifier la vraisemblance de l'événement.
- La séparation exigée entre les vertex primaires et secondaires (**SPS**) selon l'axe du faisceau (axe X), dépend de la précision avec laquelle les positions de

³Nous appellerons distance entre une trajectoire et un point la distance dans le plan YZ correspondant au point considéré. Cette approximation est justifiée par l'angle faible que font les particules avec l'axe du faisceau, l'erreur commise sur le paramètre d'impact par cette approximation étant de l'ordre de 0.01 %, ce qui pour nous est négligeable.

ces vertex sont déterminées. La coupure SPS qui sera utilisée est donc un multiple de σ avec :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{prim_X}^2 + \sigma_{sec_X}^2} \quad (4.2)$$

où σ_{prim_X} et σ_{sec_X} sont les erreurs calculées sur la position selon l'axe X, des vertex primaires et secondaires.

La valeur de cette coupure sera fixée pour chacune des particules recherchées et elle sera fonction de leur durée de vie.

Nous avons défini ces critères de qualité à partir de l'étude d'événements simulés. Leurs valeurs sont résumées dans le tableau 4.2, dans lequel les critères sont classés dans l'ordre suivant lequel ils apparaissent au cours de la reconstruction.

$\chi_{sec}^2 < 10$
$M = M_{PDG} \pm 200 \text{ MeV}/c^2$
le vertex secondaire doit être hors des cibles
Le vertex primaire doit contenir au moins 3 traces
$\chi_{prim}^2 < 10$
le vertex primaire doit être dans les cibles à $\pm 2 \sigma$ près
$IMP < 100 \mu m$

Tableau 4.2: Critères de qualité pour la 1^{ère} sélection des événements

Des critères supplémentaires sont utilisés selon la spécificité de chaque voie de désintégration recherchée et sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Cette sélection de candidats, appelée dans la suite 'filtre', permet à la fois de réduire l'ensemble des événements à analyser et de l'enrichir en événements charmés recherchés.

4.3.1 Sélection des candidats D^+ et D^-

Pour la recherche des mésons charmés D^- et D^+ se désintégrant respectivement dans les voies $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ et $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ on complète les critères de sélection précédents avec les conditions suivantes :

- $SPS > 8 \sigma$ (définie précédemment SPS est la séparation longitudinale entre vertex primaire et vertex secondaire)
- La particule candidate K doit être dans l'acceptance du RICH afin de pouvoir être identifiée

Ces critères de sélection ont là encore été déterminés à partir de la simulation.

Pour les données de 1993, nous avons ainsi sélectionné environ 29000 candidats D^+ et 31000 candidats D^- dont nous pouvons voir les spectres de masse invariante dans la figure 4.2. Les masses de référence sont indiquées par des flèches.

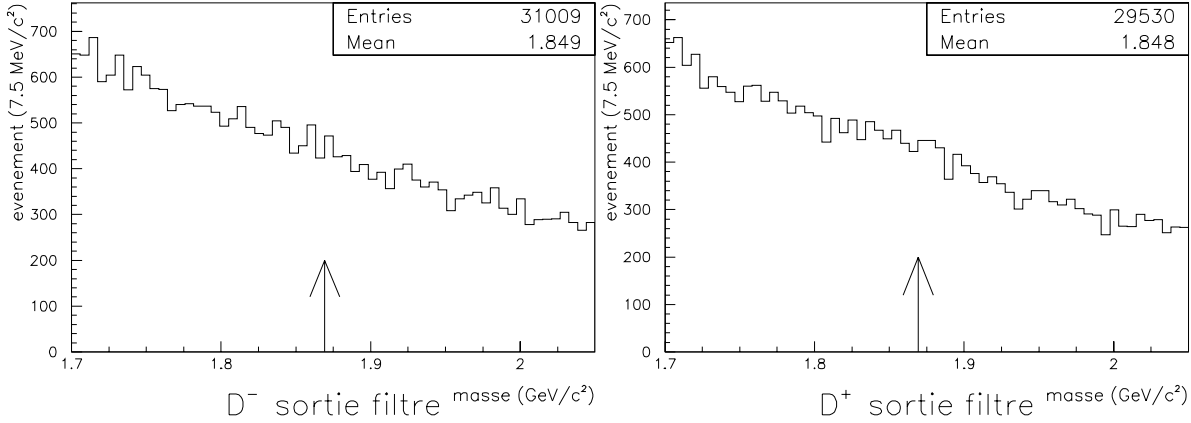


Figure 4.2: Distribution de la masse invariante des voies de désintégration filtrées

4.3.2 Sélection des candidats D^0 et $\overline{D}^0$

Pour la recherche des D^0 et $\overline{D}^0$ se désintégrant respectivement dans les voies $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ nous imposerons aux critères de qualité définis dans le tableau 4.2 les conditions supplémentaires suivantes :

- $SPS > 4\sigma$. Cette plus faible valeur se justifie par la durée de vie des D^0 qui est environ deux fois plus petite que celle des D^+ .
- La particule candidate K doit être dans l'acceptance du RICH et doit être identifiée positivement si son impulsion est suffisante ($P > 25 \text{ GeV}/c$), avec un rapport de vraisemblance > 1 ($\mathcal{R}_K > 1$). Si son impulsion est plus faible ($P < 25 \text{ GeV}/c$), nous demandons à ce candidat de ne pas être identifié comme électron ou pion ($R_{e,pion} < 1$).

Contrairement au cas des D chargés qui produisent trois traces, les D neutres, dans les voies de désintégration considérées, produisent seulement deux traces, et nécessitent des coupures plus strictes au niveau du RICH, afin de réduire le nombre de candidats sauvegardés.

Avec cette méthode nous avons pu sélectionner environ 73000 candidats $\overline{D}^0$ et 120000 candidats D^0 dont les spectres de masse invariante sont présentés à la figure 4.3. Comme pour les spectres précédents, les masses de référence sont indiquées par des flèches.

4.3.3 Sélection des candidats Λ_c^+

Les Λ_c^+ ont été recherchés dans la voie $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ à partir du lot de 8 millions d'événements pré-sélectionnés par le filtre pK^- (cf Paragraphe 3.2). Nous avons imposé les critères suivants :

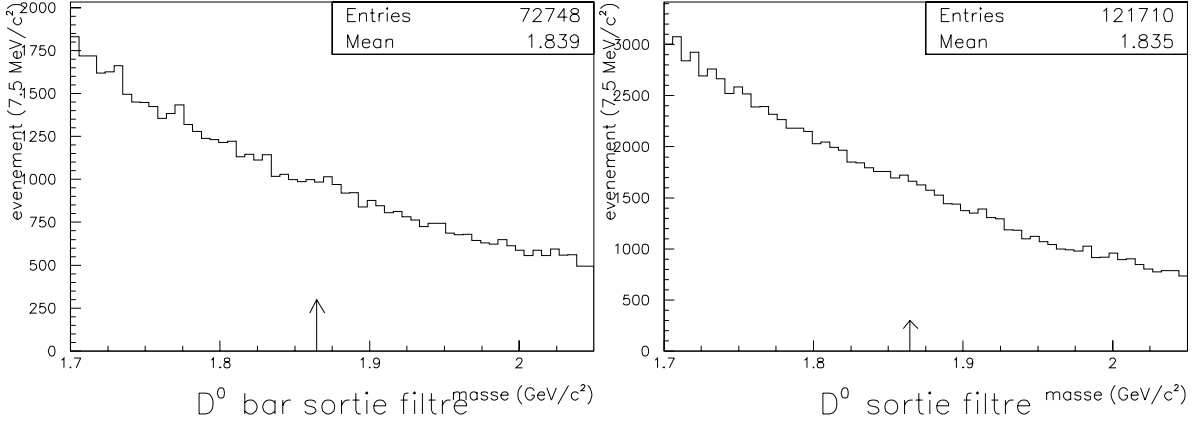


Figure 4.3: Distribution de la masse invariante des voies de désintégration filtrées

- Une identification du Kaon et du proton similaire à celle effectuée par le filtre pK^- à savoir :

- $P_{kaon} > 25 \text{ GeV}/c$ et $\mathcal{R}_{kaon} > 1$
- $P_{proton} > 45 \text{ GeV}/c$ et $\mathcal{R}_{proton} > 1$

- $SPS > 4 \sigma$. Cette valeur est identique à celle utilisée pour les mésons D^0 . En effet la sélection des Λ_c^+ a été effectuée après l'obtention des signaux des D^0 (explicité au paragraphe 5.1.2) pour lesquels nous avons vu que nous devons aller jusqu'à $SPS > 8 \sigma$ pour obtenir un signal propre. Nous pouvons donc utiliser le même critère sur SPS que pour le filtre D^0 , bien que la durée de vie des Λ_c^+ soit environ deux fois plus courte.

Nous avons pu sélectionner à l'aide de ce filtre environ 26000 candidats Λ_c^+ dont la distribution de masse invariante est donnée à la figure 4.4.

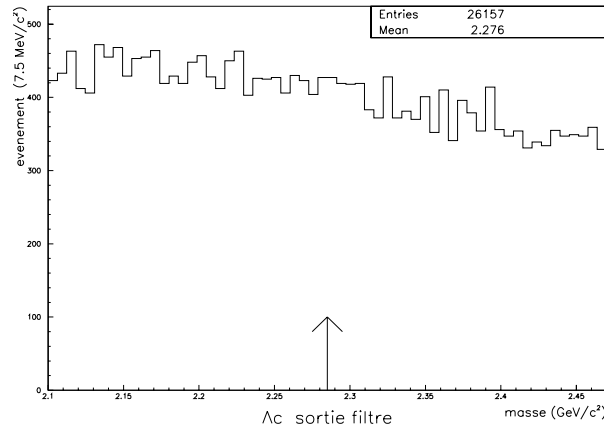


Figure 4.4: Distribution de la masse invariante des Λ_c^+ filtrés

4.4 La qualité des vertex primaires reconstruits

Dans ce qui suit, nous présentons une étude sur la qualité des vertex primaires obtenus à la sortie des filtres. Nous prenons l'exemple du D^- , mais les résultats obtenus pour les autres hadrons charmés sont similaires.

- La figure 4.5 montre la distribution de la position des vertex primaires reconstruits suivant l'axe du faisceau ; la cible de Cuivre et les 3 cibles de Carbone sont clairement visibles.
- La figure 4.6 montre ces distributions suivant les axes Y et Z. Elles indiquent les dimensions du faisceau sur les cibles (≈ 3.0 cm axe Y et ≈ 1.6 cm axe Z).
- Les distributions des erreurs calculées suivant les trois directions sont présentées à la figure 4.7 ; le quatrième histogramme de cette même figure présente la distribution des nombres de traces utilisées pour la reconstruction de ce vertex.

L'erreur moyenne sur la position en X est de $170\mu m$, sur les positions en Y et Z elle est inférieure à $5\mu m$, ce qui témoigne de la bonne résolution des détecteurs micropistes. Le nombre moyen de traces du vertex primaire est voisin de 5.

- Enfin dans la figure 4.8 nous présentons :
 - a) la distribution des plus grandes distances minimales d'approche (DMA) des traces du vertex primaire à ce même vertex ; la moyenne de cette distribution est de $48\mu m$.
 - b) la distribution des distances minimales d'approche moyennes (moyenne des DMA de toutes les traces du vertex primaire), dont la valeur moyenne est de $27\mu m$, ce qui montre la bonne qualité de nos vertex.
 - c) la distribution des χ^2 de ces vertex, dont la valeur moyenne est de 2.1

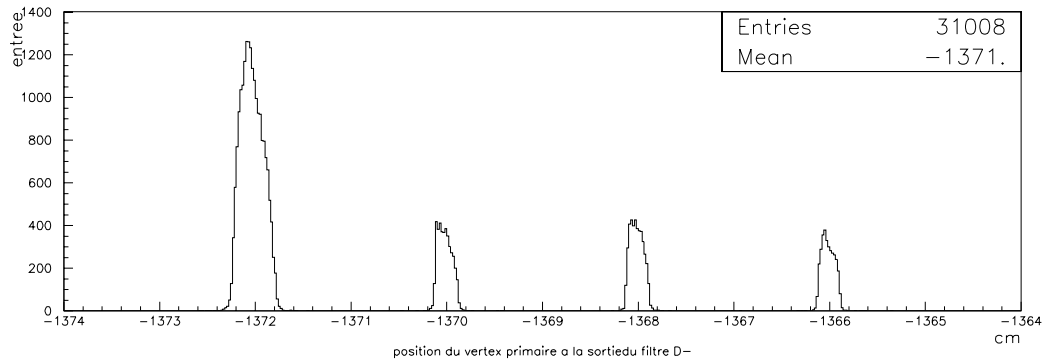


Figure 4.5: Position des vertex primaires suivant l'axe du faisceau

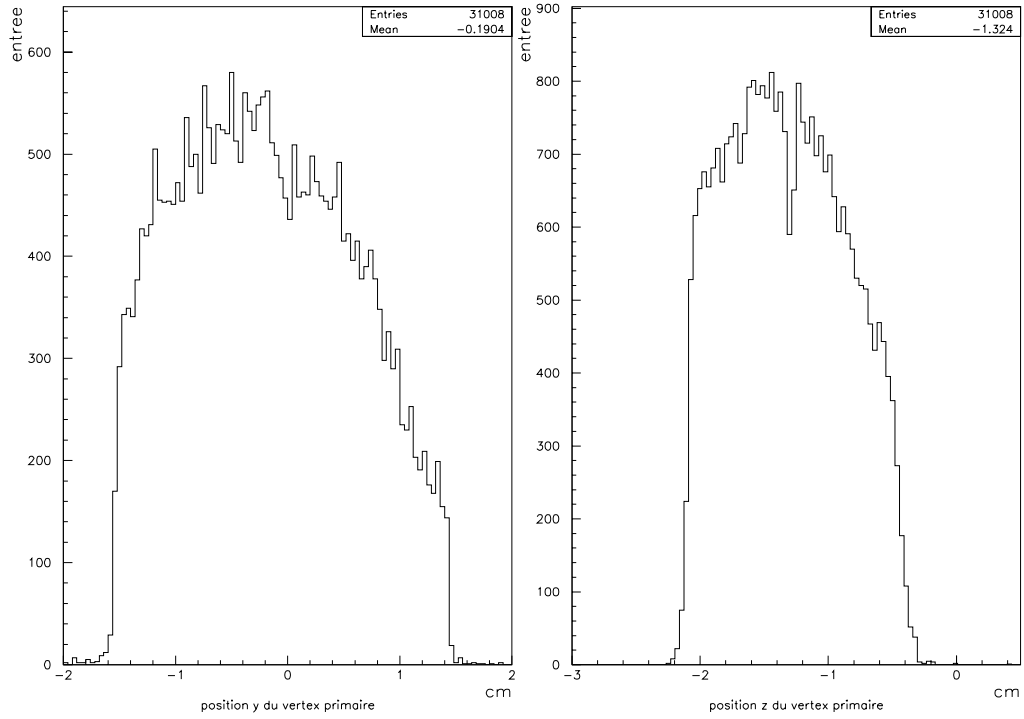


Figure 4.6: Position des vertex primaires suivant les axes Y et Z

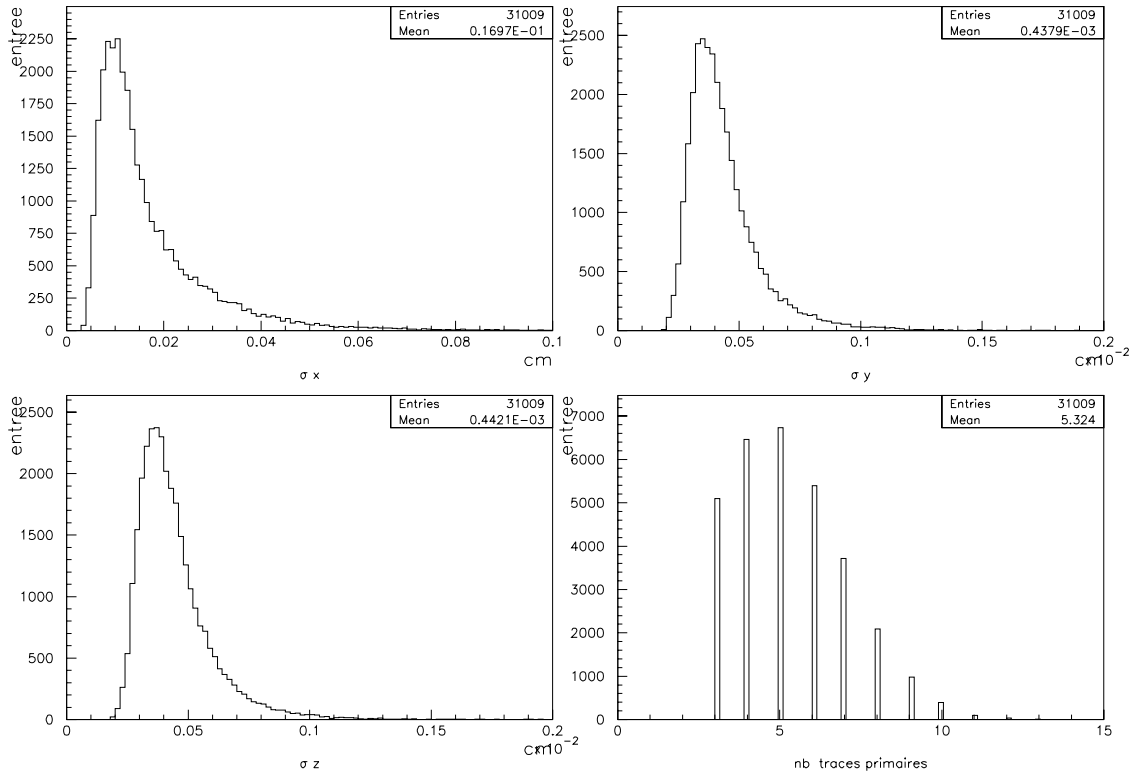


Figure 4.7: Erreurs calculées sur les positions X, Y et Z des vertex primaires ainsi que les nombres de traces de ces vertex

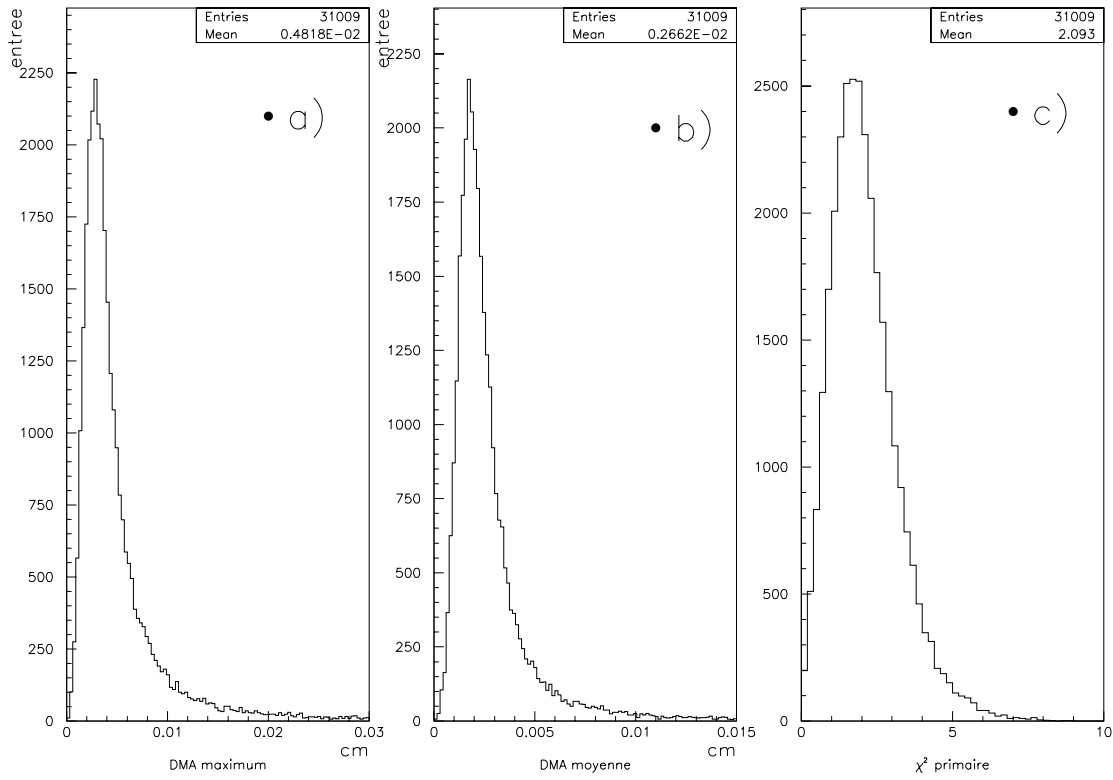


Figure 4.8: Critères de qualité des vertex primaires

Chapitre 5

L'identification des hadrons charmés

Dans ce chapitre nous montrons comment nous sélectionnons les hadrons charmés recherchés ($D^\pm$, D^0 , $\overline{D^0}$ et Λ_c^+) dans les événements filtrés. Ces hadrons sont identifiés par leur masse. Pour confirmer cette identification, nous avons mesuré leur durée de vie.

5.1 La recherche des signaux dans les spectres de masse invariante

5.1.1 Les mésons chargés $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ et $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$

Pour extraire un signal sur un bruit de fond relativement faible, nous avons procédé selon un mode interactif au terme duquel les conditions supplémentaires suivantes sont imposées :

- Des critères de qualité sur les χ^2 des vertex primaires et secondaires :
 $\chi_{prim}^2 < 3.5$ et $\chi_{sec}^2 < 5$.
- $SPS > 12 \text{ } \sigma$ (définit précédemment au paragraphe 4.3).
- $IMP < 40 \text{ } \mu m$ (id).
- Nous définissons $tt1$ comme la plus petite distance entre une trace du vertex secondaire et le vertex primaire et $tt2$ comme la deuxième plus petite distance. Nous imposons une valeur minimale à la variable $tt2$: $tt2 > 45 \text{ } \mu m$.
En effet dans les modes de désintégration à 3 corps, la cinématique de l'événement n'autorise qu'une seule particule à pointer sur le vertex primaire.
- Si l'impulsion du kaon candidat est supérieure à $25 \text{ } GeV/c$ nous demandons une identification positive de ce kaon par le RICH ($\mathcal{R}_{kaon} > 3$). Si son impulsion est inférieure à $25 \text{ } GeV/c$, nous demandons à ce qu'il ne soit pas identifié comme

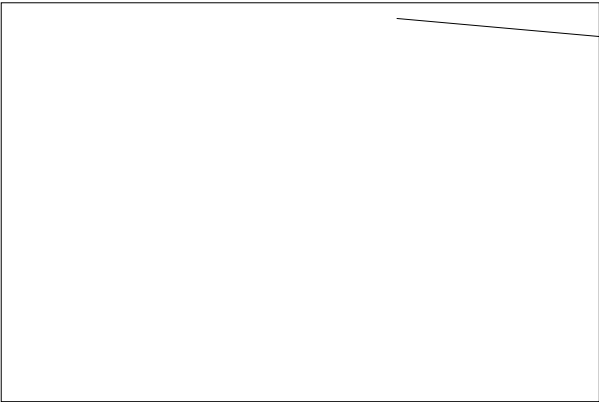
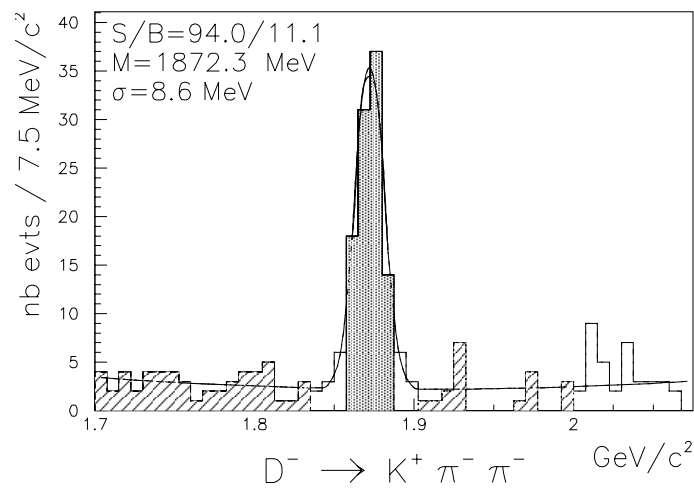
un pion ou un électron ($\mathcal{R}_{pion,electron} < 0.1$), où $\mathcal{R}$ est le rapport des fonctions de vraisemblance.

Ces critères sont résumés dans le tableau 5.1.

$\chi^2_{sec} < 5$
$\chi^2_{prim} < 3.5$
$SPS > 12 \sigma$
$IMP < 40 \mu m$
$tt2 > 45 \mu m$
$P_{kaon} > 25 \text{ GeV}/c \text{ } \mathcal{R}_{kaon} > 3$
$P_{kaon} < 25 \text{ GeV}/c \text{ } \mathcal{R}_{pion,electron} < 0.1$

Tableau 5.1: Conditions appliquées pour la sélection des D^- et D^+

Ces conditions, appliquées aux événements filtrés, nous ont permis d’obtenir les spectres de masse invariante des D^+ et D^- présentés sur la figure 5.1.



$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \gamma$

Cette méthode sera utilisée pour définir les paramètres (M , S , B et σ) de **tous** les signaux observés.

Il apparaît que le signal de D^+ a un bruit de fond plus important que le signal de D^- . Nous pouvons l'expliquer par la voie de désintégration choisie contenant un K , et la production favorisée de $K^- (\bar{u}s)$ à grand x_F par le faisceau de $\Sigma^-(dds)$ (effet guide) : la production de K^- constitue donc un bruit de fond plus important que celui dû à la production de K^+ .

Nous observons également que le signal de $D^- (\bar{c}d)$ est environ deux fois plus important que celui des $D^+ (c\bar{d})$. Cette différence pourrait s'expliquer là aussi par l'effet 'guide' du faisceau, les $\Sigma^-(dds)$ contenant un quark en commun avec les D^- . Nous y reviendrons plus en détail dans le prochain chapitre.

Nous pouvons sommer ces deux spectres de masse invariante pour obtenir celui des mésons D chargés qui est présenté à la figure 5.2.

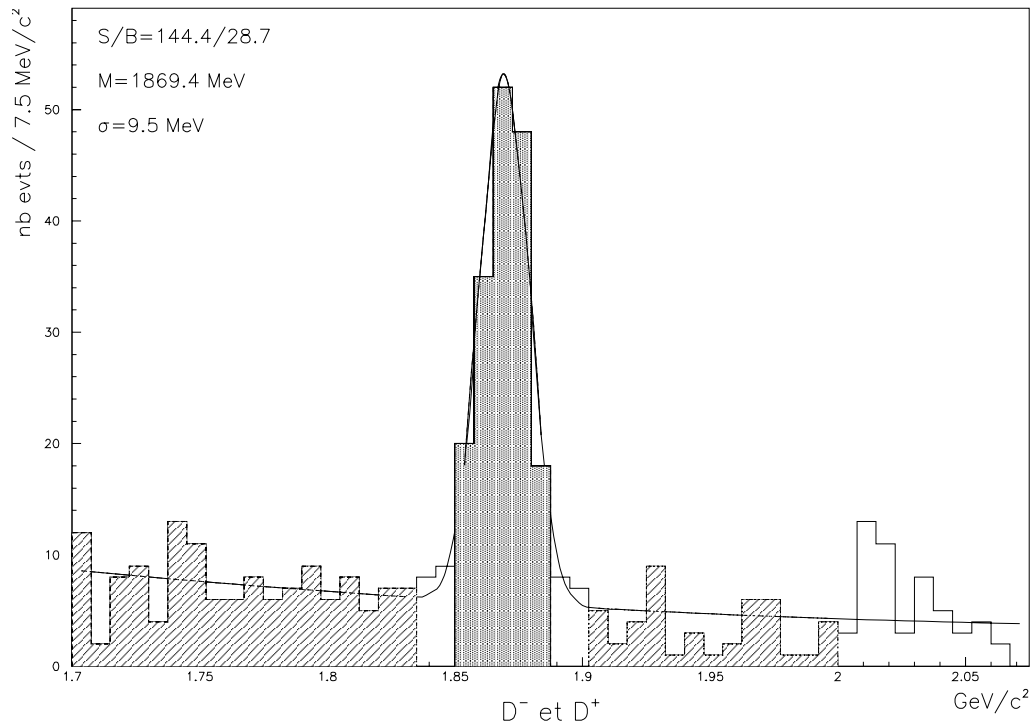


Figure 5.2: Spectre de masse invarian

Particule	Signal/Bruit	Masse en MeV/c^2	σ (MeV/c^2)
D^-	94.0/11.1	$1872.3 \pm 1.0 \pm 1.5$	8.6
D^+	51.0/17.3	$1864.1 \pm 2.0 \pm 1.5$	9.2
$D^- + D^+$	144.4/28.7	$1869.0 \pm 1.0 \pm 1.5$	9.0
PDG		1869.4 ± 0.4	

Tableau 5.2: Signaux et masses mesurés des D^- et D^+

La masse mesurée des mésons D chargés pris dans leur ensemble est en bon accord avec la masse de référence, contrairement à celle des mésons D^+ et D^- considérés séparément. Nous avons déjà signalé le décalage des masses observées d’une façon générale dans l’expérience. L’ensemble des mesures de masses effectuées par la collaboration sur les hadrons les plus abondamment produits, a permis d’affiner la correction empirique d’impulsion que nous avons utilisée. Au lieu du facteur 0.6 %, une correction de la forme $\vec{P} = \vec{P}_0(1.006 + 0.0001 \times charge \times P_0)$ permet un meilleur accord avec les masses de références ([CHU97]). Ce facteur qui change avec le signe de la charge de la particule, va dans le sens d’un rapprochement des valeurs mesurées vers les masses de référence. Pour tenir compte de cette incertitude nous avons ajouté une erreur systématique évaluée à $1.5 (MeV/c)^2$, en considérant l’intervalle de variation possible du facteur de correction. Nous avons procédé de même pour toutes les masses mesurées.

5.1.2 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Les critères de sélection utilisés pour obtenir les signaux de D^0 et $\overline{D}^0$ sont basés sur les mêmes principes que pour la recherche des D chargés. Nous avons seulement ajusté interactivement quelques paramètres et tenu compte de leur durée de vie plus courte, ainsi que de leur mode de désintégration à deux corps, pour fixer les paramètres qui en dépendent :

- les valeurs des critères de qualité des vertex primaire et secondaire ont été ajustés : $\chi^2_{prim} < 6$ et $\chi^2_{sec} < 4$.
- $SPS > 8 \sigma$: valeur plus petite que pour les D chargés en raison de la durée de vie plus faible des mésons charmés neutres (cf Tab.4.1).
- $IMP < 35 \mu m$: pour la même raison que précédemment.
- On utilise maintenant la coupure sur le paramètre $tt1$ au lieu de $tt2$. En effet les particules neutres recherchées se désintègrent en donnant deux particules qui ne doivent ni l’une ni l’autre pointer sur le vertex de production. Nous demandons alors : $tt1 > 20 \mu m$.
- On impose des conditions supplémentaires sur la résolution des vertex afin de diminuer le bruit de fond :

$(\sigma_{x,prim} \text{ et } \sigma_{x,sec}) < 600 \mu m$ et $(\sigma_{(y,z),prim} \text{ et } \sigma_{(y,z),sec}) < 10 \mu m$
où $\sigma_{a,b}$ est l'erreur calculée sur le vertex b dans la direction a .

- Le Kaon doit être identifié par le RICH de la même façon que pour l'obtention des signaux de D chargés soit :

$$(P_{kaon} > 25 GeV/c \text{ et } \mathcal{R}_{Kaon} > 3) \text{ ou } (P_{kaon} < 25 GeV/c \text{ et } \mathcal{R}_{Pion} < 0.1)$$

Ces critères sont résumés dans le tableau 5.3 où toutes les notations ont les mêmes significations que précédemment.

$\chi_{sec}^2 < 4$
$\chi_{prim}^2 < 6$
$SPS > 8\sigma$
$IMP < 35 \mu m$
$tt1 > 20 \mu m$
$P_{kaon} > 25 GeV/c \text{ et } \mathcal{R}_{kaon} > 3$
$P_{kaon} < 25 GeV/c \text{ et } \mathcal{R}_{pion,electron} < 0.1$
$\sigma_{x,prim} < 600 \mu m$
$\sigma_{y,prim} \text{ et } \sigma_{z,prim} < 10 \mu m$
$\sigma_{x,sec} < 600 \mu m$
$\sigma_{y,sec} \text{ et } \sigma_{z,sec} < 10 \mu m$

Tableau 5.3: Conditions appliquées pour la sélection des D^0 et $\overline{D}^0$

Les spectres de masse obtenus après l'application de ces critères sont présentés sur la figure 5.3 où sont indiqués, comme pour les D chargés, les masses et largeur, ainsi que les nombres d'événements du signal et du bruit.

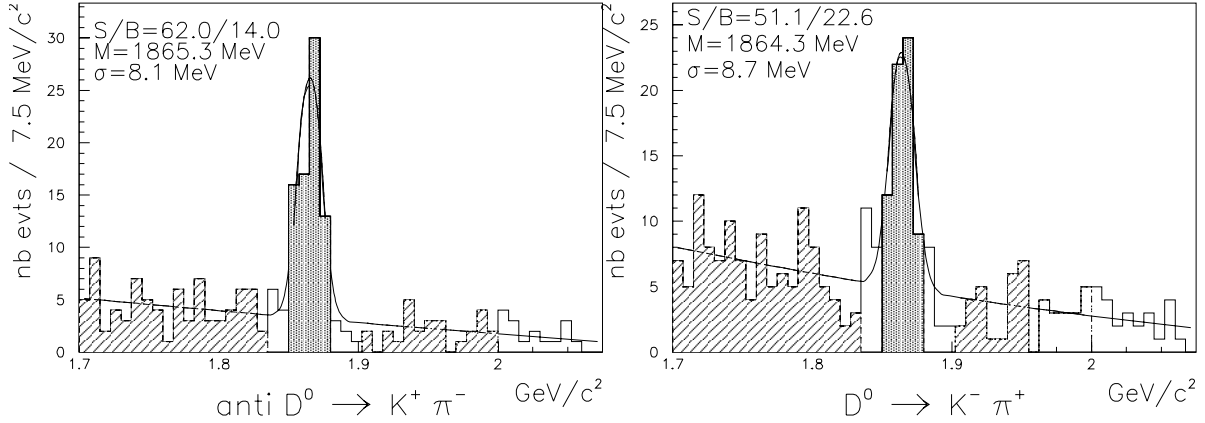


Figure 5.3: Spectres de masse invariante des $\overline{D}^0$ et D^0

Là encore les signaux qui contiennent un K^- présentent un bruit de fond plus important. Néanmoins les $\overline{D}^0$ et D^0 sont produits en quantités comparables.

Comme pour les D chargés, si nous sommes ces deux distributions, nous observons le spectre de masse des mésons charmés neutres, présenté dans la figure 5.4

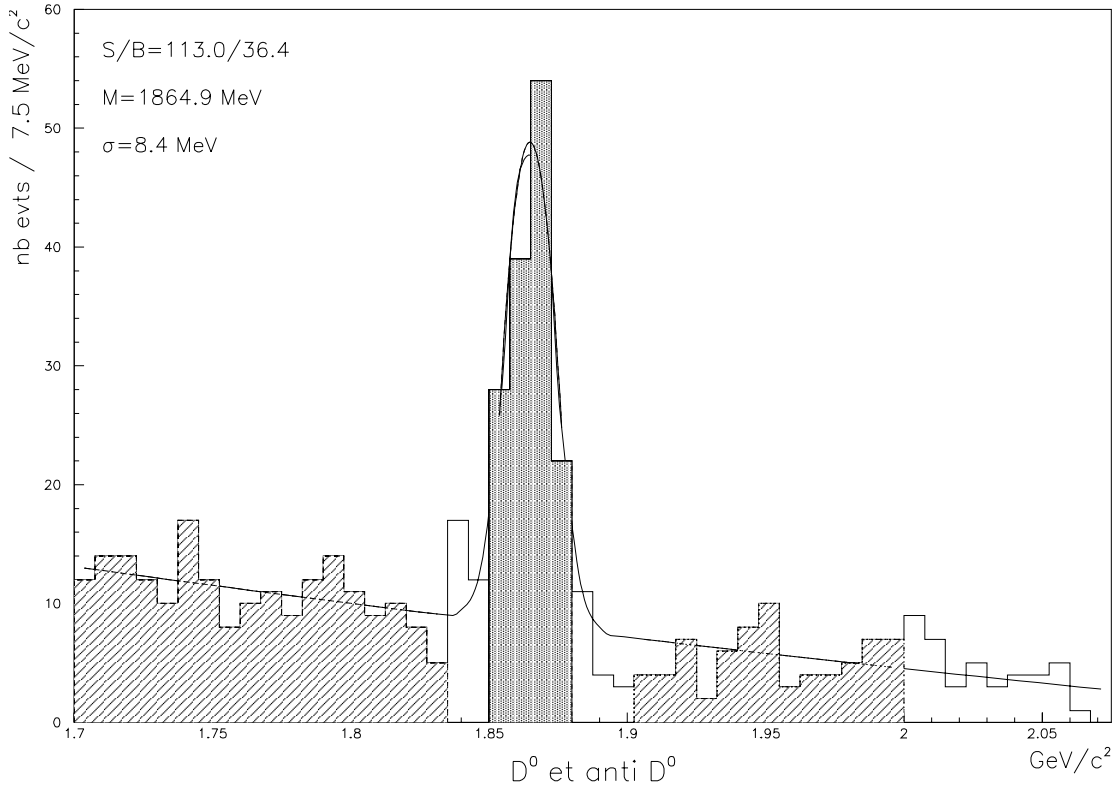


Figure 5.4: Spectre de masse invariante des mésons charmés neutres

Le tableau 5.4 présente les nombres de mésons neutres identifiés, les mesures de leur masse avec leur largeur (σ) ainsi que les masses de références correspondantes.

Particule	Signal/Bruit	Masse en MeV/c^2	σ (MeV/c^2)
$\overline{D}^0$	62.0/14.0	$1865.3 \pm 1.3 \pm 1.5$	8.1
D^0	51.1/22.6	$1864.3 \pm 1.9 \pm 1.5$	8.7
$\overline{D}^0 + D^0$	113.0/36.4	$1864.9 \pm 1.0 \pm 1.5$	8.4
PDG		1864.5 ± 0.5	

Tableau 5.4: Signaux et masses mesurées pour les D^0 et $\overline{D}^0$

5.1.3 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

Afin d'obtenir le signal de Λ_c^+ , des critères similaires à ceux utilisés pour les D ont été appliqués. En raison de la durée de vie plus faible du Λ_c^+ ($\tau_{\Lambda_c^+} = 0.206 \pm 0.012 \times 10^{-12}$ s), soit environ la moitié de celle du D^0 , nous demandons au vertex secondaire d'être mieux isolé. Nous introduisons pour cela un nouveau paramètre $xd2$ qui est la deuxième plus petite distance¹ au vertex secondaire d'une trace qui ne lui appartient pas.

Les conditions d'identifications par le RICH du proton et du kaon qui sont imposées par le filtre sont :

- $P_{kaon} > 25 \text{ GeV}/c$ et $\mathcal{R}_{kaon} > 1$
- $P_{proton} > 45 \text{ GeV}/c$ et $\mathcal{R}_{proton} > 1$

L'ensemble des conditions utilisées pour la sélection des Λ_c^+ sont présentées dans le tableau 5.5

$\chi_{sec}^2 < 9.5$
$\chi_{prim}^2 < 5$
$SPS > 8\sigma$
$IMP < 35 \mu$
$tt2 > 30 \mu$
$xd2 > 60 \mu$
$\sigma_{x,prim} < 600\mu$
$\sigma_{y,prim}$ et $\sigma_{z,prim} < 10\mu$
$\sigma_{x,sec} < 600\mu$
$\sigma_{y,sec}$ et $\sigma_{z,sec} < 10\mu$

Tableau 5.5: Conditions appliquées pour la sélection des Λ_c^+

La figure 5.5 présente le spectre de masse invariante des Λ_c^+ obtenu après l'application des critères précédents.

¹Distance entre la trace et le vertex secondaire dans le plan YZ

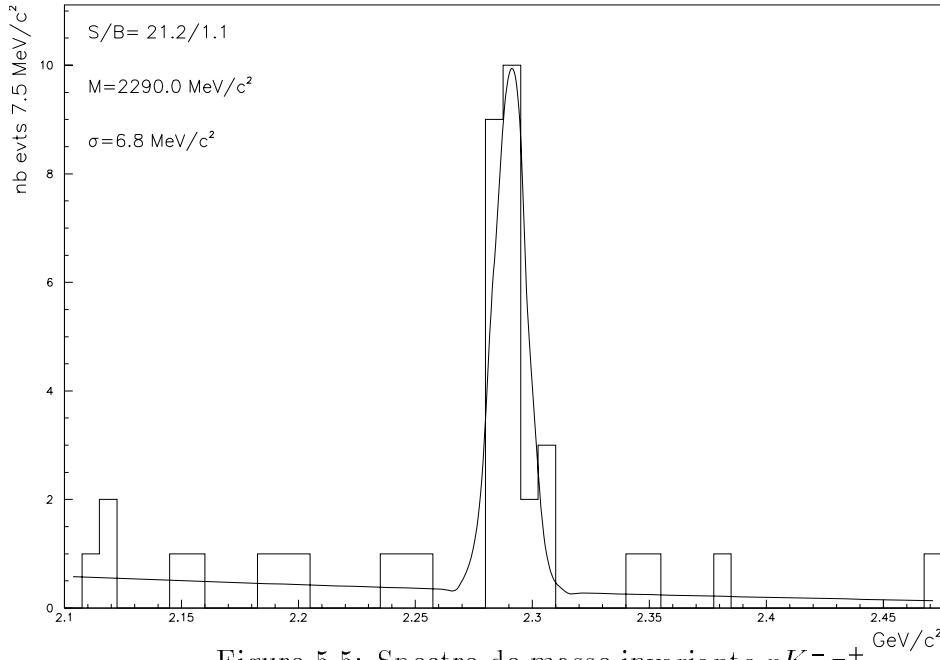


Figure 5.5: Spectre de masse invariante $pK^-\pi^+$

Nous avons identifié 21 Λ_c^+ sur un bruit de fond quasi inexistant. Nos tentatives d'augmenter l'intensité du signal en agissant sur les coupures ont été vaines, seul le bruit de fond augmente.

Des événements ainsi sélectionnés, nous avons déduit les valeurs suivantes :

Particule	Signal/Bruit	Masse en MeV/c^2	σ (MeV/c^2)
Λ_c^+	21.2/1.1	$2290.0 \pm 2.3 \pm 1.5$	6.8
PDG		2284.9 ± 0.6	

La figure 5.6 présente la visualisation d'un des événements du signal sur laquelle nous pouvons voir les différents vertex reconstruits par le programme de recherche topologique de vertex GENOA. Les numéros des traces qui composent ces vertex sont indiqués en bas à gauche de cette figure.

Cet événement a la particularité d'avoir un vertex reconstruit (V2) qui est formé exactement par les trois traces qui composent le vertex de désintégration d'un des Λ_c^+ trouvé par la méthode du candidat directeur utilisée. La similitude est encore plus complète car le vertex V1 trouvé par le programme GENOA est lui composé de la totalité des traces du vertex de production trouvé par la méthode du candidat directeur. Néanmoins, très souvent les vertex trouvés par la méthode que nous utilisons ne sont pas complètement reconstruits par le programme GENOA ; seulement 2 des 3 traces sont regroupées pour former un vertex, ou alors les traces qui correspondent à la désintégration du Λ_c^+ sont utilisées pour former le vertex primaire du programme GENOA.

Les signaux similaires obtenus par d'autres membres de la collaboration sont présentés dans l'appendice F.

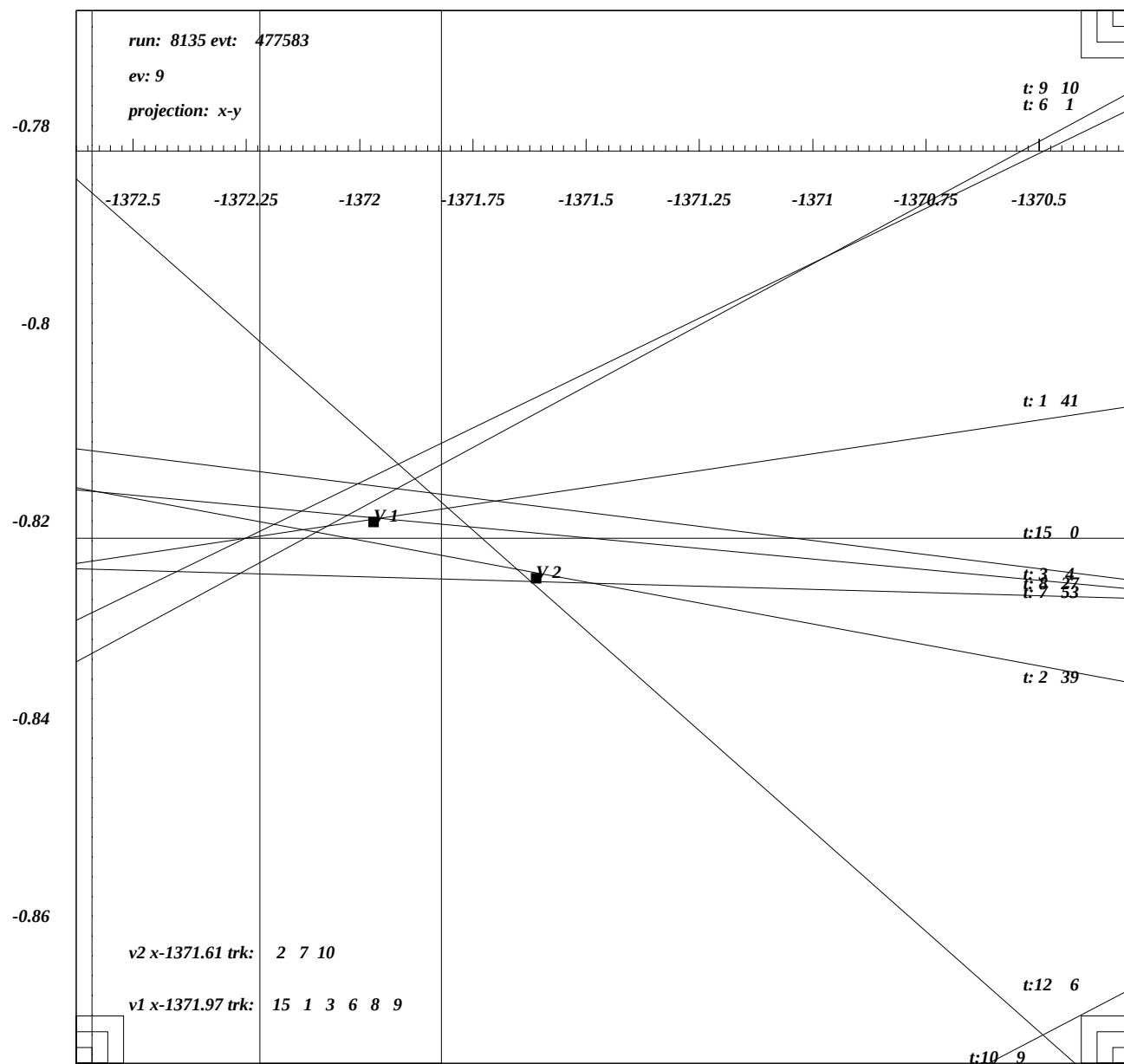


Figure 5.6: Visualisation d'un événement Λ_c^+

5.2 La mesure des durées de vie

Pour nous assurer de la nature des particules sélectionnées, nous avons mesuré leur durées de vie. Nous présenterons d'abord succinctement la méthode utilisée, puis les résultats de son application aux signaux présentés précédemment.

5.2.1 La méthode utilisée

Le temps de vie propre d'une particule t peut s'exprimer en fonction de grandeurs accessibles par l'expérience, à savoir la distance d qu'elle parcourt avant de se désintégrer, son impulsion p et sa masse m .

$$t = \frac{d}{\gamma v} = \frac{m \cdot d}{p} \quad (5.1)$$

La distribution de ces temps de vie suit une loi exponentielle,

$$f_{\tau}(t) = \frac{1}{\tau} \cdot e^{-t/\tau} \quad (5.2)$$

où τ est la vie moyenne de la particule, $f_{\tau}(t)$ représente la probabilité d'observer le temps de vie t pour la particule individuelle. Elle est normalisée pour obtenir une probabilité égale à 1 lorsque intégrée entre 0 et l'infini.

Méthode du maximum de vraisemblance

Pour déterminer la durée de vie des hadrons sélectionnés, nous utilisons la méthode du maximum de vraisemblance continue pour laquelle la fonction de vraisemblance $L(\tau)$ est définie comme le produit des densités de probabilité individuelles $f_{\tau}(t)$ des n hadrons :

$$L(\tau) = \prod_{i=1}^n f_{\tau}(t_i) \quad (5.3)$$

Maximiser $L(\tau)$ donne la meilleure estimation de la vie moyenne τ .

Influence de la résolution expérimentale

La distribution expérimentale des temps de vie propres ne suit pas une loi exponentielle parfaite. La cause en est la résolution limitée de notre appareillage. Pour en tenir compte, la distribution exponentielle est convoluée avec une fonction de résolution g_{res} , et la distribution (équ 5.2) devient :

$$f_{\tau, res}(t) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t-\theta}{\tau}} g_{res}(t-\theta) d\theta \quad (5.4)$$

Une fonction de résolution est déterminée pour chaque voie de désintégration étudiée, à partir d'événements standards (min. bias.) en dehors de la sélection, à laquelle on applique le même algorithme que pour la sélection, mais aucune coupure ne pouvant avoir un effet sur la durée de vie. La distribution de leur temps de vie est

donc centrée sur zéro. Elle est décrite par la somme de deux gaussiennes, qui sont utilisées ensuite pour la détermination de la durée de vie du signal.

Influence des critères de sélection

Les différentes coupures qui ont été appliquées lors de la sélection des événements, induisent une distorsion de la distribution des temps de vie. En particulier les coupures topologiques sur la séparation des vertex (SPS) et sur les différents paramètres d'impact entraînent une limite inférieure à la durée de vie mesurable t_{min} .

En effet, la limite inférieure appliquée à la séparation des vertex impose directement une limite inférieure au temps de vie qui dépend de l'impulsion.

A la condition $SPS > SPS_{cut}$ correspond un temps de vie minimum mesurable t_{min}^{SPS}

$$t_{min}^{SPS} = \frac{SPS_{cut} \cdot \sigma}{\gamma\beta c} \quad (5.5)$$

où SPS_{cut} est la valeur de la coupure (en unité σ).

A la condition $tt2 > tt2_{cut}$ correspond de même façon le temps de vie minimum mesurable t_{min}^{tt2}

$$t_{min}^{tt2} = \frac{tt2_{mes}}{tt2_{cut}} \frac{d}{\gamma\beta c} \quad (5.6)$$

où $tt2_{mes}$ est la valeur de $tt2$ mesurée et $tt2_{cut}$ la valeur de la coupure.

Le temps de vie minimum mesurable pour l'ensemble des 2 coupures est donc :

$$t_{min} = \max(t_{min}^{SPS}, t_{min}^{tt2}) \quad (5.7)$$

Dans la méthode du maximum de vraisemblance continue, la correction est faite en renormalisant la fonction de distribution suivant :

$$f_{\tau, res}(t) = \frac{\frac{1}{\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} g_{res}(t, \theta) d\theta}{\int_{t_{min}}^\infty dT \frac{1}{\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{T}{\tau}} g_{res}(T, \theta) d\theta} \quad (5.8)$$

L'utilisation du temps de vie réduit t_{red} définie par $t_{red} = t - t_{min}$, permet de restaurer pratiquement la distribution exponentielle des temps de vie des particules observées, et de vérifier par la même que t_{min} est correct.

Influence du bruit contenu dans le signal

Le signal du spectre de masse invariante contient toujours, outre les particules charmées sélectionnées, une fraction de bruit de fond dû à des événements sans charme mais de topologie comparable.

Nous utilisons des événements de la distribution de masse invariante qui sont en dehors du signal (bandes latérales visibles sur les spectres de masse) pour déterminer la durée de vie de ce bruit. La distribution des temps de vie propres de ce type d'événement est symétrique autour de zéro et peut être décrite par une fonction de résolution analogue à celle introduite plus haut.

A ce bruit de fond topologique peut s'ajouter un bruit de fond combinatoire, dû à des événements avec charme, mais dont toutes les particules filles n'ont pas été correctement identifiées. Il est alors pris en compte, en ajoutant une contribution exponentielle aux 2 gaussiennes.

La routine **taufit**

La méthode que nous venons de décrire a été utilisée pour développer le programme **taufit** ([SCH96]) qui calcule le maximum de vraisemblance (équ 5.3), et donc la durée de vie moyenne. C'est ce programme que nous avons utilisé pour déterminer la durée de vie des hadrons charmés que nous avons sélectionnés. Il a également été utilisé pour la mesure de la durée de vie des particules Ω_c ([ADA95]) et Ξ_c ([MAS96]).

Signal et bruit de fond sont pondérés à l'aide de la distribution de masse invariante lissée avec une gaussienne pour la partie signal et avec un polynôme pour la partie bruit de fond. La fonction de distribution totale du temps de vie peut s'exprimer finalement sous la forme :

$$f_{\tau,B, res}(t) = \eta f_{\eta}^S(m) f_{\tau, res}^S(t) + (1 - \eta) f_{\eta}^B(m) f_{B, res}^B(t) \quad (5.9)$$

avec $\eta = \frac{S}{S+B}$, S étant le nombre d'événements avec charme contenu dans le signal et B le nombre d'événements de bruit de fond dans la même fenêtre de masse; $f_{\eta}^S(m)$ est la distribution gaussienne du signal, $f_{\eta}^B(m)$ est la distribution polynomiale du bruit de fond ; $f_{\tau, res}^S(t)$ et $f_{B, res}^B(t)$ sont les distributions des temps de vie propres du signal et du bruit de fond (équ 5.8)

5.2.2 Application aux cas des mésons D^+ et D^-

Nous avons utilisé les événements des distributions de masse invariante présentés sur la figure 5.2 pour déterminer la durée de vie moyenne des mésons D chargés sélectionnés. Le signal contient les événements dont la masse est à $\pm 2\sigma$ ($19 MeV/c^2$) de la valeur moyenne, partie grisée sur la figure. Les événements de bruit sont pris dans les bandes latérales (hachurées) $(1.7-1.835) GeV/c^2$ et $(1.9-2.0) GeV/c^2$. Nous montrons dans ce qui suit les résultats de 2 étapes importantes de la détermination de la durée de vie moyenne, et présentons notre évaluation des erreurs systématiques qui l'accompagne.

Temps de vie propre et temps de vie réduit

La figure 5.7 présente les distributions des temps de vie propres des signaux mesurés et les temps de vie réduits, obtenus après correction de la limite inférieure t_{min} imposée par les coupures. L'allure exponentielle de la distribution des temps de vie réduits montre que l'évaluation de t_{min} est correcte.

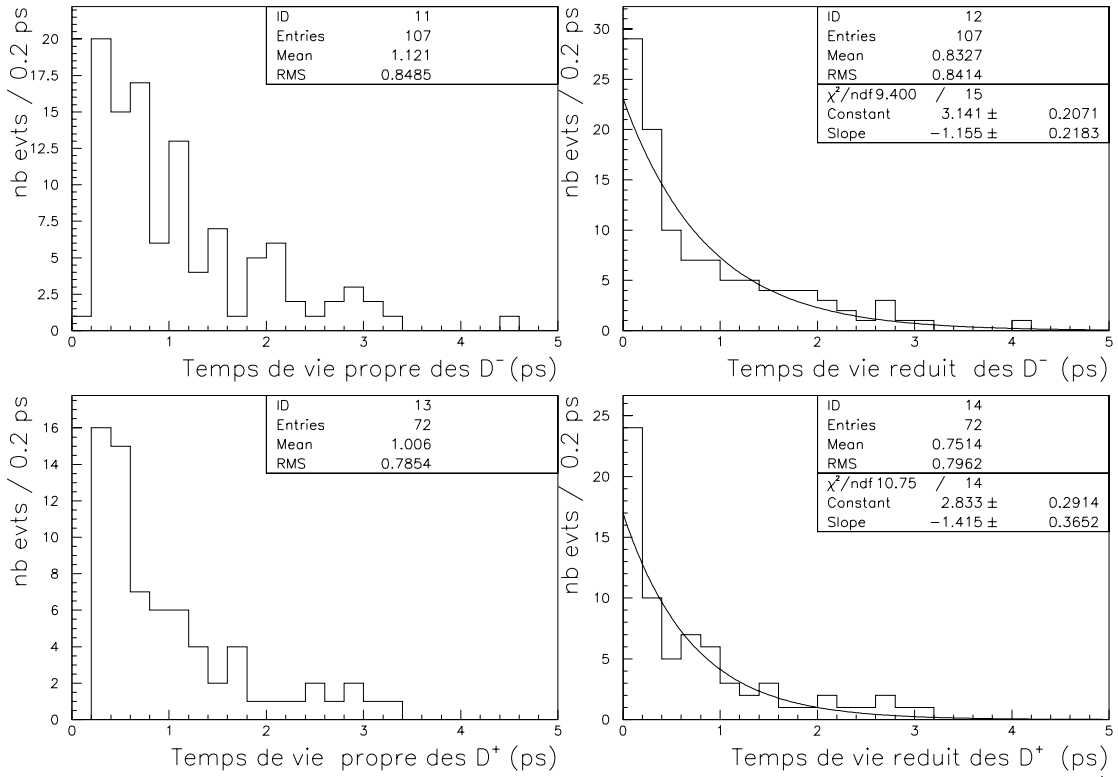


Figure 5.7: Temps de vie propre et temps de vie réduit des événements D^- et D^+

Fonction de résolution pour les voies de désintégration à trois particules

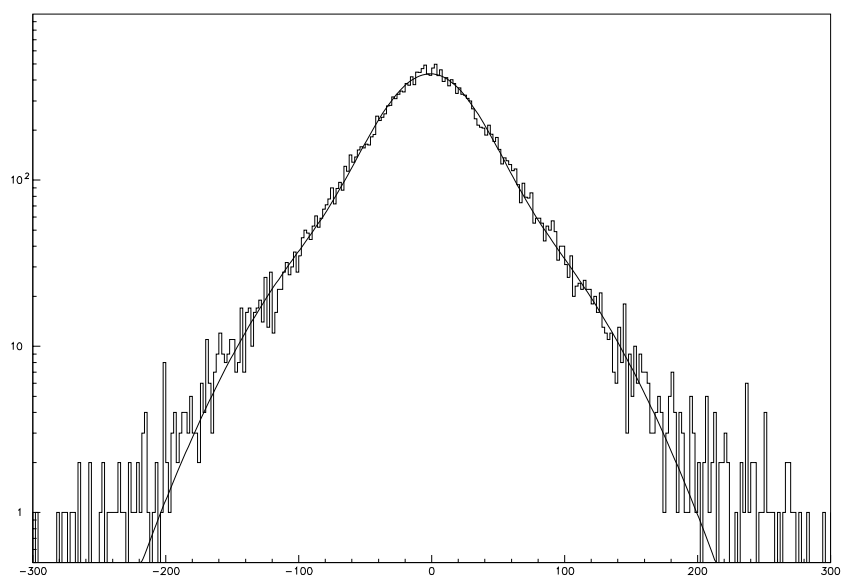
La figure 5.8 présente la distribution des temps de vie propre d'événements standards (min.bias.) analysés avec le programme de sélection des D^- duquel on a éliminé les coupures qui agissent sur le temps de vie. La distribution obtenue pour la sélection des D^+ est tout à fait similaire et n'est pas montrée.

Cette distribution a été lissée à l'aide de deux gaussiennes dont les paramètres sont données dans le tableau 5.6.

	temps moyen (fsec)	largeur (fsec)	poids relatif
première gaussienne D^-	-1.1 ± 0.3	32.4 ± 0.6	0.806
deuxième gaussienne D^-	-3.7 ± 0.9	71.7 ± 1.6	0.194
première gaussienne D^+	-1.1 ± 0.3	31.1 ± 0.5	0.833
deuxième gaussienne D^+	-4.8 ± 0.9	72.83 ± 1.4	0.166

Tableau 5.6: Paramètres de la résolution en temps pour les D^- et D^+

A une composante principale de 32 fsec s'ajoute une 2^{ème} composante de 72 fsec, donnant une largeur moyenne d'environ 40 fsec pour les D^- . La largeur moyenne obtenue pour les D^+ est du même ordre, ainsi que l'on peut s'y attendre, étant donné la topologie identique des voies de désintégration étudiées. Cette bonne résolution



$\tau_{signal} = 1.024_{-0.085}^{+0.096}(stat) \times 10^{-12}s$ $\tau_{bdf} = 0.283_{-0.018}^{+0.019}(stat) \times 10^{-12}s$
$D^{\pm}$

Tableau 5.8: Durée de vie mesurée des mésons D chargés

- la 2ème plus petite distance du vertex primaire à une trace du vertex de désintégration (tt_2).

Pour étudier les erreurs systématiques ainsi induites nous avons fait varier ces paramètres et mesuré la durée de vie pour chaque valeur. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 5.9 et 5.10. Elles montrent la variation de la durée de vie du signal ainsi que celle du bruit en fonction respectivement des paramètres SPS et tt_2 pour chacun des mésons chargés. La durée de vie de référence (PDG) est indiquée pour comparaison.

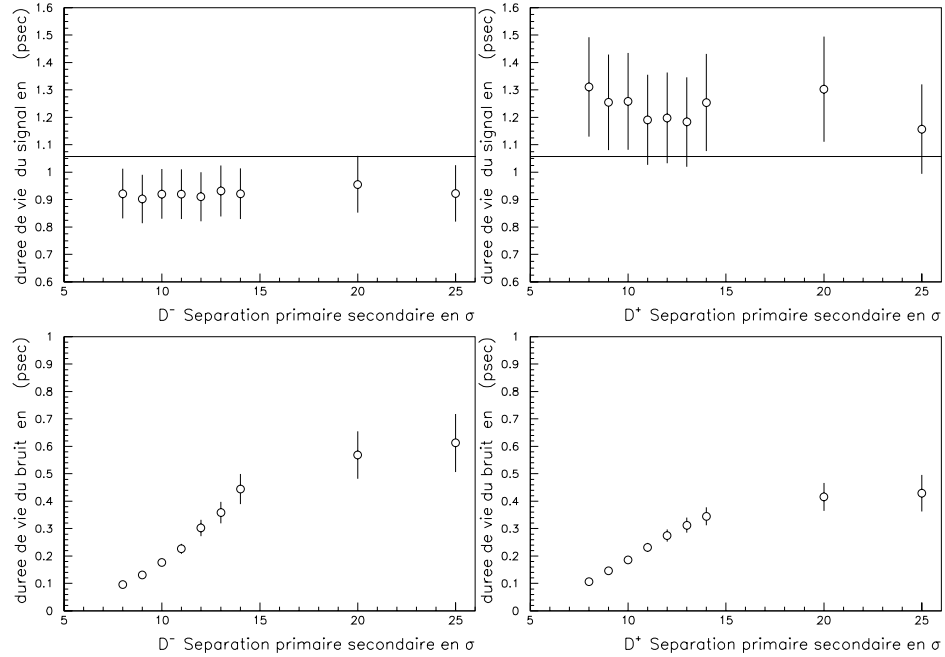


Figure 5.9: Variation des durées de vie des D^- et D^+ et du bruit correspondant en fonction de la coupure SPS.

Nous n'observons pas de variation systématique de la durée de vie avec les coupures SPS ou tt_2 et nous estimerons l'erreur à partir de la variation maximum des durées de vie mesurées.

Figure 5.10: Variation des durée de vie des D^-

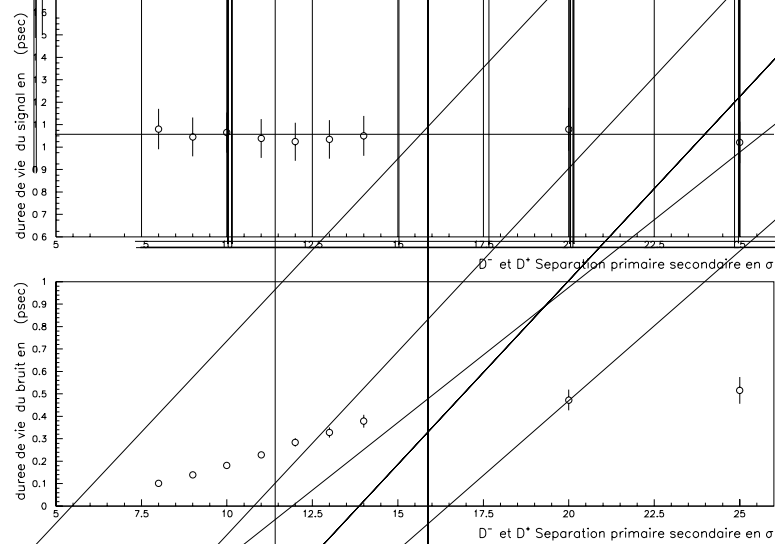


Figure 5.11: Variation de la durée de vie des $D^\pm$ et du bruit correspondant en fonction de la coupure SPS.

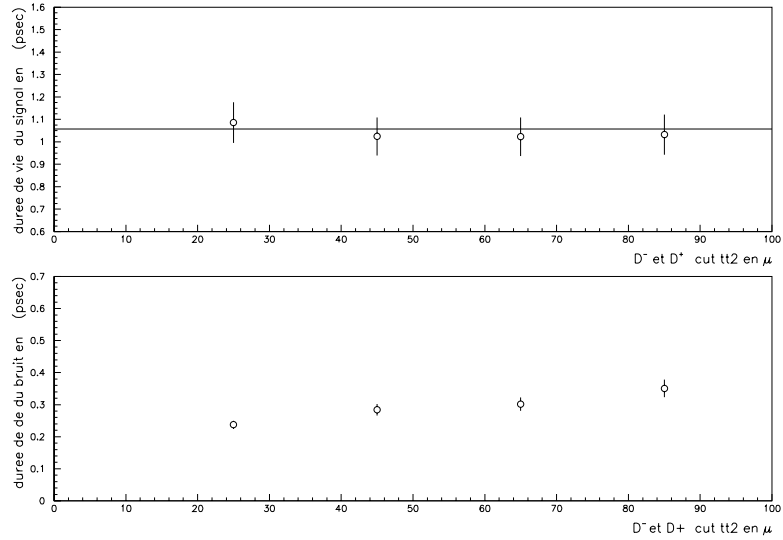


Figure 5.12: Variation de la durée de vie des $D^\pm$ et du bruit correspondant en fonction de la coupure tt_2 .

Nous avons ainsi évalué les erreurs systématiques introduites par les coupures SPS et tt_2 .

L'erreur systématique totale est évaluée comme la somme quadratique de ces deux erreurs. L'ensemble de ces résultats est présenté dans le tableau 5.9.

	D^-	D^+	$D^\pm$
SPS	0.054 ps	0.120 ps	0.057 ps
tt_2	0.027 ps	0.107 ps	0.062 ps

Tableau 5.9: Erreurs systématiques sur la durées de vie mesurée des D^+ et D^- , dues aux coupures SPS et tt_2

Les spectres de masse invariante, correspondant aux différentes coupures utilisées pour estimer les erreurs systématiques, se trouvent à l'annexe E.

Les signaux de D^- et D^+ obtenus ont une durée de vie compatible avec celle donnée par le PDG, la différence trouvée entre les D^- et D^+ étant compatible à l'erreur statistique près.

L'ensemble des résultats, concernant la mesure de la durée de vie des mésons D chargés, est présenté dans le tableau 5.10.

5.2.3 Mesure de la durée de vie des mésons D neutres

Nous a

particules	durée de vie ($10^{-12}s$)	dure de vie du bruit ($10^{-12}s$)
D^-	$0.910^{+0.103}_{-0.089}$ (stat) ± 0.060 (syst)	$0.302^{+0.034}_{-0.030}$
D^+	$1.1980^{+0.205}_{-0.166}$ (stat) ± 0.160 (syst)	$0.274^{+0.024}_{-0.022}$
$D^\pm$	$1.024^{+0.085}_{-0.096}$ (stat) ± 0.084 (syst)	$0.283^{+0.019}_{-0.018}$
$D^\pm$	valeur du PDG 1.057 ± 0.015	

Tableau 5.10: Durée de vie mesurée des mésons D chargé

Temps de vie propre et réduit

Comme pour les D chargés nous présentons l'effet du passage au temps de vie réduit sur la figure 5.13

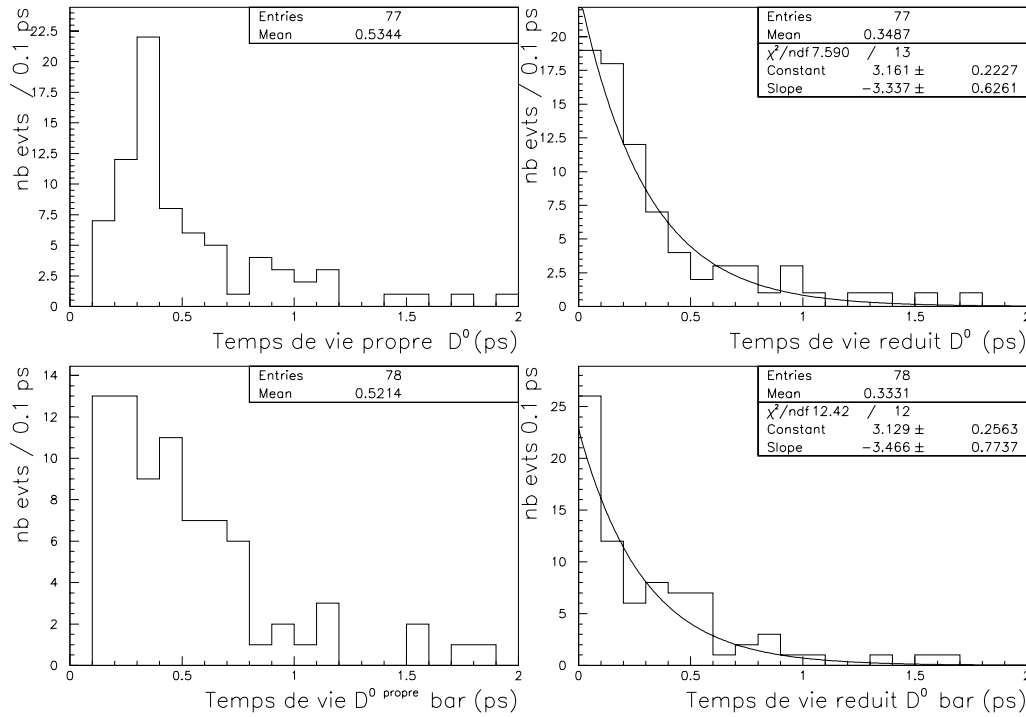


Figure 5.13: Temps de vie propre et réduit des événements D^0 et $\overline{D}^0$

Mesure de la résolution

Pour les mésons D neutres il est nécessaire de déterminer la résolution en temps expérimentale, pour le mode de désintégration en 2 particules. Les paramètres de la fonction de résolution sont donnés dans le tableau 5.11.

	temps moyen (fsec)	largeur (fsec)	poids relatif
première gaussienne $\overline{D^0}$	-1.2 ± 0.6	29.1 ± 1.0	0.94
deuxième gaussienne $\overline{D^0}$	-2.4 ± 1.3	62.35 ± 2.1	0.06
première gaussienne D^0	0.12 ± 0.5	29.2 ± 1.1	0.78
deuxième gaussienne D^0	-3.2 ± 1.2	61.2 ± 2.8	0.21

Tableau 5.11: Paramètres de la résolution en temps pour des D^0 et $\overline{D^0}$

A partir de ces valeur on déduit une résolution moyenne en temps de 35 fsec qui est très comparable à celle obtenue pour les $D^\pm$.

La durée de vie mesurée

Pour cette mesure, comme précédemment sont considérés les événements du signal dont la masse est à moins de 2σ ($17\text{ MeV}/c^2$) de la masse mesurée (voir Tab 5.4). Les événements utilisés pour définir le bruit sont ceux des zones latérales de masse ($1.7\text{-}1.8\text{ GeV}/c^2$ et $1.9\text{-}2.0\text{ GeV}/c^2$).

L'étude des erreurs systématiques conduit aux résultats présentés dans le tableau 5.12

	D^0	$\overline{D^0}$	D^0 et $\overline{D^0}$
SPS	0.067 ps	0.065 ps	0.050 ps
tt_1	0.078 ps	0.042 ps	0.039 ps

Tableau 5.12: Erreurs systématiques sur la durée de vie mesurée des mésons D^0 et $\overline{D^0}$ entraînées par les coupures SPS et tt_1

On calcule là encore l'erreur systématique totale comme la somme quadratique des deux erreurs.

L'ensemble des résultats obtenus pour la mesure des durées de vie des mésons D neutres est présenté dans le tableau 5.13

particules	durée de vie (psec)	durée de vie du bruit (psec)
D^0	$0.398^{+0.057}_{-0.048}$ (stat) ± 0.084 (syst)	$0.210^{+0.014}_{-0.015}$
$\overline{D^0}$	$0.429^{+0.072}_{-0.059}$ (stat) ± 0.074 (syst)	$0.211^{+0.014}_{-0.015}$
D^0 et $\overline{D^0}$	$0.409^{+0.038}_{-0.043}$ (stat) ± 0.064 (syst)	$0.200^{+0.011}_{-0.010}$
D^0 et $\overline{D^0}$	valeur du PDG 0.415 ± 0.004	

Tableau 5.13: Durée de vie mesurée des mésons D neutres

5.2.4 Mesure de la durée de vie des Λ_c^+ sélectionnés

Là encore nous présentons le même travail que précédemment pour les Λ_c^+ . La zone du signal est toujours de $\pm 2\sigma$ autour de la masse mesurée ($2.289 (GeV/c)^2$) et le bruit dans les zones (2.1-2.25) et (2.35-2.5) $(GeV/c)^2$

Temps de vie propre et réduit

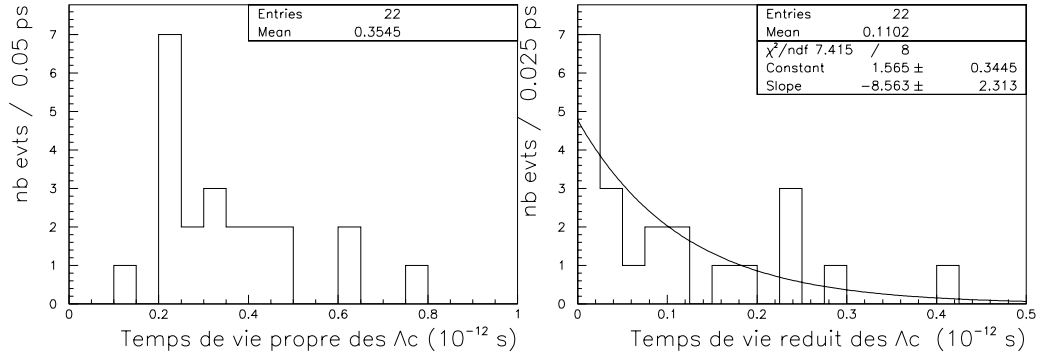


Figure 5.14: Temps de vie propre et réduit des événements Λ_c^+

Résolution

Il est nécessaire d'effectuer à nouveau une mesure de la résolution en temps pour les Λ_c^+ car, bien que se désintégrant en trois particules comme les D chargés, les conditions sur l'impulsion du proton et du kaon imposées par le filtre pK^- peuvent l'avoir modifiée.

Nous avons obtenu pour les gaussiennes de lissage les paramètres présentés dans le tableau 5.14.

	temps moyen (fsec)	largeur (fsec)	poids relatif
première gaussienne Λ_c^+	-1.3 ± 0.9	33.7 ± 4.2	0.84
deuxième gaussienne Λ_c^+	1.4 ± 3.5	87.4 ± 19.0	0.16

Tableau 5.14: Paramètres des gaussiennes de lissage de la fonction de résolution pour les Λ_c^+

La résolution moyenne en temps est ici de 42 fsec.

Temps de vie mesuré

Nous avons évalué les erreurs systématiques introduites par les coupures :

la coupure $tt2$ introduit une erreur systématique de $0.03 \cdot 10^{-12}s$, la coupure SPS une erreur systématique de $0.05 \cdot 10^{-12}s$.

L'erreur systématique totale est alors de $0.058 \cdot 10^{-12}s$.

Le tableau 5.15 présente les durées de vie du signal et du bruit mesurées.

particule	durée de vie ($10^{-12}s$)	durée de vie du bruit ($10^{-12}s$)
Λ_c^+	$0.166^{+0.052}_{-0.037} (stat) \pm 0.058 (syst)$	$0.074^{+0.007}_{-0.08}$
Λ_c^+	valeur PDG : 0.206 ± 0.012	

Tableau 5.15: Durée de vie mesurée du baryon Λ_c^+

5.3 Synthèse de ces résultats

Le tableau 5.16 présente le nombre et les masses des différentes particules identifiées, et le tableau 5.17 présente les durées de vie correspondantes.

Les masses ainsi que les durées de vie mesurées des différents signaux, sont en bon accord avec les valeurs de référence obtenues à partir des mesures d'un grand nombre d'expériences.

Particule	rapport S/B	masse (MeV/c^2)	σ (MeV/c^2)	masse du PDG (MeV/c^2)
$D^+ + D^-$	144 / 29	$1869.0 \pm 1.0 \pm 1.5$	9.5	1869.3 ± 0.5
$D^0 + \bar{D}^0$	113/36	$1865.0 \pm 1.0 \pm 1.5$	8.4	1864.9 ± 0.5
Λ_c^+	21/1	$2289.0 \pm 1.4 \pm 1.5$	5.3	2284.9 ± 0.6

Tableau 5.16: Masse des hadrons charmés identifiés

Particule	Durée de vie mesurée ($10^{-12}s$)	durée de vie du PDG ($10^{-12}s$)
D^+ et D^-	$1.024^{+0.085}_{-0.096} (stat) \pm 0.084 (syst)$	1.057 ± 0.015
D^0 et $\bar{D}^0$	$0.409^{+0.38}_{-0.43} (stat) \pm 0.028 (syst)$	0.415 ± 0.004
Λ_c^+	$0.166^{+0.052}_{-0.037} (stat) \pm 0.058 (syst)$	0.206 ± 0.012

Tableau 5.17: Durée de vie des hadrons charmés identifiés

Les coupures utilisées montrent une grande stabilité de ces signaux et l'examen visuel des événements ne montre aucune anomalie. Ceci est principalement dû aux critères utilisés qui exigent une topologie de l'événement correcte.

Une statistique de 144 D chargés et 21 Λ_c^+ peut paraître faible en comparaison de celle obtenue par d'autres expériences d'hadroproduction, E791[AIT96] ou WA92[ADA96]. Ces expériences utilisent des faisceaux de pions, et nous avons utilisé un faisceau de Σ^- . Nous allons nous intéresser dans le chapitre suivant à la production des $D^\pm$ et Λ_c^+ dans nos conditions expérimentales et en particulier, évaluer la section efficace de production inclusive de ces hadrons.

Chapitre 6

Etude de la production des hadrons charmés

L'idée de départ de notre expérience était d'utiliser la production favorisée vers l'avant (à grand x_F) de particules possédant au moins un quark de valence en commun avec les hadrons du faisceau pour produire des baryons charmés et étranges avec un faisceau de Σ^- (dds).

La difficulté à mettre en évidence de tels signaux par la collaboration, notre recherche non aboutie de Ξ_C^+ (usc) nous a conduit à l'étude de la production des D^+ ($c\bar{d}$), D^- ($\bar{c}d$) et du Λ_c^+ (udc) respectivement mésons et baryon charmés les plus abondamment produits dans les expériences d'hadroproduction avec un faisceau de protons (uud) ou de pions ($\bar{u}d$). Des résultats récents d'expériences et de calculs de QCD offrent un bon élément de comparaison pour cette étude.

Nous poursuivons ainsi l'étude entreprise par François Charignon ([CHA94]) et Emmanuel Vesin ([VES95]) qui nous ont précédé, avec de nouveaux outils et de nouvelles données.

Dans ce chapitre nous présenterons successivement pour les mésons D chargés et le Λ_c^+ , les mesures de sections efficaces différentielles et les mesures de sections efficaces totales (plus appropriées pour la comparaison avec les calculs de QCD), puis notre évaluation de l'effet 'guide' en terme d'asymétrie de production de mésons 'guidés' et 'non guidés'. A chaque étape nous comparerons nos résultats à ceux qui sont disponibles tant sur le plan expérimental que théorique.

6.1 Sections efficaces différentielles

Les distributions en impulsion longitudinale et transverse sont décrites par des fonctions communément admises par les expérimentateurs pour comparer leurs résultats.

Pour l'impulsion transverse :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto e^{-bp_T^2} \quad (6.1)$$

A la place de l'impulsion longitudinale, on utilise la variable x_F rapport d'impulsion :

$$x_F = \frac{p \text{ parallèle au faisceau incident}}{p \text{ maximum cinématiquement permis}} \quad (6.2)$$

et

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^n \quad (6.3)$$

Les paramètres n et b dépendent respectivement du domaine de x_F et p_T considéré.

6.1.1 Distribution en p_T^2 des événements des signaux de mésons $D^\pm$

Deux études antérieures sur des données simulées ont montré que l'efficacité et l'acceptance de notre dispositif expérimental ne dépendent pas de p_T ([BR094] ou [CHA95]). Nous avons donc utilisé les distributions en impulsion transverse des événements des signaux sans correction.

Les distributions en p_T^2 des événements qui sont dans une fenêtre de masse de $\pm 2\sigma$ autour des masses mesurées des D^+ et D^- sont présentées dans la figure 6.1.

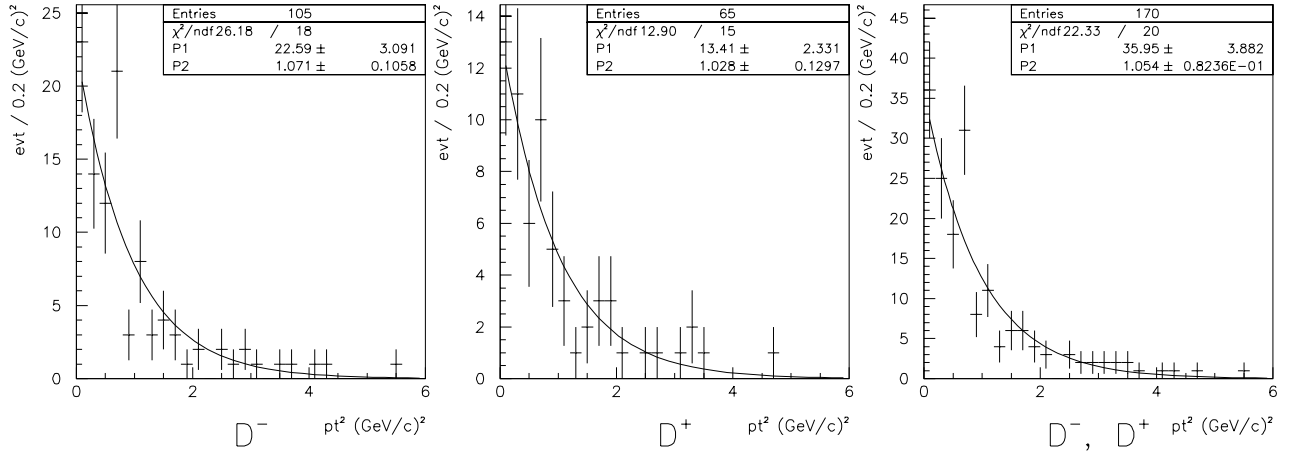


Figure 6.1: Distribution en p_T^2 des D chargés : distributions individuelles pour les D^- et D^+ et distribution de l'ensemble des D chargés.

Chacune de ces distributions est lissée avec l'exponentielle $e^{-bp_T^2}$ et les valeurs du paramètre b qui en résultent sont respectivement :

Les erreurs indiquées sont uniquement statistiques.

Les valeurs de b mesurées par les expériences d'hadroproduction avec des faisceaux de p ou π^- sont de l'ordre de l'unité à faible p_T^2 ($< 4 (GeV/c)^2$), mais tendent à décroître vers 0.8 lorsque le domaine d'impulsion lissé s'étend jusqu'à $10 (GeV/c)^2$. Ce paramètre peut être déterminé également à partir de QCD dont les résultats sont, dans ce but, lissés avec la fonction 6.1 ([FRI94]).

Sa valeur dépend alors des valeurs choisies pour l'échelle de renormalisation μ_r , les densités de parton, la masse du quark c et de l'énergie du faisceau, mais il est surtout sensible à la borne supérieure de l'impulsion transverse p_T^2 utilisée pour le lissage. Les figures 6.2.a et 6.2.b, extraites de la référence citée, comparent les valeurs de b calculées (PQCD-NTLO)¹ et mesurées pour l'ensemble des mésons D neutres et chargés, dans les interactions $(\pi-n)$ et $(p-N)$ pour $p_T^2 < 3(GeV/c)^2$, ainsi que pour différentes valeurs de m_c .

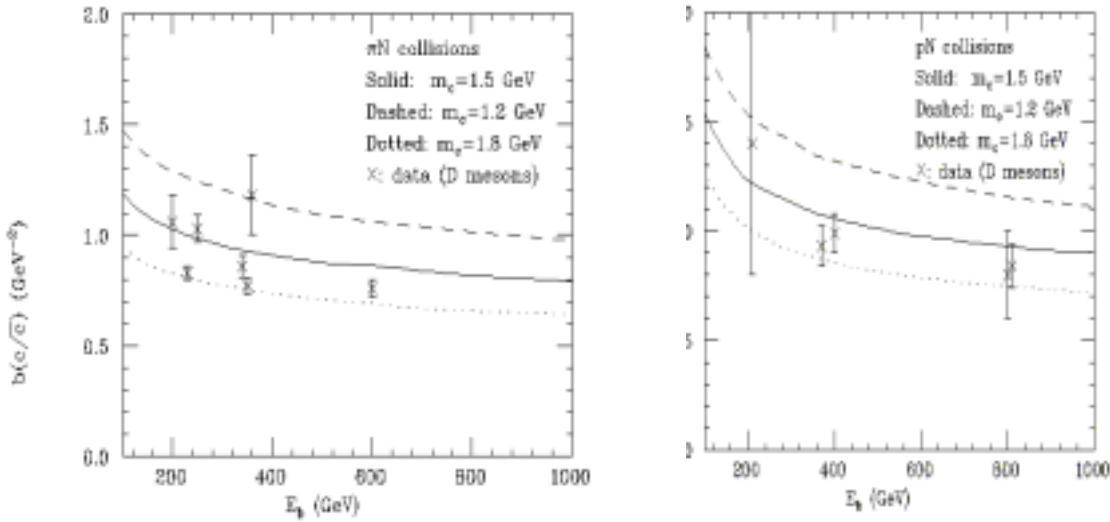


Figure 6.2: Variation du paramètre b avec l'énergie du faisceau (pion et proton)

Notre faible statistique nous permet un lissage jusqu'à $p_T^2 < 6 (GeV/c)^2$ et la valeur $1.05 \pm 0.08 (GeV/c)^{-2}$ que nous obtenons est en accord à la fois avec les valeurs expérimentales et avec les prédictions de QCD. La même remarque peut s'appliquer à la distribution en impulsion transverse des Λ_c^+ identifiés qui est présentée dans le paragraphe suivant.

¹Perturbative QCD Next To Leading Order

6.1.2 Distribution en p_T^2 des événements des signaux Λ_c^+

La distribution en p_T^2 des événements Λ_c^+ dont la masse est à $\pm 2\sigma$ de la masse moyenne mesurée est présentée dans la figure 6.3. Comme pour les $D^\pm$ nous n'avons pas fait de correction d'efficacité.

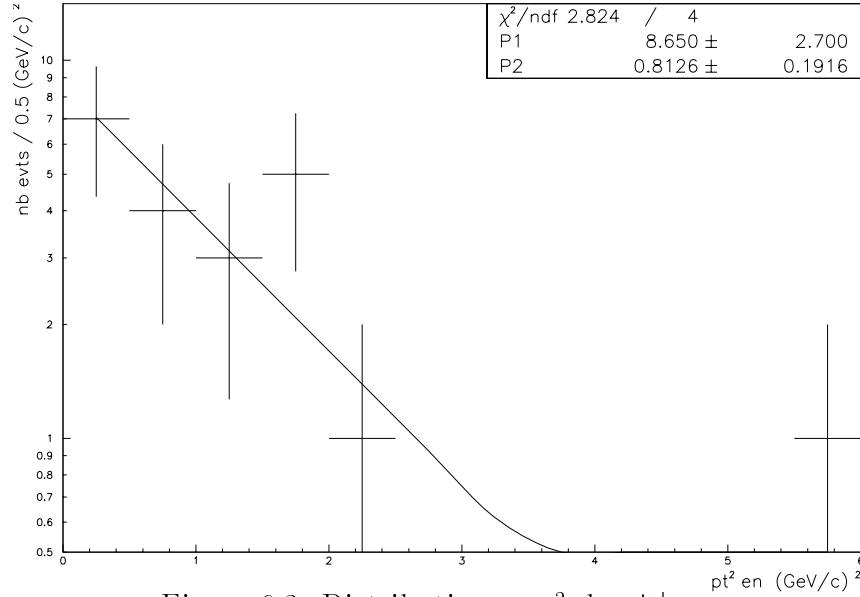


Figure 6.3: Distribution en p_T^2 des Λ_c^+

Le résultat de l'ajustement de la distribution en p_T^2 à la fonction habituelle nous donne :

Λ_c^+	$p_T^2 \in [0, 6](GeV/c)^2$	$b = 0.81 \pm 0.19 (GeV/c)^{-2}$
---------------	-----------------------------	----------------------------------

Tableau 6.2: Valeur de b mesurées pour les baryons Λ_c^+

Une seule expérience (NA32) à notre connaissance a étudié les sections efficaces de la production hadronique de Λ_c ([BAR90]) et a indiqué une valeur

$$b = 0.84 \pm 0.09 (GeV/c)^{-2}$$

à partir de 147 événements obtenus dans l'interaction (π^-, N) à 230 GeV/c .

6.1.3 Etude de la distribution en x_F des $D^\pm$

Les distributions² en x_F des mêmes événements du signal que précédemment sont présentées dans la figure 6.4.

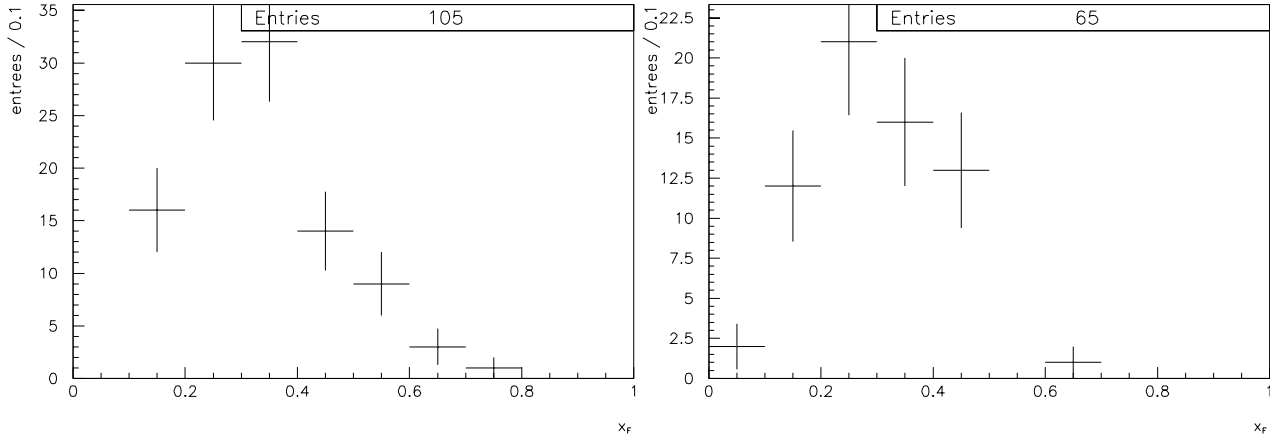


Figure 6.4: Distribution en x_F des D^- à gauche et D^+ à droite

Notre dispositif expérimental ayant une faible acceptance pour les petites valeurs de x_F , nous avons fait une étude systématique en fonction de x_F de l'efficacité avec laquelle nous avons identifié les mésons $D^\pm$ ainsi que les baryons Λ_c^+ . Il s'agit ici de l'efficacité d'ensemble, détecteurs, reconstruction et sélection des événements.

Nombre de D^- et D^+ par intervalle de 0.1 x_F

Dans les distributions de la figure 6.4, la contamination du signal par le bruit de fond n'a pas été soustraite.

Pour déterminer le nombre d'événements réellement reconstruits (sans événement de bruit), nous avons réalisé les spectres de masse invariante pour chaque intervalle de x_F (figures 6.5 et 6.6).

Chaque spectre est ensuite lissé par une gaussienne pour la partie signal et par un polynôme pour la partie bruit. Le nombre de mésons reconstruits est l'intégrale de la gaussienne dans la zone $\pm 2\sigma$ autour de la masse moyenne mesurée.

Les nombres d'événements de signal et de bruit obtenus pour chaque intervalle de x_F sont indiqués sur les spectres de masse.

²La valeur de x_F est calculée en prenant pour le faisceau une impulsion de 330 GeV/c , sa direction sera donnée par la reconstruction de sa trace dans les micropistes 'faisceau'. Si celle-ci n'a pas été possible nous lui donnons sa direction moyenne.

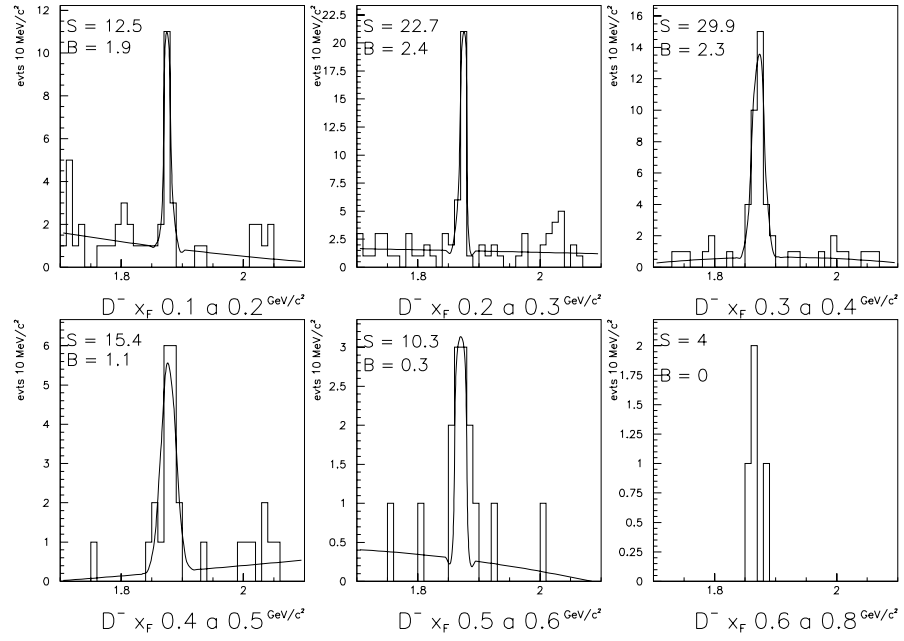


Figure 6.5: Spectres de masse invariante des D^- pour différents intervalles de x_F . Chaque spectre est lissé avec une gaussienne pour le signal et avec un polynôme pour le bruit

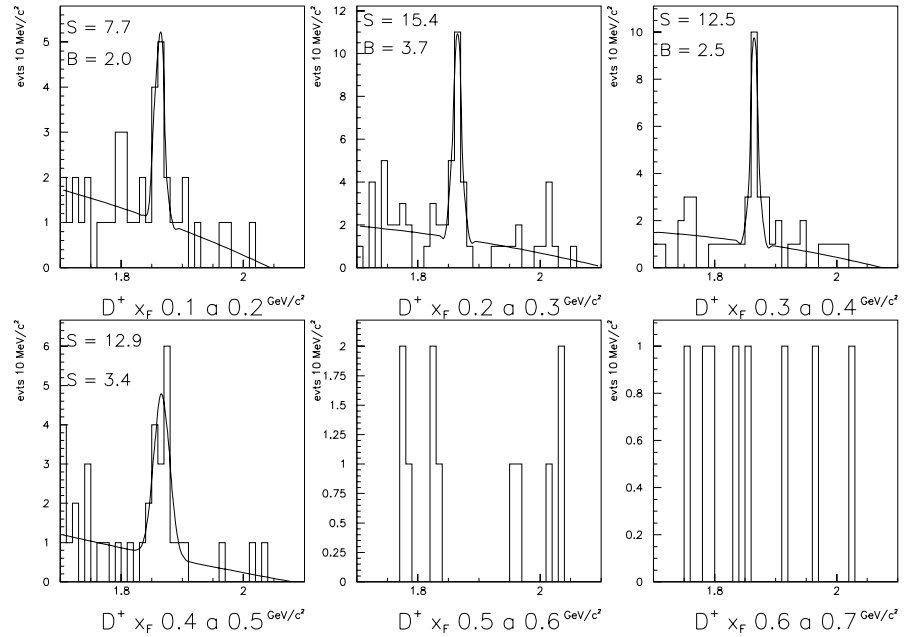


Figure 6.6: Spectres de masse invariante des D^+ pour différents intervalle de x_F , lissés comme précédemment.

Nous vérifions que la somme des nombres de mésons reconstruits sur les différents intervalles de x_F est bien égale (aux erreurs statistiques près) au nombre obtenu lors du lissage des spectres de masse correspondant à l'intervalle $x_F \in [0 - 1]$ présentés au chapitre précédent dans le tableau 5.4.

Ce sont ces nombres de mésons correspondants à chacun des intervalles de x_F qui vont être utilisés pour présenter les distributions en x_F corrigées d'acceptance et de bruit de fond après que nous ayons déterminé les efficacités.

Efficacité et acceptance en fonction de x_F

Nous avons mesuré les efficacités de reconstruction et de sélection des D^+ et D^- pour les différents intervalles de x_F (de largeur 0.1) à partir de données simulées. Ces simulations prennent en compte l'acceptance et l'efficacité des détecteurs. Nous avons pris en compte séparément l'efficacité du système de déclenchement, car sa simulation n'est pas encore entièrement satisfaisante.

Nous avons utilisé 71997 D^- et 71698 D^+ générés par le programme PYTHIA comme indiqué au paragraphe 3.3. Les trajectoires ont été reconstruites avec la version 18.6 de TRIDENT.

Ces mésons ont été produits avec une distribution en $x_F \propto (1 - x_F)^n$ avec $n = 5$ pour 50 % des événements, les 50 % restant l'ont été avec une distribution où $n=0$. La distribution $n=0$ a été utilisée pour augmenter la statistique des mésons produits à grand x_F .

Les efficacités totales d'identification des D^- et D^+ que nous avons obtenues sont présentées dans la figure 6.7.

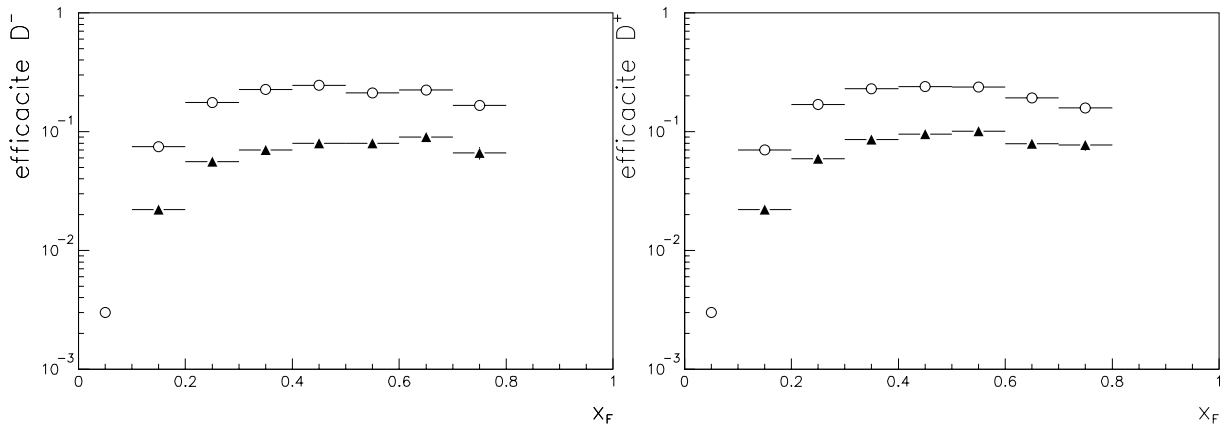


Figure 6.7: Efficacité de l'identification des D^- et D^+ en fonction de x_F . Les cercles prennent en compte l'acceptance des détecteurs et les critères de sélection utilisés pour l'extraction du signal. Les triangles noirs incluent en plus l'efficacité du déclenchement.

Distribution en x_F corrigée des D^- et D^+

Disposant du nombre de mésons reconstruits pour chaque intervalle de x_F (figure 6.5 et 6.6) et des efficacités totales de reconstruction pour ces mêmes intervalles (figure 6.7), nous pouvons présenter dans la figure 6.8 les distributions en x_F des mésons $D^\pm$ produits et qui se sont désintégrés dans les voies $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$.

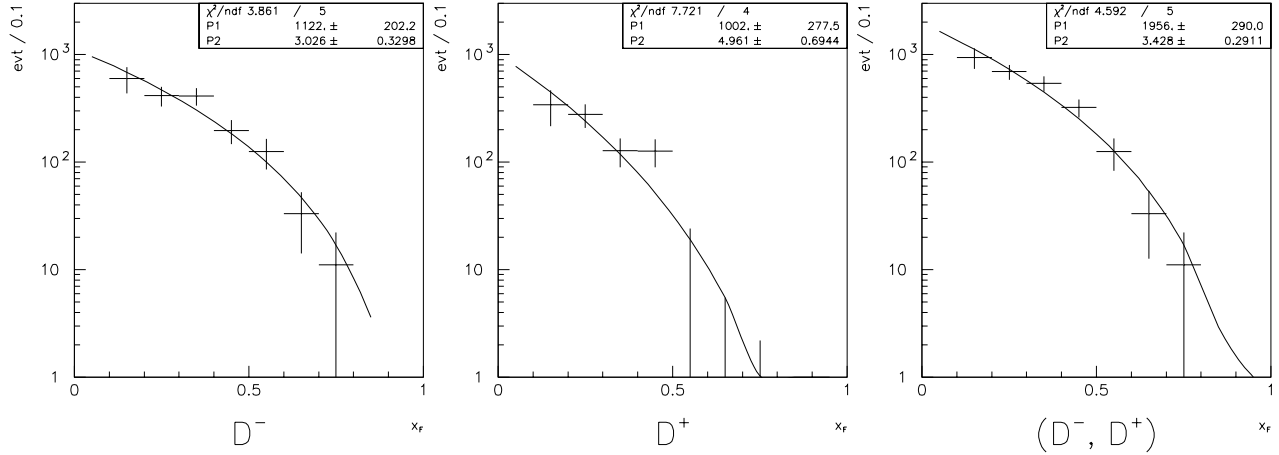


Figure 6.8: Distribution en x_F des D chargés, corrigée d'acceptance et de bruit de fond. Les courbes correspondent au lissage de la zone $x_F \in [0.1 - 0.8]$

Nous observons qu'environ 2 fois plus de D^- que de D^+ ont été produits, effet qui se manifeste dès les faibles x_F . Or l'effet guide par un quark du faisceau devrait favoriser la production des D^- à grand x_F . La statistique que nous avons semble indiquer un rapport de production D^-/D^+ qui augmente avec x_F car nous n'observons plus de D^+ au delà de $x_F=0.5$.

Les expériences les plus récentes, à forte statistique (quelques 10^3 mésons), étudient maintenant cet effet en terme d'asymétrie et nous y reviendrons en fin de ce chapitre. La méthode primitive de lissage avec la fonction $(1 - x_F)^n$ est néanmoins toujours utilisée pour faciliter la comparaison entre les différentes expériences.

Pour lisser les distributions de D^- et D^+ sur les mêmes domaines de x_F $[0.1-0.8]$, nous avons attribué à l'intervalle $[0.5-0.8]$, là où nous n'observons pas de D^+ , la valeur zéro avec une erreur extrapolée par itérations successives des mesures à plus faible x_F .

Nous obtenons alors :

$n(D^-) = 3.03 \pm 0.33$	$x_F \in [0.1-0.8]$
$n(D^+) = 4.96 \pm 0.69$	$x_F \in [0.1-0.8]$

Tableau 6.3: Valeur de n mesurée pour les mésons chargés

Si nous considérons l'ensemble des mésons D chargés (figure 6.8) la valeur de n obtenue est alors :

$$\boxed{n(D^-, D^+) = 3.4 \pm 0.3 \quad | \quad x_F \in [0.1-0.8]}$$

Ces résultats suscitent 2 commentaires :

- Les valeurs de n mesurées pour les D^- et D^+ confirment la remarque faite au début de ce paragraphe : la valeur de n plus faible pour les D^- indique un spectre plus 'dur' poussé vers les grands x_F , indice d'un effet guide sensible. Celui-ci est du même ordre que celui observé, avec ce critère, par les expériences NA32 et WA82 utilisant un faisceau de π^- . L'expérience NA27, avec un faisceau de proton, n'a pas observé cet effet avec un quark mais avec un di-quark (paire de quark en commun avec le faisceau). Les résultats avec faisceau de baryons, essentiellement des protons, sont peu nombreux, comparés à ceux avec faisceau de pions et les distributions sont présentées maintenant pour l'ensemble des mésons D , pour avoir une meilleure statistique et une comparaison plus facile avec les calculs QCD.
- La valeur de n que nous mesurons pour l'ensemble des D chargés est plus proche de celle qui est mesurée avec les faisceaux de π^- que de celle mesurée avec les protons.

En effet, la distribution en x_F des mésons obtenue avec un faisceau de pions est plus 'dure' que celle obtenue avec un faisceau de protons. Typiquement sur le même domaine de x_F [0.1-0.8] :

$n \approx 3.5 \text{ à } 4$	avec π^- de 250 à 600 GeV/c
$n \approx 5 \text{ à } 6$	avec p de 250 à 400 GeV/c

Tableau 6.4: Valeur de n obtenue par d'autres expériences

Ces valeurs sont en bon accord avec ce qui peut être déduit des calculs de QCD.

6.1.4 Distribution en x_F des Λ_c^+

La distribution en x_F des événements Λ_c^+ que nous avons sélectionnés est présentée sur la figure 6.9

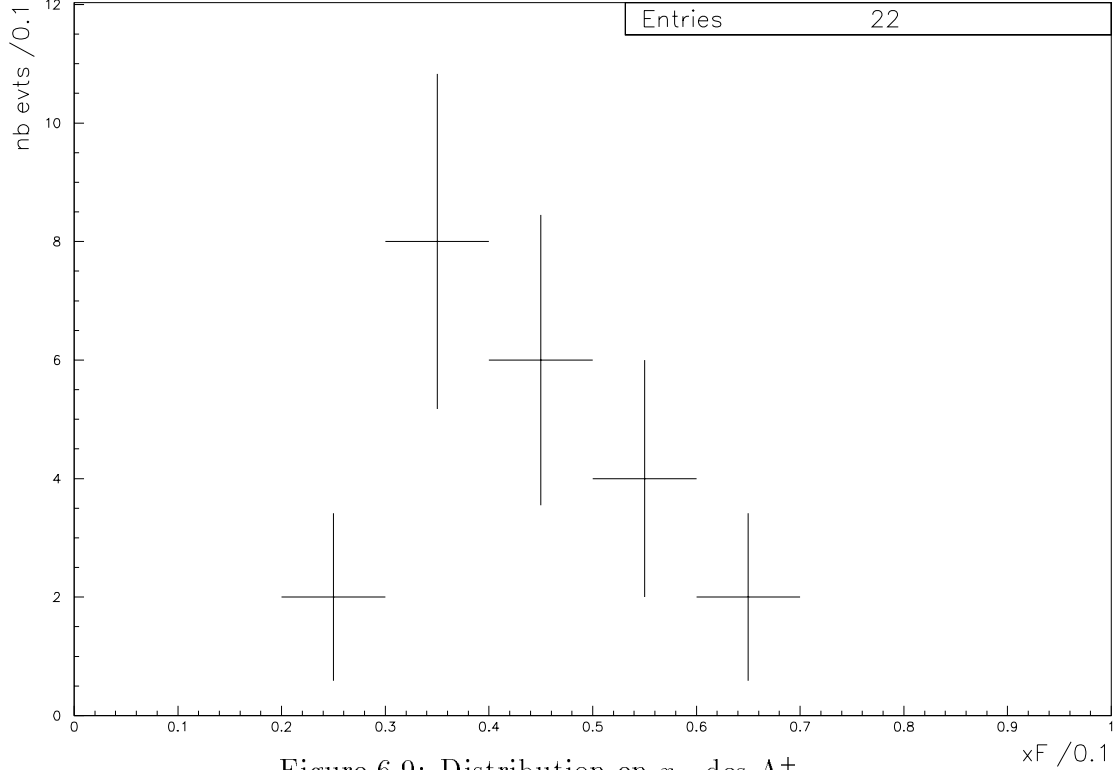


Figure 6.9: Distribution en x_F des Λ_c^+

Distribution en x_F corrigée des Λ_c^+

Nous avons suivi la même procédure pour reconstruire la distribution en x_F des Λ_c^+ . La variation d'efficacité totale de reconstruction et d'identification en fonction de x_F , présentée sur la figure 6.10, a été déterminée à l'aide de 70700 Λ_c^+ générés avec une distribution de la forme $(1 - x_F)^5$.

Avec cette fonction, nous avons corrigé la distribution en x_F obtenue directement à partir des événements du spectre de masse et présentée figure 6.9. Ici le bruit étant très faible (voir figure 5.5) nous l'avons négligé et utilisé les 22 événements à $\pm 2\sigma$ de la masse mesurée pour cette étude.

La distribution en x_F obtenue pour les Λ_c^+ produits est présentée figure 6.11. Il lui correspond la valeur :

$$n = 3.6 \pm 1.1 \quad x_F \in [0.2-0.8]$$

On constate que la distribution en x_F des Λ_c^+ observée n'est pas du tout en accord avec la prédiction du modèle de LUND utilisé, présentée au chapitre 1 dans la

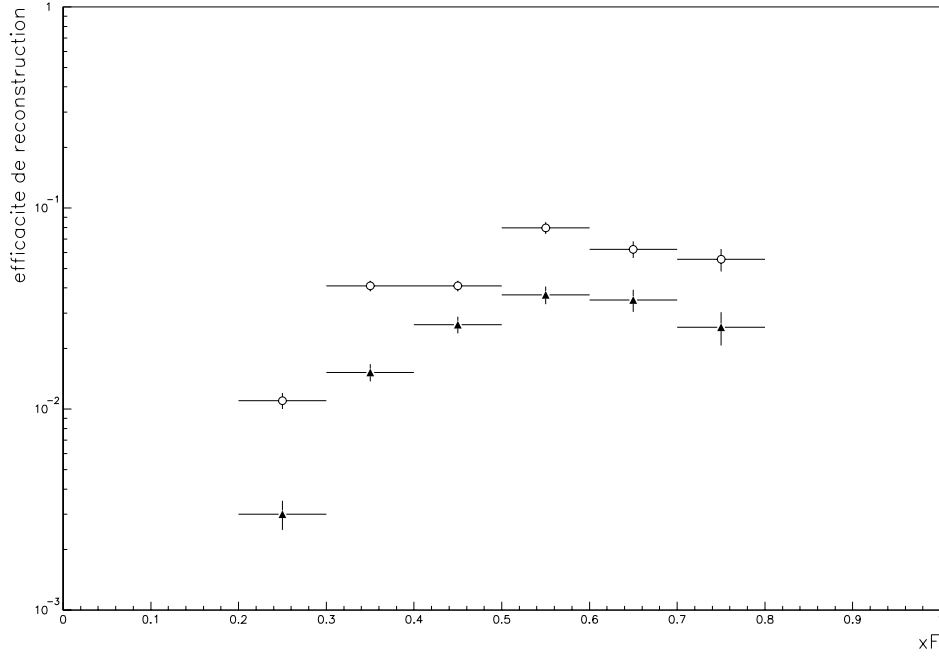


Figure 6.10: Efficacité de l'identification des Λ_c^+ en fonction de x_F . De même que pour les D , les cercles prennent en compte l'acceptance des détecteurs et les critères de sélection utilisés pour l'extraction du signal. Les triangles noirs incluent en plus l'efficacité du déclenchement.

figure 1.5. Cela vient probablement de l'importance trop grande donnée au quark spectateur du faisceau dans ce programme.

L'expérience NA32, déjà citée, a mesuré $n = 3.52 \pm 0.51$ ([BAR90]). Une différence importante avec cette expérience est à noter. Elle a observé une quantité comparable de Λ_c^+ et $\bar{\Lambda}_c$ alors que notre collaboration n'observe pas de $\bar{\Lambda}_c$. Nous avons là encore un indice de l'effet 'guide' : avec un faisceau de $\pi^- (\bar{u}d)$, Λ_c^+ et $\bar{\Lambda}_c$ sont des particules guidées alors qu'avec le faisceau de $\Sigma^- (dds)$ seul Λ_c^+ est particule guidée. Néanmoins nous n'observons pas l'augmentation de production à grand x_F telle que prédite par PYTHIA (figure 1.5 paragraphe 1.3.4).

6.2 Sections efficaces totales

La section efficace de production d'un type de particules s'exprime par le rapport du nombre de ces particules produites N_P à la luminosité correspondante $\mathcal{L}$ (luminosité intégrée)

$$\sigma = \frac{N_P}{\mathcal{L}} \quad (6.4)$$

N_P est évalué à partir du nombre de particules reconstruites N_R , du rapport de branchement de la voie de désintégration considérée B ($K\pi\pi$), et de l'efficacité totale de reconstruction ε incluant le système de déclenchement, l'acceptance du

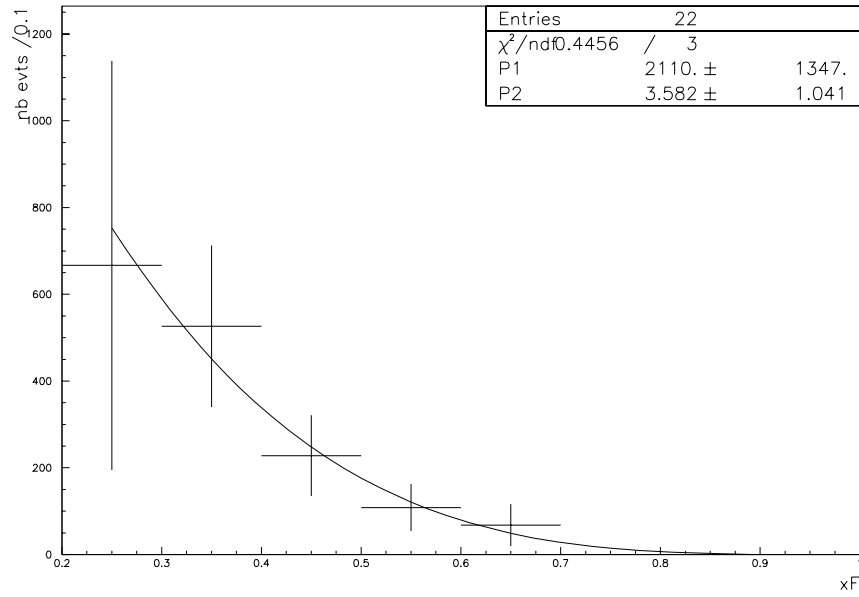


Figure 6.11: Distribution en x_F des Λ_c^+

détecteur, la reconstruction et les conditions d'obtention du signal.

$$N_P = \frac{N_R}{\varepsilon B} \quad (6.5)$$

La luminosité intégrée est le produit du nombre de noyaux cibles par cm^2 N_C par le nombre de Σ^- incidents N_Σ :

$$\mathcal{L} = N_\Sigma \cdot N_C \quad (6.6)$$

que l'on développe :

$$\mathcal{L} = N_\Sigma \cdot \frac{\rho}{M} \cdot l \mathcal{N} \cdot C \quad (6.7)$$

où ρ , M et l sont respectivement la masse spécifique, la masse atomique et la longueur de la cible.

$\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro et C est un facteur de correction qui est appliqué pour tenir compte de la diminution du flux résultant des interactions avec les cibles précédentes. On a $C = 1 - \frac{l}{l_{int}}$, où l est l'épaisseur de la cible considérée et l_{int} sa longueur d'interaction.

La section efficace telle que définie en 6.4 est une section efficace sur noyau qui dépend donc de la nature de la cible utilisée.

Pour comparer les sections efficaces mesurées avec des cibles différentes et comprendre le rôle de la cible nucléaire dans l'interaction, on introduit une paramétrisation qui permet d'isoler la contribution indépendante de la cible de celle qui en dépend sous la forme :

$$\sigma = \sigma_0 \cdot A^\alpha \quad (6.8)$$

où

- σ est la section efficace de production de la particule considérée sur noyau.
- σ_0 est la section efficace sur nucléon.
- A est le numéro atomique de la cible considérée et α un paramètre.

6.2.1 Détermination de α

Des cibles de 2 natures différentes ont été utilisées dans l'expérience : C et Cu à partir desquelles nous pouvons déterminer la valeur de α . En effet, des relations 6.4, 6.5 et 6.7, nous déduisons :

$$N_R = \sigma_0 A^\alpha \mathcal{L} \varepsilon B \quad (6.9)$$

relation qui s'applique par exemple aux D^- reconstruits après avoir été produits dans la cible de Cuivre et à ceux reconstruits après avoir été produits dans les cibles de Carbone.

Dans les deux cas σ_0 et B sont identiques et l'on admet qu'il en est de même pour l'efficacité totale ε . C'est une 1^{ère} approximation qui introduit une erreur systématique supplémentaire ([CHU97])

On peut alors écrire :

$$\frac{N_{Cu}}{N_C} = R_{\mathcal{L}} \cdot \left(\frac{A_{Cu}}{A_C} \right)^\alpha \quad (6.10)$$

où N_{Cu} et N_C son

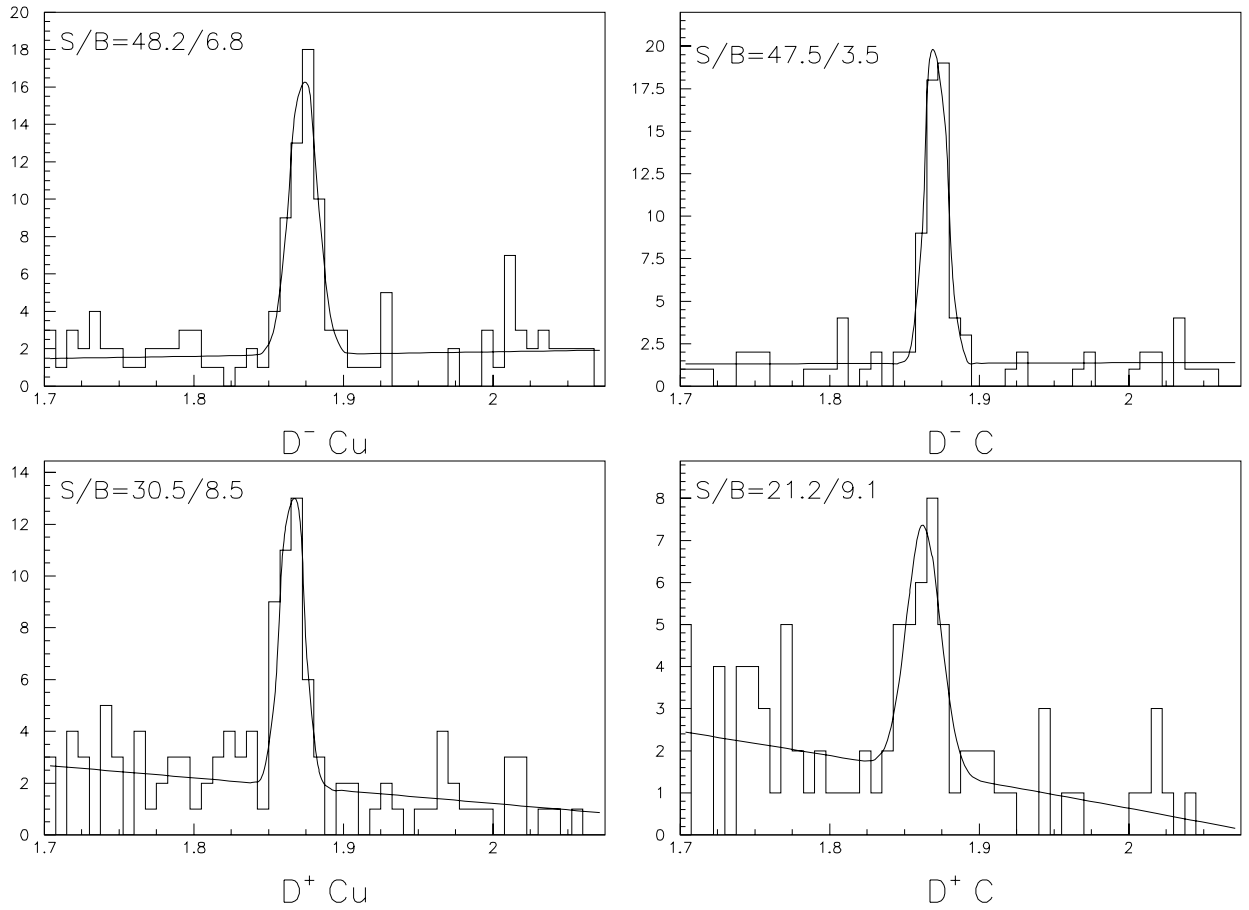


Figure 6.12: Spectres de masse de D^- et D^+ reconstruits dans les cibles de Cuivre et Carbone

qui nous donnent $R_C = \frac{\mathcal{L}_{Cu}}{\mathcal{L}_C} = 0.324$, rapport constant pour notre expérience (avec $A_{Cu}/A_C = 63.55/12$).

Nous en déduisons les valeurs de α présentées dans le tableau 6.5

D^-	$\alpha = 0.68 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.14 \text{ (syst)}$
D^+	$\alpha = 0.89 \pm 0.17 \text{ (stat)} \pm 0.18 \text{ (syst)}$
(D^-, D^+)	$\alpha = 0.76 \pm 0.10 \text{ (stat)} \pm 0.15 \text{ (syst)}$

Tableau 6.5: Valeurs mesurées de α

Nous conservons cette dernière valeur comme la mesure de α dans notre expérience pour le domaine ($0.1 \leq x_F \leq 0.8$)

QCD prédit pour α une valeur de l'ordre de 1 correspondant à un assemblage de nucléons indépendants (interactions ponctuelles), à comparer à la valeur $2/3$ attendue si les noyaux se comportent comme des sphères absorbantes (interactions à longue distance).

Les valeurs mesurées par les expériences de hadroproduction de mésons charmés sont très voisines de 1 sans variation évidente avec x_F ou p_T ([ADA96]).

Cependant les expérience plus sensibles aux particules produites à grand x_F mesurent une valeur de α plus faible (0.75 à 0.85). C'est aussi une prédiction du modèle de 'charme intrinsèque' qui indique une variation de 1 pour les particules charmées avec $x_F \approx 0$ à la valeur 0.8 pour les particules à grand x_F et faible p_T . Les mésons D que nous avons reconstruits ont un x_F moyen $\langle x_F \rangle = 0.27$.

6.2.2 Mesure des sections efficaces sur nucléon σ_0 ($D^\pm$)

La section efficace de production sur nucléon σ_0 se déduit des expressions présentées au début de ce paragraphe, soit en fonction des grandeurs mesurées :

$$\sigma_0 = \frac{N_R}{\varepsilon \cdot B \cdot (A_{Cu}^\alpha \cdot \mathcal{L}_{Cu} + A_C^\alpha \cdot \mathcal{L}_C)} \quad (6.13)$$

Nous l'évaluons pour chaque méson chargé et pour l'ensemble (D^- , D^+) en utilisant les distributions en x_F corrigées (figure 6.8) qui rassemblent les mesures dans toutes les cibles. Leur intégrale donne N_R/ε pour l'intervalle x_F [0-1].

B est le rapport de branchement de la voie étudiée $D^\pm \rightarrow K\pi\pi$ et vaut $9.1 \pm 0.6\%$ ([PDG96])

Nous utilisons $\alpha = 1$, valeur utilisée par les expériences pour comparer leurs résultats et obtenons :

D^-	$\sigma_0 = 1.54_{-0.29}^{+0.30}(\text{stat}) \pm 0.23 \text{ (syst)} \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$
D^+	$\sigma_0 = 0.93_{-0.29}^{+0.30}(\text{stat}) \pm 0.14 \text{ (syst)} \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$

Pour l'ensemble (D^- , D^+), nous intégrons la courbe 6.8c et obtenons

(D^-, D^+)	$\sigma_0 = 2.44_{-0.37}^{+0.37}(\text{stat}) \pm 0.37 \text{ (syst)} \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$
--------------	--	-------------------

Les erreurs systématiques indiquées proviennent de l'erreur sur la luminosité.

Avec la valeur α mesurée (0.76) les sections efficaces s'accroissent d'un facteur 2.29 (section efficaces qui sont présentées au tableau : 6.6).

D^-	$3.52_{-0.67}^{+0.70}(stat)_{-1.44}^{+1.02}(syst\alpha) \pm 0.53(syst) \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$
D^+	$2.13_{-0.64}^{+0.66}(stat)_{-0.87}^{+0.62}(syst\alpha) \pm 0.32(syst) \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$
D^-, D^+	$5.65_{-0.64}^{+0.66}(stat)_{-2.32}^{+1.64}(syst\alpha) \pm 0.85(syst) \mu b$	$x_F \in [0 - 1]$

Tableau 6.6: σ_0 mesurée pour les D chargés avec α mesuré

Les erreurs présentées sont : les erreurs statistiques (*stat*) provenant des nombres de mésons produits qui sont les intégrales des distribution en x_F ; à cette erreur s'ajoute l'erreur systématique (*syst* α) provenant de l'erreur sur la mesure de α . Pour toutes les valeurs des sections efficaces l'erreur due à la luminosité est notée (*syst*).

De nombreuses mesures de σ_0 (D^- , D^+) ont été faites avec des faisceaux de π^- de 200 GeV/c à 600 GeV/c , et seulement trois avec des protons. Deux ont été faites il y a presque 10 ans avec des protons de 400 GeV/c par NA27 ([GAN87]) et de 200 GeV/c par NA32. La troisième, plus récente E769 ([ALV96]), a utilisé à la fois des protons et des pions (≈ 250 GeV/c). De cet ensemble il ressort :

- 1) Aucune différence sensible n'est observée entre les mesures avec protons et celles avec pions.
- 2) Une valeur $\sigma_0(D^+, D^-) = 2.44 \pm 0.5 \mu b$ peut être estimée autour de 350 GeV/c et pour $x_F > 0$, l'erreur incluant erreurs statistique et systématique ($x_F > 0$).
Notre mesure avec un faisceau de Σ^- , compte-tenu de son incertitude, n'est pas en contradiction avec ce résultat.
- 3) Une valeur moyenne du rapport des sections efficaces est donnée pour l'ensemble des expériences avec π^- $\frac{\sigma_0(D^-)}{\sigma_0(D^+)} = 1.35 \pm 0.005$. Il n'y a pas de mesure de ce rapport avec faisceau de baryons.

Nos mesures indiquent (avec un faisceau de Σ^-) $\frac{\sigma_0(D^-)}{\sigma_0(D^+)} = 1.65 \pm 0.04$.

6.2.3 Mesure de la section efficace σ_0 (Λ_c^+)

Les luminosités correspondant aux données que nous avons utilisées pour la sélection sont :

$$\mathcal{L}_{Cu} = 162.12 \mu b^{-1}, \text{ et } \mathcal{L}_C = 500.16 \mu b^{-1}$$

Le rapport de branchement de la voie étudiée $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^-$ est $B = (4.4 \pm 0.6)\%$ ([PDG96])

L'intégration de la distribution en x_F de la figure 6.11 conduit (avec $\alpha = 1$) à la section efficace suivantes :

$$\sigma_0(\Lambda_c^+) = 5.3_{-3.6}^{+4.0}(stat) \pm 0.79(syst) \mu b \quad | \quad x_F \in [0-1]$$

En hadroproduction, seulement deux mesures de cette section efficace ont été publiées. Elles ont été effectuées avec un faisceau de pions de 250 GeV/c. Elles sont très voisines de notre mesure et sont toujours pour $x_F > 0$

$$\begin{aligned}\sigma_0(\Lambda_c^+) &= 3.3 \pm 1.1 \pm 0.5 \mu b && \text{par E769 avec } \approx 20 \text{ événements} \\ \sigma_0(\Lambda_c^+) &= 4.5 \pm 0.5 \pm 0.7 \mu b && \text{par NA32 avec } \approx 147 \text{ événements}\end{aligned}$$

L'expérience E769 plus récente semble indiquer une production de Λ_c^+ favorisée par un faisceau de protons en indiquant $5.0 < \sigma_0(\Lambda_c) < 21.2 \mu b$ à 250 GeV/c

6.3 Asymétrie effet guide

L'effet 'guide' (leading effect) du faisceau entraînerait la production favorisée à grand x_F de hadrons charmés ayant au moins un quark de valence en commun avec lui.

Des expériences dans le passé en avaient donné des signes ([ERH79], [BAS81] et [RIC84]) avec des distributions en x_F plus 'dures' pour les particules guidées. Maintenant, les expériences avec des faisceaux de π^- et à forte statistique (de quelques 10^3 à quelques 10^4 mésons D reconstruits) quantifient cet effet en terme d'asymétrie de production $A(1,2)$ entre deux particules 1 et 2 qui pour un intervalle de x_F (ou p_T^2) donné, ont un taux de production P_1 et P_2 . Alors l'asymétrie est définie par $A(1,2) = \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2}$.

Pour un faisceau de $\pi^-(d\bar{u})$, les particules 1 et 2 sont, par exemples, $D^-(\bar{c}d)$ 'guidée' et $D^+(c\bar{d})$ 'non guidée'. Les expériences à forte statistique déjà mentionnées WA92 et E791 observent un accroissement très significatif de $A(D^-, D^+)$ en fonction de x_F , confirmation de l'augmentation de production des particules guidées à grand x_F (figure 6.13)

Etant donné le nombre de D^-/D^+ que nous avons reconstruits (94/51), la représentation de $A(D^-, D^+)$ par pas de 0.1 x_F introduit une erreur trop importante et nous avons regroupé la statistique sur deux domaines de x_F , [0.1-0.3] pour lequel l'asymétrie observée avec faisceau de π^- varie lentement et [0.3-0.8] où elle varie plus rapidement de 0.2 à environ 0.8.

Les taux de production sont pris directement de la figure 6.8 et nous obtenons :

x_F [0.1 - 0.3]	$A(D^-, D^+) = 0.24 \pm 0.13$
x_F [0.3 - 0.8]	$A(D^-, D^+) = 0.51 \pm 0.10$

Pour toute la zone [0.1-0.8] nous mesurons une asymétrie

x_F [0.1 - 0.8]	$\langle A(D^-, D^+) \rangle = 0.32 \pm 0.08.$
-------------------	--

Tableau 6.7: Asymétrie mesurée

valeurs qui sont reportées sur la figure 6.13

A grand x_F l'asymétrie que nous mesurons est en accord avec les mesures des autres expériences. Dans le domaine x_F [0.1 - 0.3] la valeur un peu élevée que nous obtenons

est peut être due à notre mesure de l'efficacité expérimentale totale qui varie beaucoup dans cet intervalle.

Les calculs de QCD, mêmes les plus récents (NTLO), ne rendent pas compte de cette asymétrie observée. Ils prédisent seulement une très faible asymétrie à très grand x_F .

L'effet peut se situer ailleurs qu'à la production du charme, dans la fragmentation (habillage des quarks en hadrons) ou dans les phénomènes non perturbatifs. Le modèle de fragmentation des cordes de Lund (base de la simulation JETSET utilisée par le générateur PYTHIA) après renormalisation de la valeur globale de $\sigma_0(D^-)/\sigma_0(D^+)$ à la valeur mesurée reproduit bien la variation d'asymétrie en fonction de x_F observée par E791 ([AIT96]).

Le charme peut aussi être produit par des processus non perturbatifs comme paires $c\bar{c}$ virtuelles (modèle du charme intrinsèque de Vogt et Brodsky ([VOG95])). Par exemple, le π^- incident fluctue dans un état $|\bar{u}dc\bar{c}\rangle$, la paire $c\bar{c}$ ayant à peu près la même vitesse que les quarks $\bar{u}$ et d il peut y avoir coalescence de ces quarks et formation de particules 'guidées'.

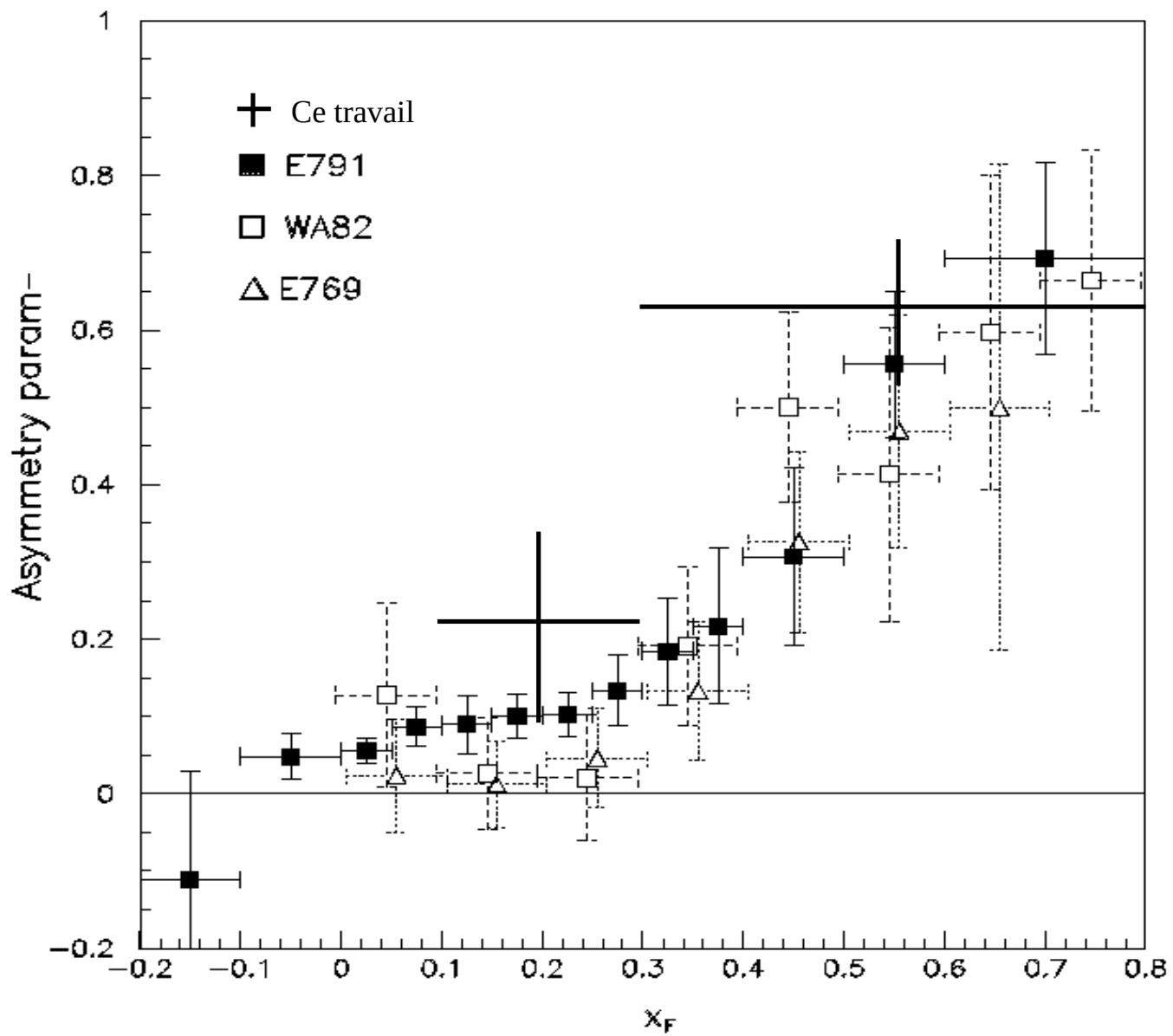


Figure 6.13: Notre mesure de l'asymétrie comparée aux résultat de différentes expériences (figure tirée de la référence [AIT96])

6.4 Résumé des résultats

Les principaux résultats que nous avons obtenus concernant les sections efficaces de production des mésons D chargés et du baryon Λ_c dans l'interaction (Σ^-, N) à $350 \text{ GeV}/c$ sont regroupés dans le tableau 6.8 : b est le paramètre de la distribution en p_T^2 paramétrée suivant $e^{-bp_T^2}$, le domaine de p_T^2 concerné par nos mesures est indiqué entre crochets ; n est le paramètre de la distribution en x_F paramétrée suivant $(1 - x_F)^n$, le domaine de x_F concerné par nos mesures est indiqué entre crochets ;

σ_0 est la section efficace sur nucléon reliée à la section efficace total σ suivant $\sigma = \sigma_0 A^\alpha$ (les résultats indiqués sont obtenus pour $\alpha = 1$).

	$b \text{ (GeV}/c)^2$	$[p_T^2]$	n	$[x_F]$	$\sigma_0 \text{ (}\mu b\text{)}$
Λ_c^+	0.81 ± 0.19	[0-6]	3.6 ± 1.1	[0.2-0.8]	$5.3_{-3.6}^{+4.0} \text{ (stat)} \pm 0.79 \text{ (syst)}$
D^-	1.07 ± 0.11	[0-6]	3.0 ± 0.3	[0.1-0.8]	$1.54_{-0.29}^{+0.30} \text{ (stat)} \pm 0.23 \text{ (syst)}$
D^+	1.03 ± 0.13	[0-6]	5.0 ± 0.7	[0.1-0.8]	$0.93_{-0.29}^{+0.30} \text{ (stat)} \pm 0.14 \text{ (syst)}$
$D^\pm$	1.05 ± 0.08	[0-6]	3.4 ± 0.3	[0.1-0.8]	$2.44_{-0.37}^{+0.37} \text{ (stat)} \pm 0.37 \text{ (syst)}$

Tableau 6.8: Résumé des résultats

Toutes ces valeurs sont très proches de celles obtenues par les expériences qui utilisent d'autres faisceaux de hadrons, pions ou protons. Les petites différences observées ne sont pas significatives si on tient compte des incertitudes.

Nous avons mesuré une valeur de α

$$\alpha = 0.76 \pm 0.10 \pm 0.15$$

Tableau 6.9: Valeur de α mesurée

semblable à celle mesurée par les expériences sensibles aux grands x_F et inférieure à la valeur plus généralement mesurée très voisine de 1. Notre mesure reste néanmoins compatible avec cette valeur.

Enfin nous avons mesuré une asymétrie de production D^-/D^+ qui présente la même tendance de variation avec x_F que celle mesurée avec les faisceaux de pions. Elle indique un effet guide modéré des quarks du faisceau.

Conclusion

Nous avons obtenu des signaux de D^+ , D^- , D^0 , $\overline{D}^0$ et Λ_c^+ , résultant de l'interaction d'un faisceau de Σ^- de $330 \text{ GeV}/c$ avec une cible fixe. Nous avons déterminé les durées de vie pour nous assurer de leur identification.

Nous avons évalué les sections efficaces de production des $D^\pm$ et Λ_c^+ , ainsi que la valeur du paramètre α qui décrit la partie nucléaire de la section efficace.

Nous avons étudié l'effet d'entraînement des quarks du faisceau et trouvé un comportement similaire à celui obtenu à partir d'un faisceau de pions pour les mésons $D^\pm$ et reproduit par le programme PYTHIA (qui inclue les effets d'hadronisation du modèle de fragmentation des cordes de LUND). Néanmoins ce programme semble surestimer l'effet dû à la recombinaison du diquark (ici dd) présent dans le projectile incident, ce modèle prévoit une production plus importante de Λ_c^+ aux grandes valeurs de x_F (> 0.5) qui n'a pas été observée.

L'analyse des données de WA89 se poursuit, les trois cents millions d'événements enregistrés en 1994 commencent à être analysés. Ces données ont été prises avec un appareillage encore amélioré et devraient permettre de confirmer et améliorer la précision des résultats que nous avons présentés.

Nous laissons à E791, la prochaine expérience à utiliser un faisceau de Σ^- de $650 \text{ GeV}/c$, ainsi qu'à COMPASS, le soin de produire une plus grande quantité de particules charmées, étape nécessaire à l'amélioration de nos connaissances sur la production des hadrons charmés.

Contribution personnelle à l'expérience

J'ai rejoint la collaboration en septembre 1993. J'ai pris en charge la reconstruction de la trace faisceau pour les données de 1993; puis adapté à ces mêmes données le programme de reconstruction topologique de vertex GENOA qui a été utilisé pour la recherche des mésons D par l'équipe de Grenoble ([VES95] et [BER96]).

Pendant la prise de données de l'été 1994, j'ai eu la responsabilité du fonctionnement des hodoscopes de faisceau. J'ai développé le programme qui utilise leurs informations pour déterminer l'impulsion du faisceau (utilisée par la suite pour l'étude de la diffusion (Σ^- , e^-) [HEI96]).

J'ai modifié le programme de reconstruction de la trace faisceau, pour les données de 1994, des nouveaux plans de micropistes permettant alors de reconstruire cette trace directement dans l'espace.

Enfin, j'ai développé mon programme de recherche d'hadrons charmés que j'ai ensuite utilisé pour l'étude de leur production.

Appendice A

Différentes fonction de structure disponibles

Non	Année	$xG(x, G_o^2)(x \rightarrow 0)$
GRH[GLU82]	1982	
EHLG1[EIC84]	1984	const
EHLQ2[EIC84]	1984	const
DO1[DUK84]	1984	const
DO2[DUK84]	1984	const
MT1[MOR91]	1990	$x^{-0.17}$
MT2[MOR91]	1990	$x^{-0.33}$
MT3[MOR91]	1990	$x^{-0.72}$
MT4[MOR91]	1990	$x^{-0.33}$
GRV1[GLU90]	1990	$x^{-0.40}$
GRV2[GLU90]	1990	$x^{-0.33}$
MRS D-[MAR90]	1991	$x^{-0.5}$
MRS DO' [14]	1991	const
CTEQnSX[BOT93]	1993	$x^{-0.5}$ (CTEQ1MS)
HMRS[HAR90]	1990	const
DFLM[DIE88]	1988	const
SMRS[SUT92]	1992	const

Tableau A.1: Les différentes fonctions de structure disponibles

Appendice B

Position et dimension des différents détecteurs

position	nom	type	dimensions	orientation
312.17	MY	MWPC	3.20 x 1.50 m^2	Y
315.37	MY	MWPC	3.20 x 1.50 m^2	Y
327.17	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	Y
329.84	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	U
332.50	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	V
335.17	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	Y
537.00	MY	MWPC	3.20 x 1.50 m^2	Y
540.20	MY	MWPC	3.20 x 1.50 m^2	Y
551.94	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	Y
554.61	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	U
557.27	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	V
559.94	DC	DC	3.15 x 1.50 m^2	Y

Tableau B.1: Les chambres bras de levier de la région de l'Oméga

position	électronique	orientation	pas	surface active
-1520.13	SIREN	Z	50μ	$5\times 2.5\text{ cm}^2$
-1514.51	SIREN	Y	50μ	$2.5\times 5\text{ cm}^2$
-1508.82	SIREN	Z	50μ	$5\times 2.5\text{ cm}^2$
-1503.77	SIREN	Y	50μ	$2.5\times 5\text{ cm}^2$
-1404.60	PcosIII	Z	100μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1398.96	SIREN	Z	50μ	$5\times 2.5\text{ cm}^2$
-1398.15	SIREN	Y	50μ	$2.5\times 5\text{ cm}^2$
-1393.29	SIREN	Z	50μ	$5\times 2.5\text{ cm}^2$
-1387.69	SIREN	Y	50μ	$2.5\times 5\text{ cm}^2$
-1360.61	SVX	Z	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1359.99	SVX	Y	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1359.02	SVX	S	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1358.39	SVX	T	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1351.77	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1349.27	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1346.77	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1344.27	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1338.67	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1336.17	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1333.67	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1331.17	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1323.21	SVX	Z	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1322.59	SVX	Y	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1321.61	SVX	S	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1320.98	SVX	T	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1314.27	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1311.77	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1309.27	COROM	Y	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1306.77	COROM	Z	25μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1302.71	SVX	Z	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1302.09	SVX	Y	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1301.11	SVX	S	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1300.48	SVX	T	25μ	$6.5\times 6.5\text{ cm}^2$
-1293.30	SIREN	S	50μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1287.69	SIREN	S	50μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1283.10	SIREN	S	50μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1270.52	SIREN	Y	50μ	$5\times 5\text{ cm}^2$
-1265.35	SIREN	Z	50μ	$5\times 5\text{ cm}^2$

Tableau B.2: Les plans de micropistes

position	nom	orientation	position	nom	orientation
-1187.20	M1	Z	-688.35	L	V'
-1186.40	M1	Y	-686.35	L	V'
-1185.60	M1	U	-651.75	O	S
-1184.80	M1	U''	-650.95	O	Y
-1165.20	M1	Z	-650.15	O	T
-1164.40	M1	Y	-649.35	O	Z
-1163.60	M1	U	-612.15	L	Y
-1162.80	M1	U''	-610.15	L	Y
-1143.20	M1	Z	-607.05	L	U'
-1142.40	M1	Y	-605.05	L	U'
-1141.80	M1	U''	-601.95	L	V'
-1140.80	M1	U	-599.95	L	V'
-871.35	L	Y	-565.25	O	S
-869.35	L	Y	-564.45	O	Y
-866.25	L	U'	-563.65	O	T
-864.25	L	U'	-562.85	O	Z
-861.15	L	V'	-525.75	L	Y
-859.15	L	V'	-523.75	L	Y
-824.45	O	S	-520.65	L	U'
-823.65	O	Y	-518.65	L	U'
-822.85	O	T	-515.55	L	V'
-822.01	O	Z	-513.55	L	V'
-784.95	L	Y	-478.85	O	S
-782.95	L	Y	-478.05	O	Y
-779.85	L	U'	-477.25	O	T
-777.85	L	U'	-476.45	O	Z
-774.75	L	V'	-439.55	L	Y
-772.75	L	V'	-437.55	L	Y
-738.15	O	S	-434.45	L	U'
-737.35	O	Y	-432.45	L	U'
-736.55	O	T	-429.35	L	V'
-735.75	O	Z	-427.35	L	V'
-698.55	L	Y	-395.10	L	Z
-696.55	L	Y	-393.10	L	Z
-693.45	L	U'	-361.60	L	Z
-691.45	L	U'	-359.60	L	Z

Tableau B.3: Les chambres de la zone de désintégration

nom	position	orientation	nom	position	orientation
B	-247.60	U	A	-134.60	U
B	-246.00	Y	A	-133.00	Y
B	-241.60	V	A	-131.40	V
B	-240.00	Y	A	-96.60	U
B	-235.60	U	A	-95.00	Y
B	-234.00	Y	A	-93.40	V
B	-229.60	V	A	-42.60	U
B	-228.00	Y	A	-41.00	Y
B	-223.60	U	A	-39.40	V
B	-222.00	Y	A	10.40	U
B	-185.60	V	A	12.00	Y
B	-184.00	Y	A	13.60	V
B	-179.60	U	A	69.40	U
B	-178.00	Y	A	71.00	Y
B	-173.60	V	A	72.60	V
B	-172.00	Y	A	126.40	U
B	-167.60	U	A	128.00	Y
B	-166.00	Y	A	129.60	V
B	-161.60	V	A	145.40	U
B	-160.00	Y	A	147.00	Y
			A	148.60	V
			A	163.80	Z^2
			A	165.40	U
			A	167.00	Y
			A	168.60	V

Tableau B.4: Les chambres de la région de l'Oméga

Appendice C

La calibration de l'hodoscope

Les histogrammes de calibration des 'clusters' de taille 2 (2 fibres côte à côte donnent un signal ce qui représente un pas de $250\ \mu$) sont donnés dans les figures suivantes qui présentent la position déterminée pour les différents 'clusters'.

Nous ne montrons que les histogrammes présentant la calibration des 'clusters' de taille 2 de l'hodoscope H1. Les histogrammes qui présentent la position des canaux (une seule fibre a été touché soit un pas de $500\ \mu$) étant très similaire ne sont pas présentés.

La calibration de l'hodoscope H2 qui a été calibré par la même méthode n'est pas non plus présentée.

On peut voir sur ces histogrammes que l'hodoscope est bien positionné sur la position moyenne du faisceau. Nous pouvons dès lors éliminer les informations de l'hodoscope qui ne correspondent pas à une position de passage du faisceau, soit les positions de cluster de numéro < 24 où > 58 .

Figure 1 displays 12 plots showing the evolution of the number of particles N over time t . The plots are arranged in a 3x4 grid, numbered 1 to 12. Each plot has a y-axis labeled N ranging from -1 to 1 and an x-axis labeled t ranging from -2 to 1. The plots show different initial conditions and parameters. The plots are arranged in a 3x4 grid.

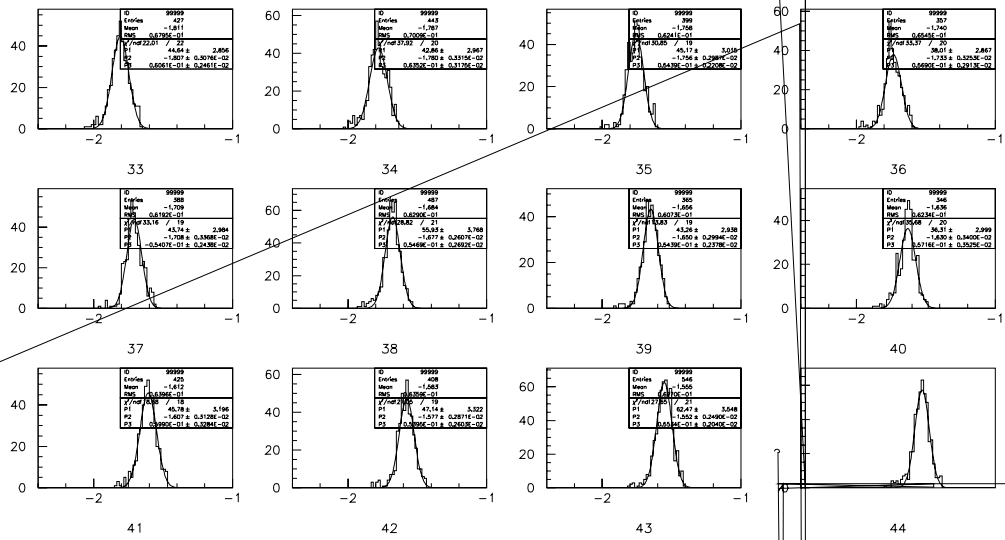
Figure 1 displays 16 plots (numbered 17 to 32) showing the probability distribution of the number of particles in the final state. Each plot includes a histogram of data points and a solid line representing a fit. The plots are arranged in a 4x4 grid. Each plot contains a box with statistical parameters:

- χ^2 : Chi-squared value
- Dof : Degrees of Freedom
- Mean: Mean value
- StdDev: Standard Deviation
- $p1$, $p2$, $p3$: Fit parameters

The plots show the distribution of the number of particles in the final state, with the x-axis ranging from -2 to -1 and the y-axis representing probability. The distributions are generally peaked around -1.5 to -1.0, with some plots showing multiple peaks or a broader distribution.

116

position of cluster size 2 H1



Appendice D

Différents calculs effectués

D.1 Reconstruction des masses invariantes

Afin de reconstruire les masse invariante on utilise la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

On va donner à titre d'exemple la reconstruction de la masse invariante d'un hadron qui se désintègre en 3 particules d'impulsion $\vec{P}_a, \vec{P}_b, \vec{P}_c$ et de masse M_a, M_b, M_c .

La conservation de l'impulsion nous donne l'impulsion du hadron $\vec{P} = \vec{P}_a + \vec{P}_b + \vec{P}_c$. L'énergie de chacune des particules (a dans l'exemple qui va suivre) étant donnée par $E_a^2 = M_a^2 + P_a^2$, on en déduit la masse du hadron M

$$M = \sqrt{M_a^2 + P_a^2 + M_b^2 + P_b^2 + M_c^2 + P_c^2 - (\vec{P}_a + \vec{P}_b + \vec{P}_c)^2} \quad (D.1)$$

D.2 Calcul de l'erreur sur α

Nous rappelons la définition de α

$$\alpha = \frac{\ln \frac{nb_C}{nb_{Cu} \cdot R}}{\ln \frac{A_c}{A_{Cu}}} \quad (D.2)$$

on a alors

$$\frac{\delta \alpha}{\delta nb_C} = \frac{1}{\ln(\frac{A_c}{A_{Cu}})} \cdot \frac{nb_{Cu} R}{nb_C} \cdot \frac{1}{nb_{Cu} R} = \frac{1}{\ln(\frac{A_c}{A_{Cu}})} \cdot \frac{1}{nb_C} \quad (D.3)$$

$$\frac{\delta \alpha}{\delta nb_{Cu}} = \frac{1}{\ln(\frac{A_c}{A_{Cu}})} \cdot \frac{nb_{Cu} R}{nb_C} \cdot \frac{-nb_C}{nb_{Cu}^2 \cdot R} = \frac{1}{\ln(\frac{A_c}{A_{Cu}})} \cdot \frac{-1}{nb_{Cu}} \quad (D.4)$$

Les erreurs sur nb_C et nb_{Cu} sont les erreurs statistiques soient. $\Delta nb_{Cu} = \sqrt{nb_{Cu}}$ et $\Delta nb_C = \sqrt{nb_C}$ l'erreur sur α est donc

$$\Delta(\alpha) = \sqrt{\left(\frac{\delta \alpha}{\delta nb_C} \cdot \Delta nb_C \right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha}{\delta nb_{Cu}} \cdot \Delta nb_{Cu} \right)^2} \quad (D.5)$$

plus simplement:

$$\Delta(\alpha) = \frac{1}{\ln(\frac{A_c}{A_{Cu}})} \cdot \sqrt{\frac{1}{nb_C} + \frac{1}{nb_{Cu}}} \quad (D.6)$$

Appendice E

Spectres de masse obtenues pour différentes coupures

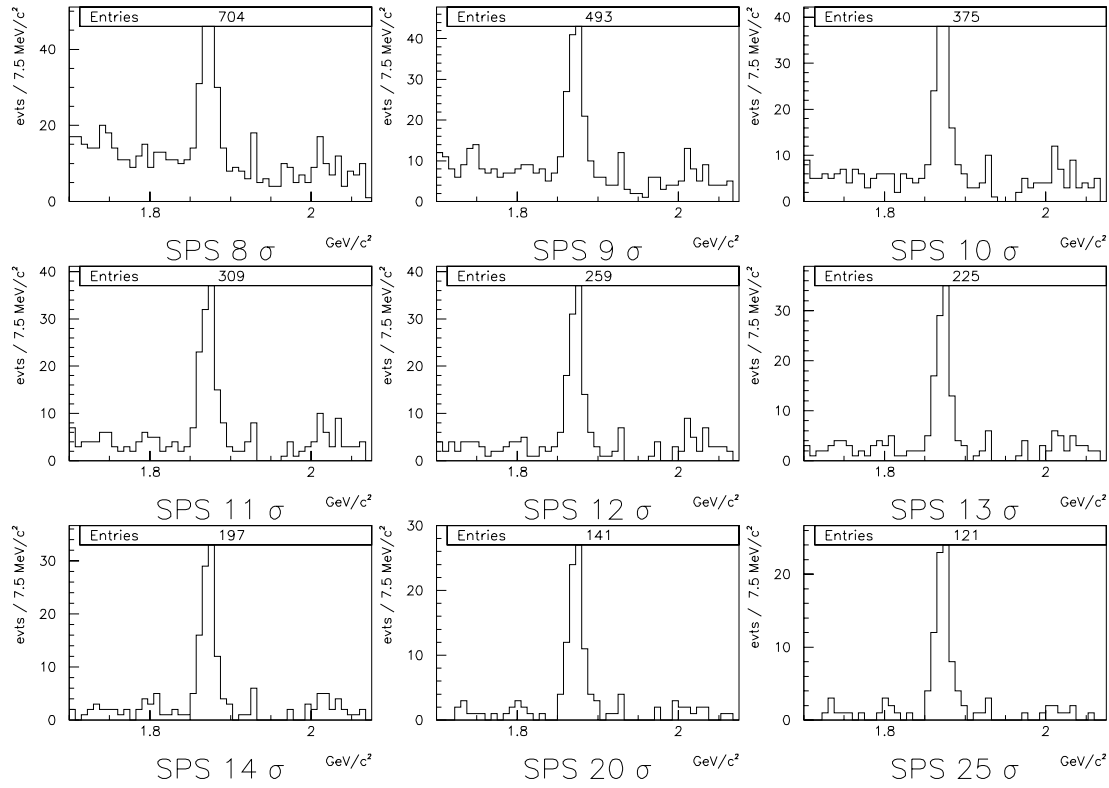


Figure E.1: Spectres de masse D^- en fonction de SPS

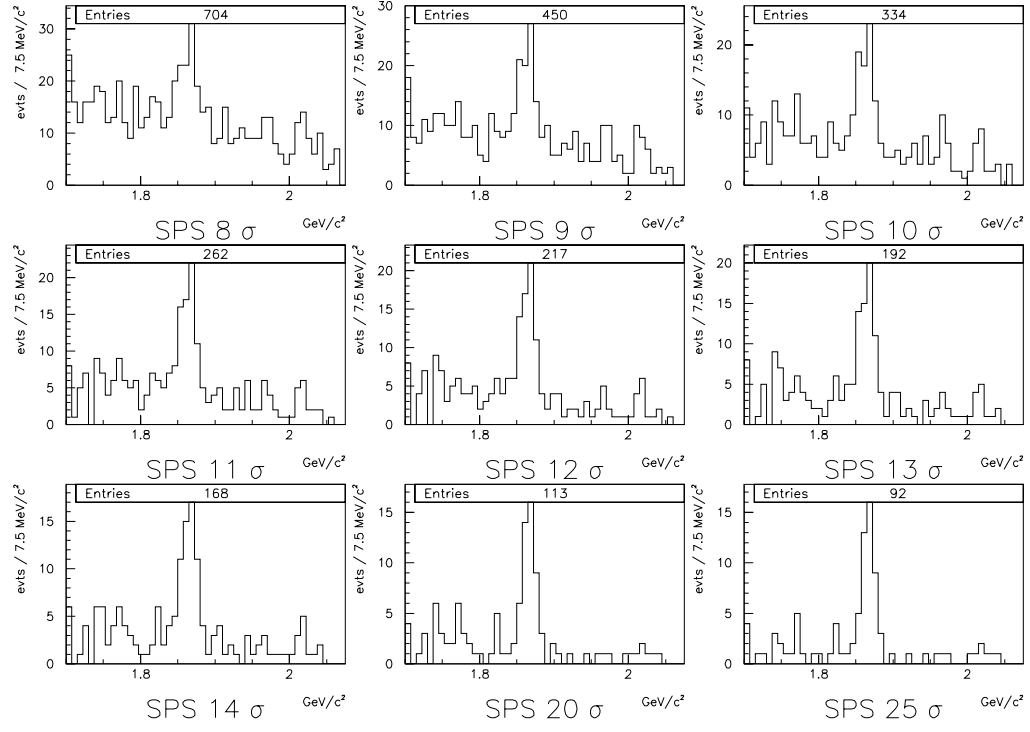


Figure E.2: Spectres de masse D^+ en fonction de SPS

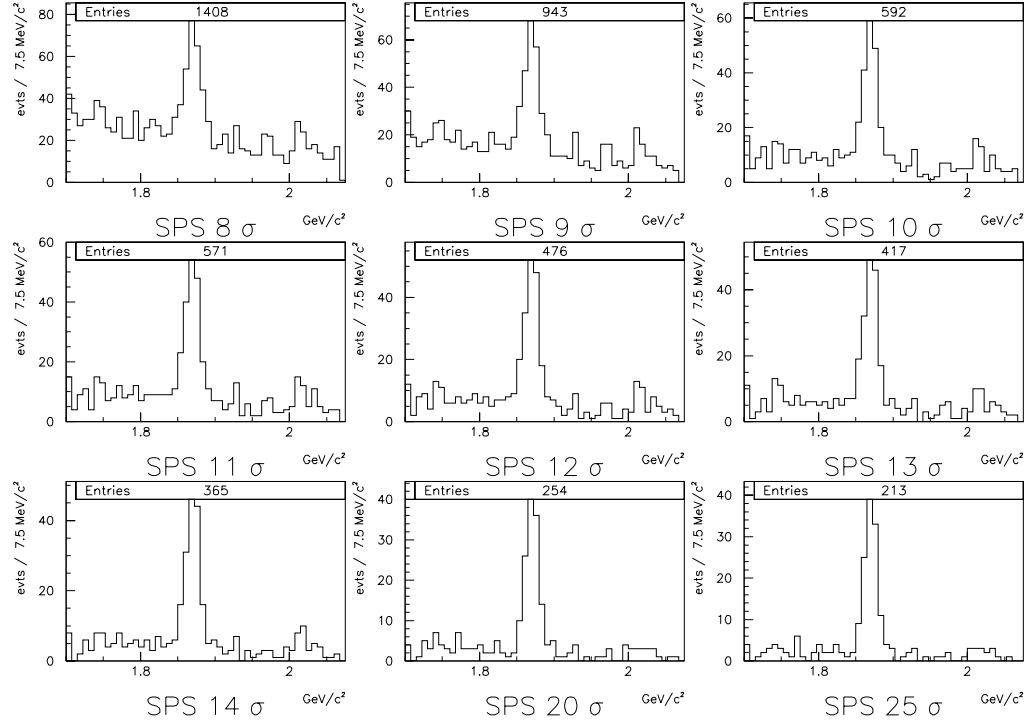


Figure E.3: Spectres de masse D^- et D^+ en fonction de SPS

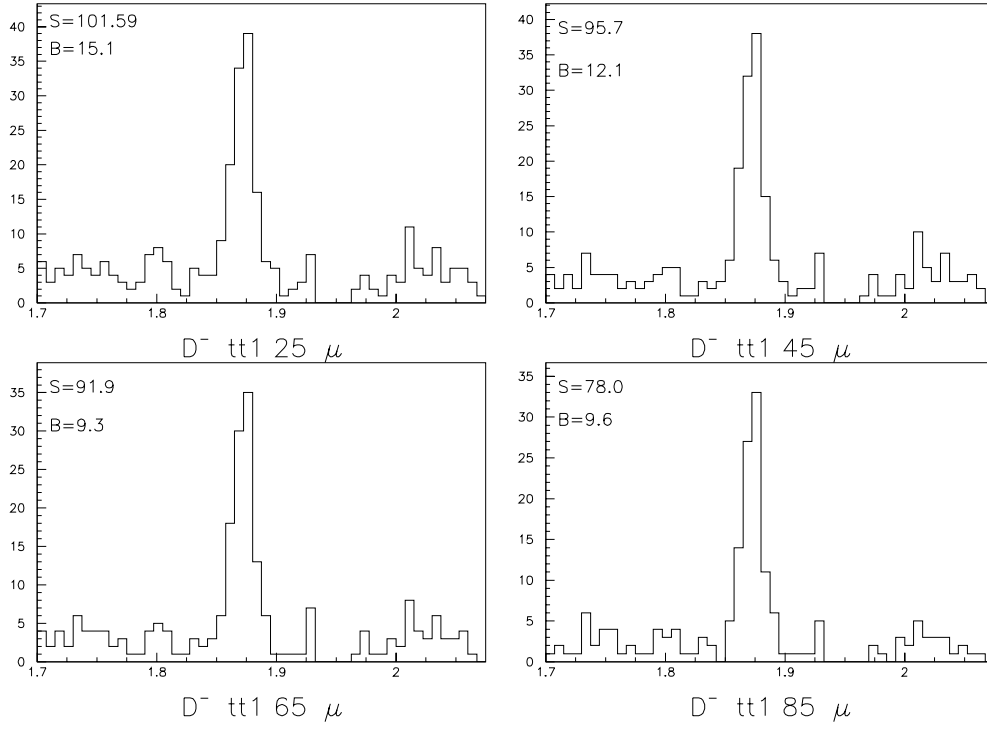


Figure E.4: Spectres de masse de D^- en fonction de $tt2$

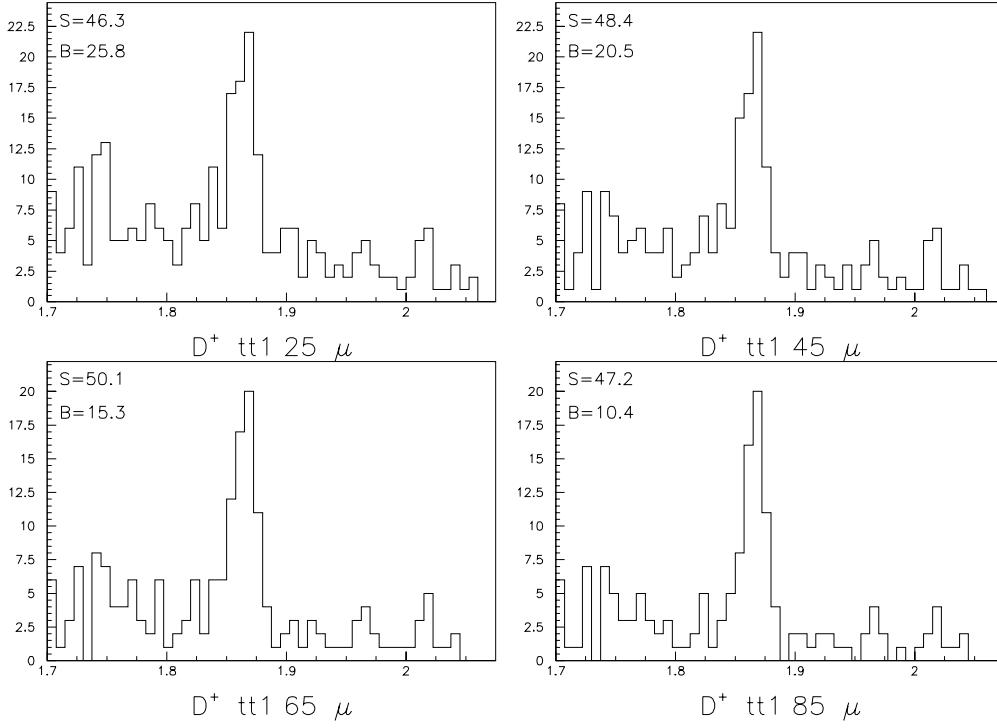


Figure E.5: Spectres de masse des D^+ en fonction de $tt2$

Note : dans les figures (E.4, E.5, E.6) c'est le paramètre $tt2$ (comme indiqué dans la légende) qui est présenté et non $tt1$ comme indiqué dans les histogrammes

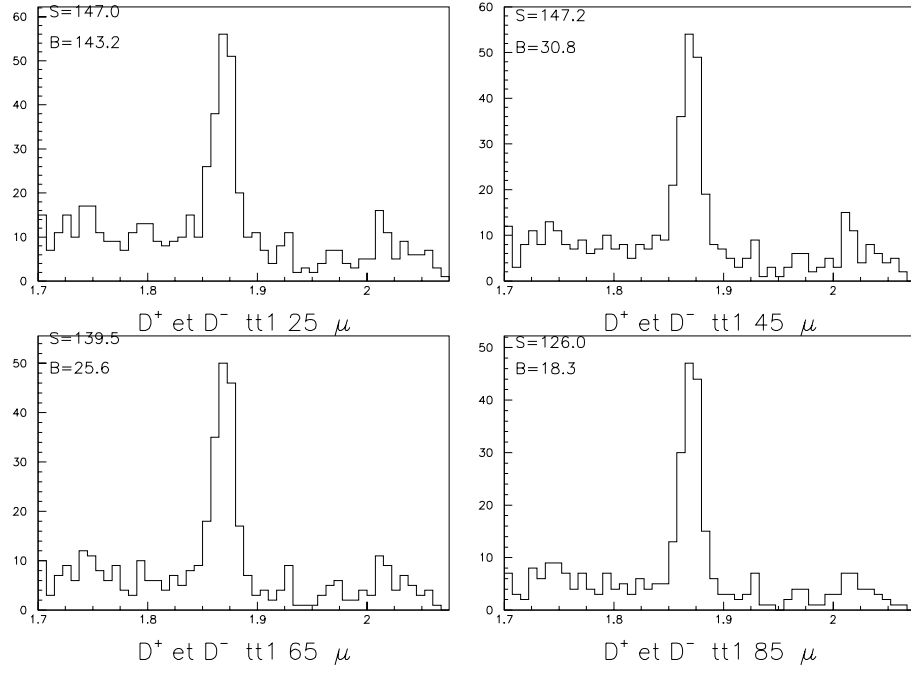


Figure E.6: Spectres de masse des D^+ et D^- en fonction de $tt2$

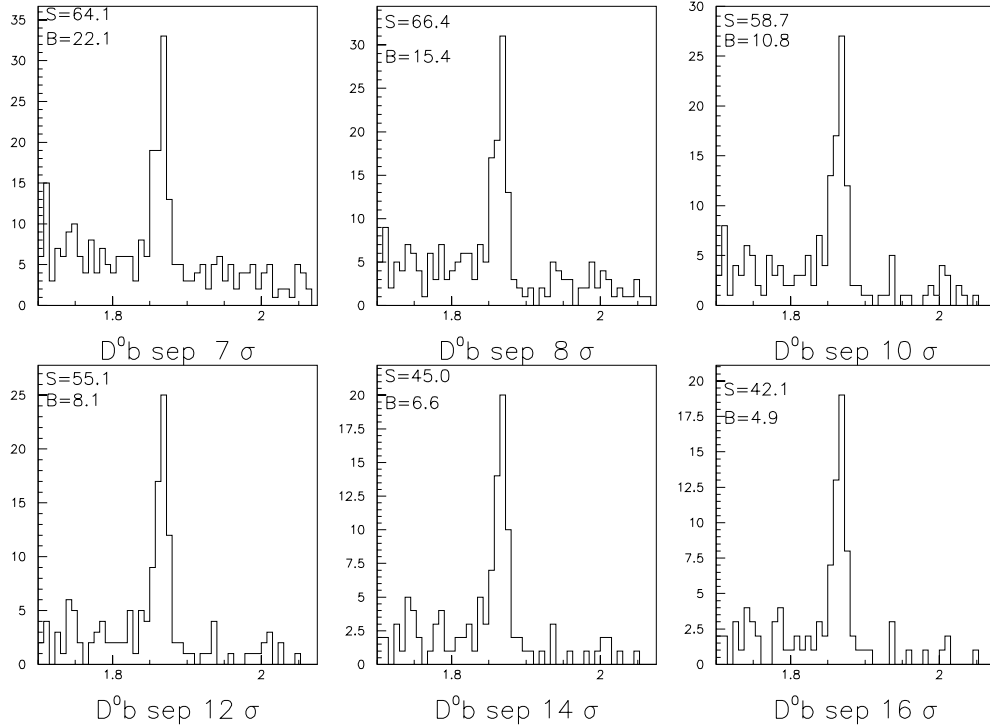
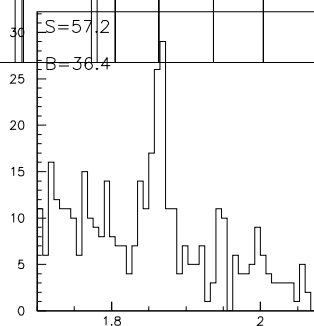
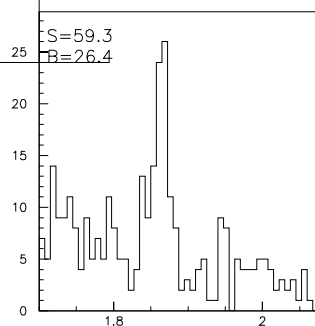


Figure E.7: Spectres de masse des $\overline{D}^0$ en fonction de SPS

Note : pour la suite sep représente le paramètre SPS



D^0 sep 7σ



D^0 sep 8σ

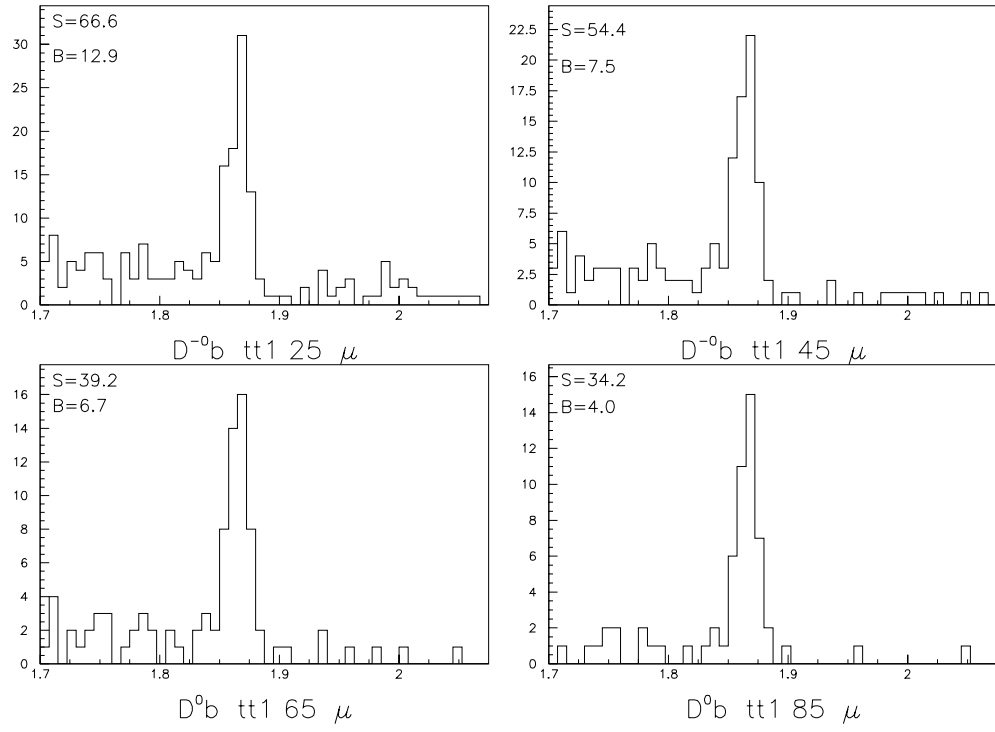


Figure E.10: Spectres de masse $\overline{D}^0$ en fonction de $tt1$

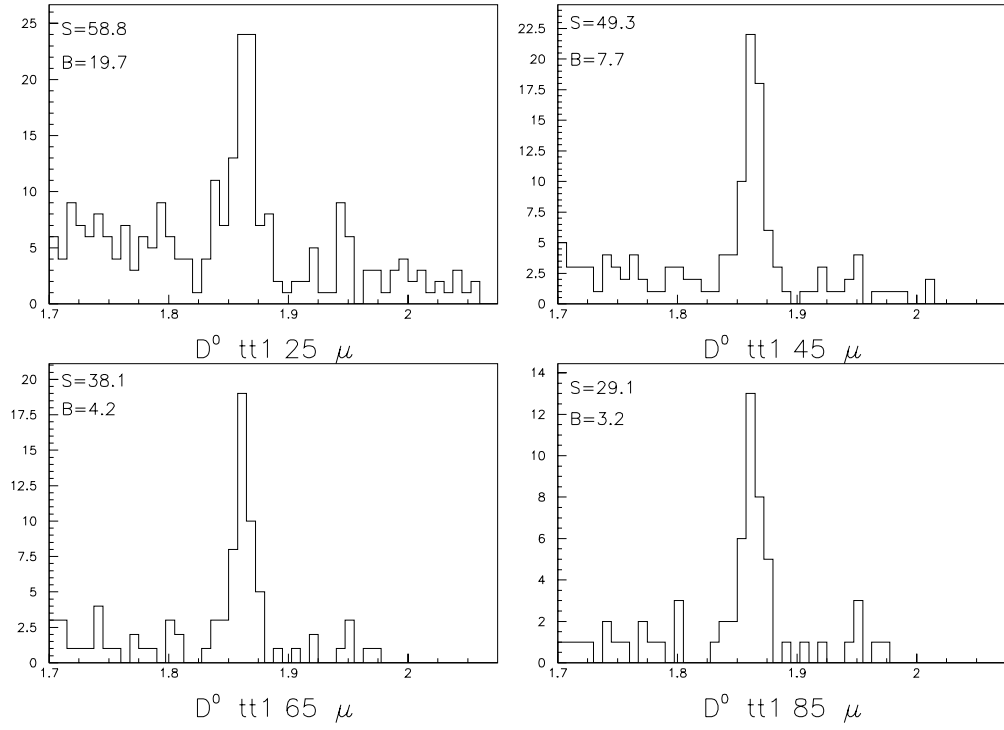


Figure E.11: Spectres de masse des D^0 en fonction de $tt1$

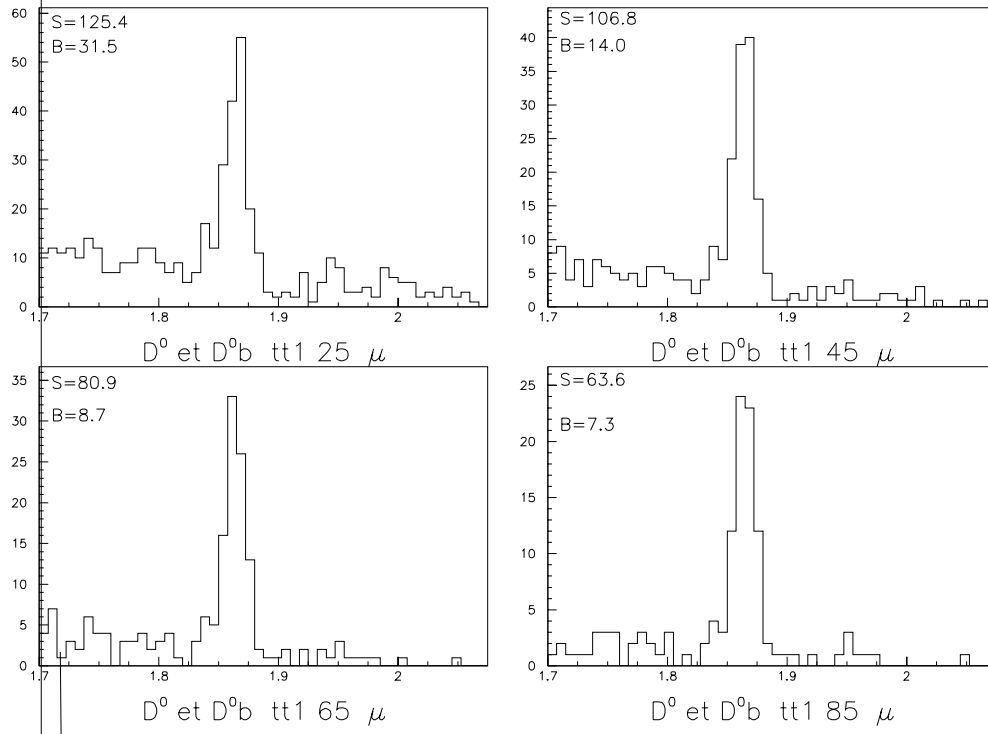
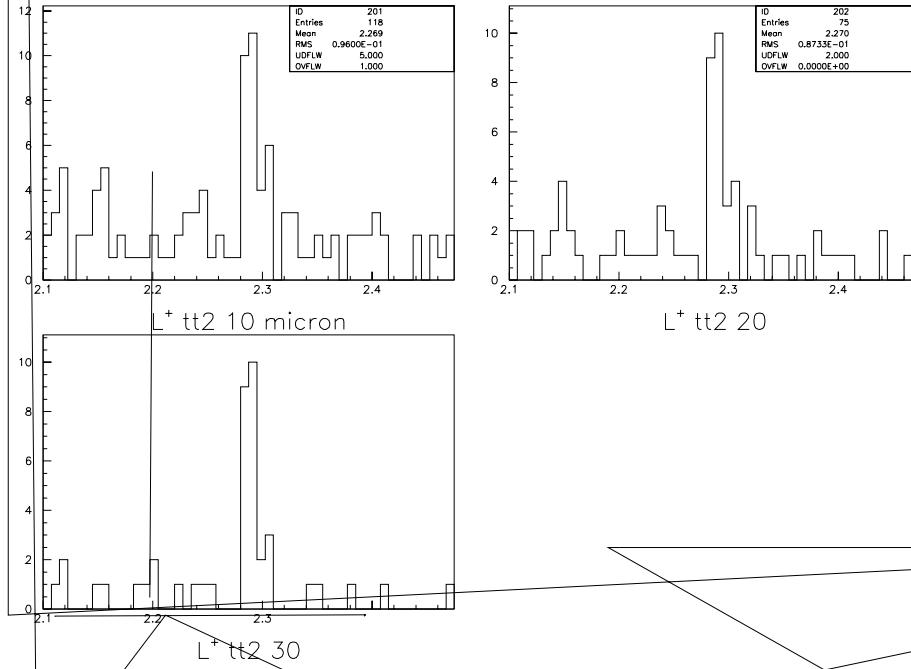


Figure E.12: Spectres de masse des $\overline{D}^0$ et D^0 en fonction de $tt1$



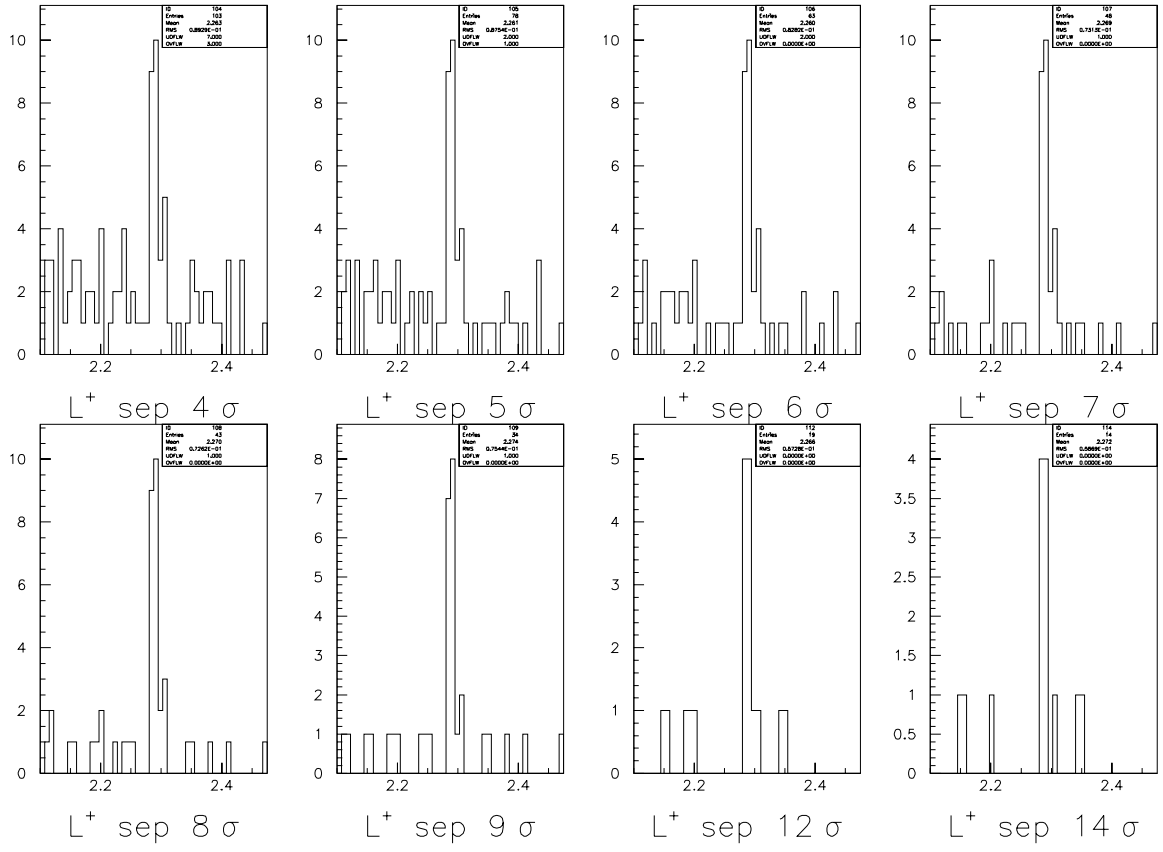


Figure E.14: Spectres de masse des Λ_c^+ en fonction de SPS

Note : ici sep représente le paramètre SPS

Appendice F

Signaux obtenus par d'autres membres de la collaboration

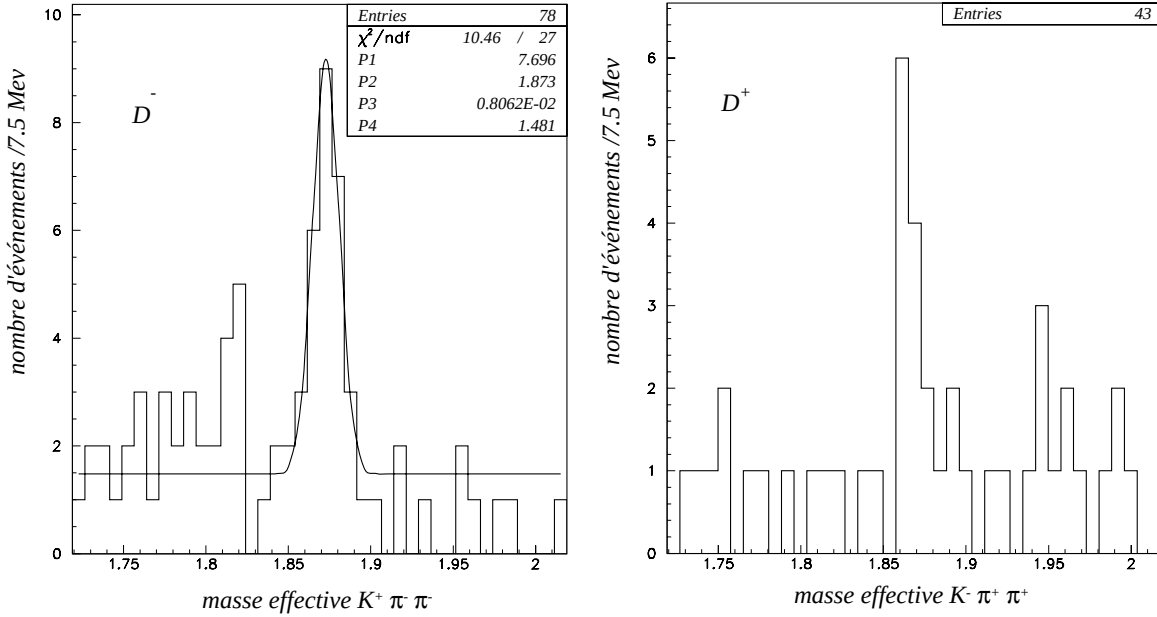


Figure F.1: Signaux des D^- (S/B=20.7/6.3) et D^+ (S/B=10/4.5) obtenus par E Vesin à partir des données de 1993 (trajectoire reconstruite avec les versions 16.x de TRIDENT)

Il apparaît clairement l'importance d'une bonne reconstruction des trajectoires pour l'obtention des signaux. La nouvelle version de TRIDENT apporte une nette amélioration des signaux. Ce signal plus faible peut aussi être dû aux différentes méthodes utilisées pour reconstruire les événements. L'étude sur la simulation des deux versions de TRIDENT a montré pour notre programme une amélioration d'un facteur 2 de l'efficacité de reconstruction.

Nous présentons dans la figure suivante les résultats obtenus par un autre membre de la collaboration avec la même version de TRIDENT que celle que nous utilisons

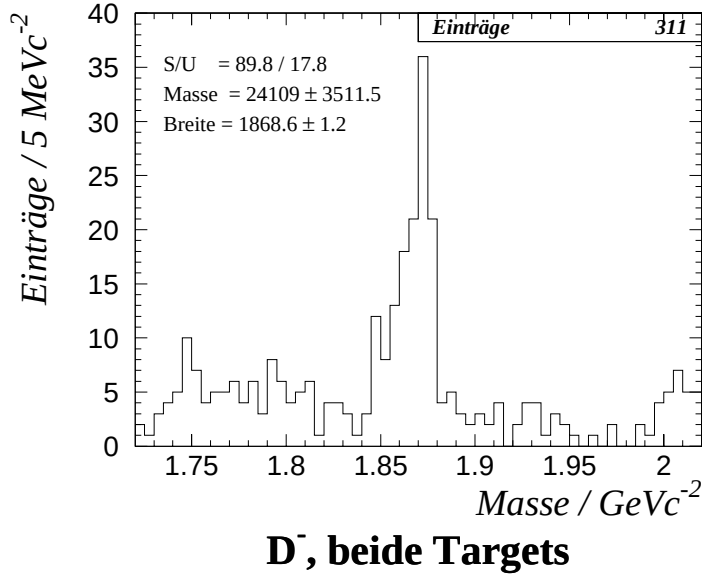


Figure F.2: Signal de D^- obtenu par B.Volkemer[VOL97] à partir de la même version TRIDENT et des mêmes événements de départ (totalité des événements collectés en 1993)

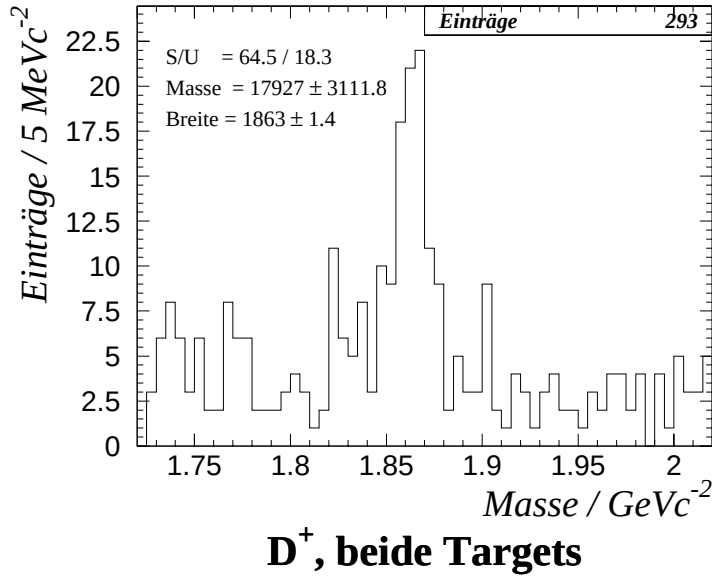


Figure F.3: Signal de D^+ obtenu par B.Volkemer à partir de la même version TRIDENT et des mêmes événements de départ (totalité des événements collectés en 1993)

Avec une même version de TRIDENT les signaux obtenus à partir de deux programmes différents sont très similaires. Nous avons vérifié le recouvrement de nos signaux avec ceux-ci: 80% de nos événements ont été trouvé par cette autre analyse, ce qui augmente la confiance que l'on peut avoir en nos signaux.

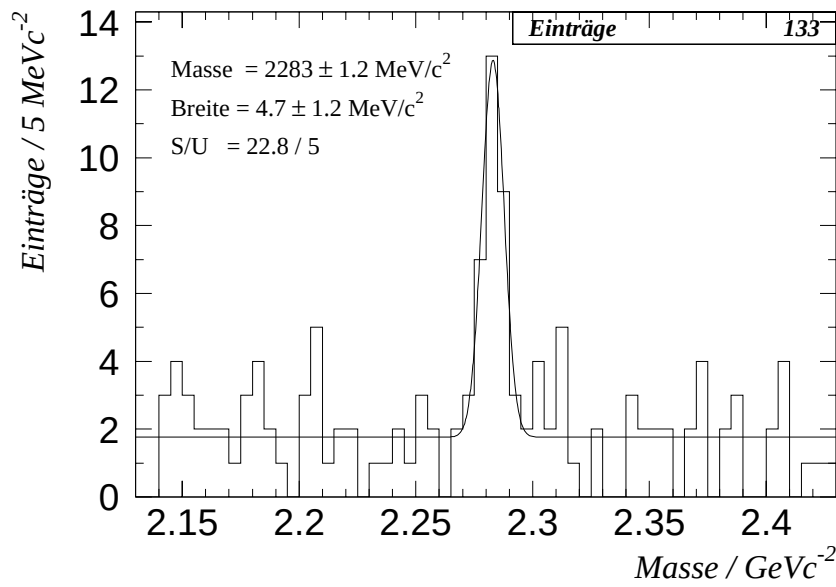


Figure F.4: Signal de Λ_c^+ obtenu par B Volkemer à partir de la même version TRIDENT et de la totalité des événements collectés en 1993

Là encore, nous constatons que les nombres de hadrons trouvés sont très similaires (notons que l'étude du recouvrement de ces événements avec les nôtres n'a pas été effectuée).

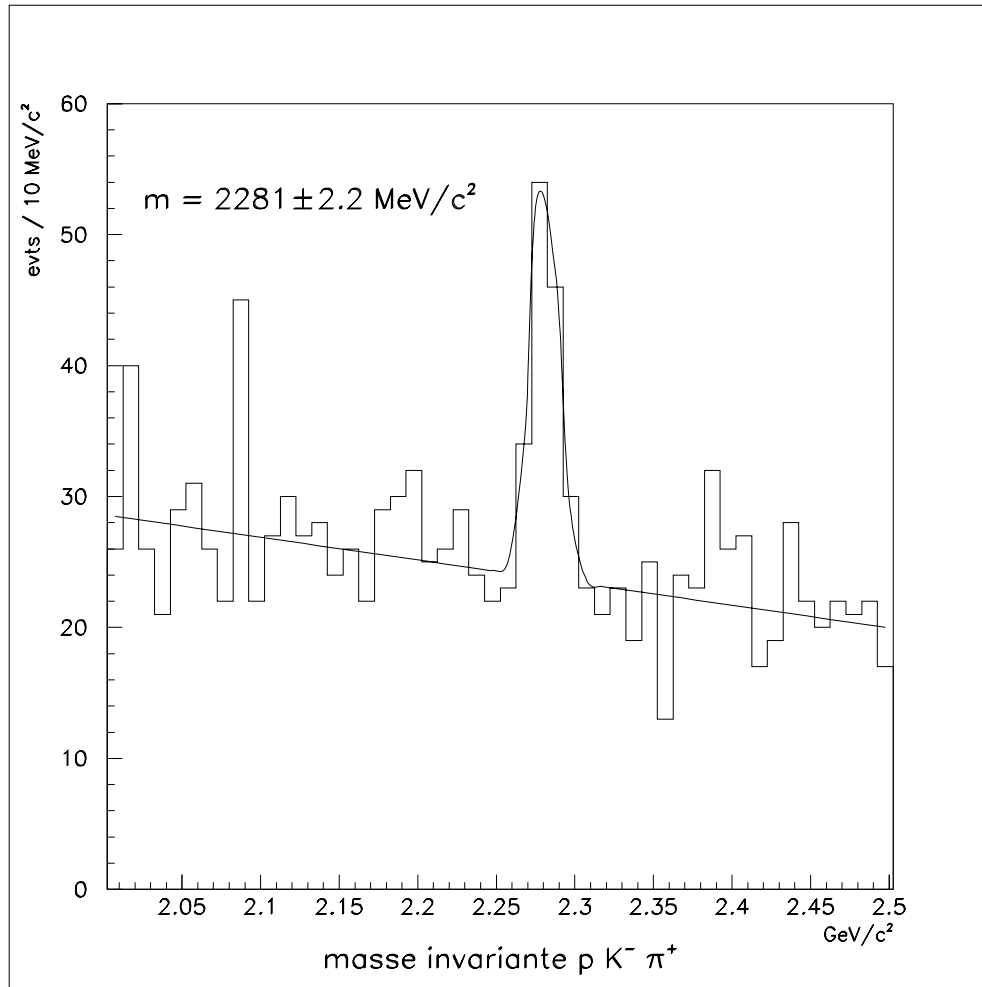


Figure F.5: Signal de Λ_c^+ obtenu par F Charignon à partir de données prises en 1991

Le nombre d'événements signal est estimé à 70 tandis que le rapport $S/B \approx 1/2$

Les événements obtenus pas F Charignon ont été utilisés par M Buénerd dans la réf [BUE93] qui présente le résultat de l'étude de l'effet 'guide' pour la production du baryon simplement 'guide' Λ_c^+ dont la fig F.6 est extraite

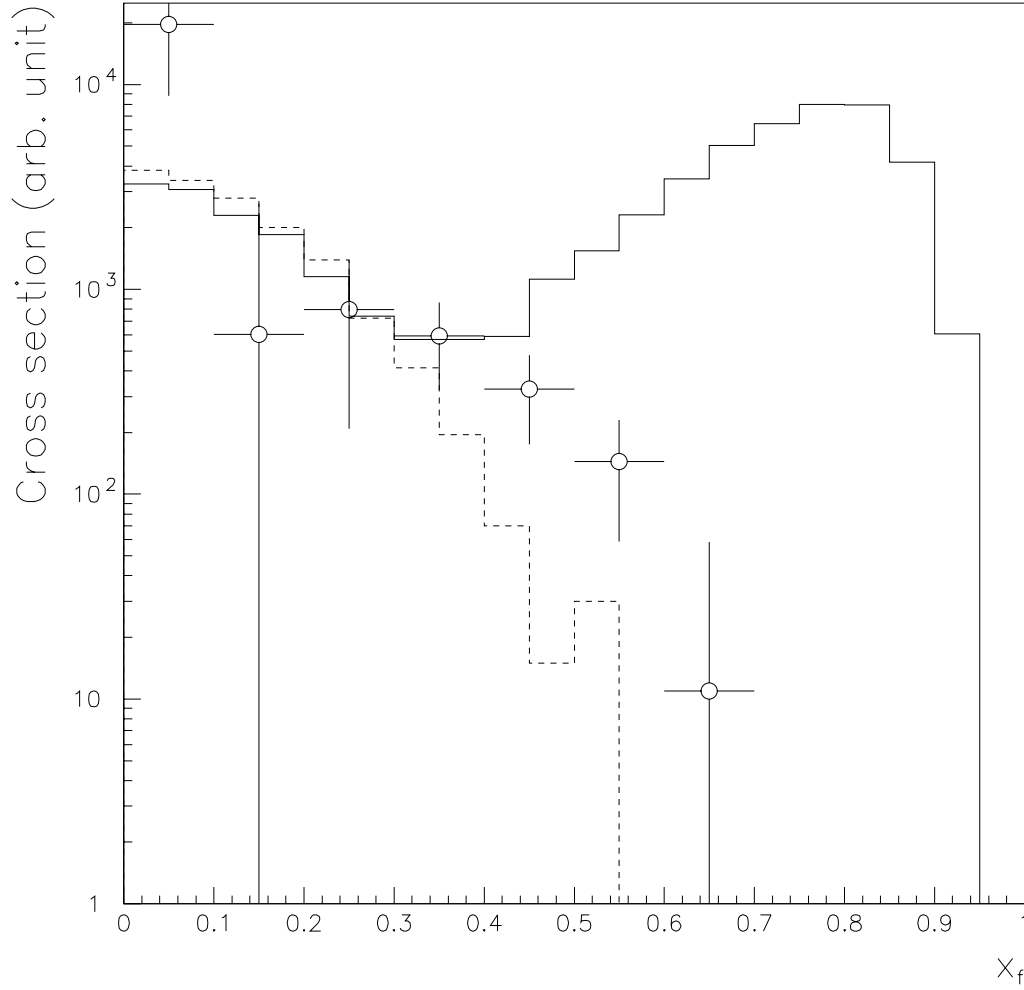


Figure F.6: Distribution en x_F des Λ_c^+ trouvés par F Charignon et résultat de PYTHIA: Λ_c^+ directement produit dans l'interaction (guide 1 fois, trait pointillé); Λ_c^+ produit dans l'interaction auxquels sont ajoutés ceux produits lors de la désintégration forte des Σ_c^0 produits (guide 2 fois, trait plein)

Bibliographie

- [ADA87] M. Adamovich et al., Proposal for a New Hyperon Beam Experiment at the CERN-SPS Using the Omega Facility, CERN/SPSC-1987/43 (August 1987).
- [ADA92] M. Adamovich et al., Nuclear dependence of charm production by a 340 GeV/c π^- beam. Phys. Lett. B284(1992)453.
- [ADA95] M. Adamovich et al., Measurement of the polarization Λ^0 , $\overline{\Lambda}^0$, Σ^+ and Ξ^- produced in a Σ^- beam of 330 GeV/c , Preprint CERN-PPE/94-86, Z. Phys. A350(1995)379-386.
- [ADM95] M. Adamovich et al., Measurement of the Ω_c^0 lifetime, Preprint CERN-PPE/95-105, Phys. Lett. B358(1995)151-161.
- [ADA96] M. Adamovitch et al., Measurements of charmed-mesons production in interactions between 350 GeV/c π^- particles and nuclei Submitted to Nuclear Physics B.
- [ADA97] M. Adamovitch et al., Ξ^- Production by Σ^- , π^- and Neutrons in the Hyperons Beam Experiment at CERN (Submitted to Zeitschrift fur Physik C) (1997).
- [AGU88] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. C40(1988)321.
- [AGU95] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Rev. Lett. 70(1993)1381.
- [AIT96] E.M Aital et al., Asymmetries between the production of D^+ and D^- meson from 500 GeV/c π^- - nucleus interaction as a function of x_F and p_T^2 Phys. Lett. B371(1996)157.
- [ALB91] E. Albertson, et L. Schmitt, WA89 'Status of the Beam Hodoscope' Internal Memorandum (Mars 1991)
- [ALB93] E. Albertson, "Search for the H Dibaryon in Σ^- . Nucleon Interactions", Thèse, Université de Heidelberg (1993).
- [ALV93] G.A. Alves et al., Atomic mass dependence of $D^\pm$ and $D^0, \overline{D}^0$ production in 250 GeV/c $\pi^\pm$ nucleon interaction, Phys. Rev. Lett 70(1993)722.
- [ALV96] G.A Alves et al., Forward Cross-sections for Production of D^+ , D^0 , D_s , D^{*+} , and Λ_c in 250 GeV/c $\pi^\pm$, $K^\pm$, and p Nucleon Interactions, Phys. Rev. Lett. 77(1996)2388-2391.

- [AND83] B. Andersson et al., Parton fragmentation and string dynamics. Phys. Rep. 97(1983)31.
- [APP92] J.A. Appel, Hadroproduction of charm particles, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 42(1992)367.
- [ARA95] G.H Arakelyan et P.E.Volkovitsky, Charmed particule production in hadron-hadron collisions YERPHI-1435(5) (February 1995) HEP-PH-9502413.
- [ART83] X. Artru, Classical string phenomenology. How strings work Phys. Rep. 97(1983)147.
- [AUB74] J.J. Aubert, et al., Experimental Observation of a Heavy Particle *Jpsi*. Phys. Rev. Lett. 33(1974)1404.
- [AUG74] J.E. Augustin, et al., Discovery of a Narrow Resonance in $e^+ e^-$ Annihilation. Phys. Rev. Lett 33(1974)1406.
- [ALE90] A.N Aleev et al., Z. Phys. C47(1990)533
- [ALE95] Y Alexandrov et al., CHEOPS Letter of intent. CERN/SPSLC 95-22 (Mars 1995).
- [BAR90] S. Barlag et al., Phys. Lett. B247(1990)113.
- [BAS81] CERN-Bologna-Frascati Collaboration, M. Basile et al, Lett. Nuovo Cimento (1981)30.
- [BEE91] W. Beenaker et al., QCD correction to heavy quark production in hadron-hadron collisions Nucl. Phys. B351(1991)507.
- [BER93] C. Berrat, WA89 Some information on 93' event filter. Internal Memorandum (1993).
- [BER96] C. Berrat, Contribution à l'étude expérimentale des hadrons charmés produit avec un faisceau d'hypérons (expérience WA89) Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (1996).
- [BIA81] S.F. Biagi et al., Nuc. Phys. B186(1981)1.
- [BIA85] S.F. Biagi et al., Z. Phys. C28(1985)175.
- [BIG85] S.F. Biagi et al., Phys. Lett. B150(1985)230.
- [BOT93] J. Botts et al., CTEQ Parton distribution and flavour dependence of sea quarks, Phys. Lett. B304(1993)159.
- [BOU82] M. Bourquin et al., Z. Phys. C12(1982)307.
- [BOU83] M. Bourquin et al., Measurements of Hyperon Semileptonic Decays at the CERN Super Proton Synchrotron Z. Phys. C21(1983)1-17
- [BOU86] M. Bourquin et al., Evidence for narrow states decaying into $(\Lambda \bar{p} \pi^i s)$, at $3.1 \text{ GeV}/c^2$ with charge +1, 0 and -1, Phys. Lett. B172(1986)113.

- [BOU84] M. Bourquin and J.P. Repellin, Phys. Rep. 114(1984)99.
- [BRO80] K.L. Brown et al., TRANSPORT a computer program for designing charged particle beam transport systems. Writeups 150 CERN/SPS (1980).
- [BRO94] Brodsky et al., Phys. Lett B93(1980)451 et R. Vogt and S.J. Brodsky., SLAC-PUB-6468 (1994).
- [BRU91] W. Bruckner et al., A scintillating fibre hodoscope with avalanche photodiode readout Nucl. Inst. and Meth. A313(1992)129 CERN/PPE (1991)91-146.
- [BRU92] W. Bruckner et al., The electromagnetic calorimeter in the hyperon beam experiment at CERN. Nucl. Inst. and Meth. A313 (1992)345-356.
- [BRU94] W. Bruckner et al., Silicon Microstrip Detector with SVX Chip Readout MPIH-V21-1994 (1994). Submitted to Nucl. Inst. and Meth.
- [BRU95] W. Bruckner et al., The transition radiation detector in the hyperon beam experiment WA89 at CERN Preprint MPIH-V14-1995. (1995).
- [BRC95] W. Bruckner et al., Nucl. Inst. and Meth. A357(1995)274.
- [BUE95] M. Buénerd, Lambdac production from 330 GeV/c sigma minus - nucleus collisions, and the leading particle effect in the LUND Model, Memorandum WA89, (1995).
- [BUR92] A.J. Buras et M.Linder, Heavy Flavours Advanced Series on Direction in High Energy Physics Vol.10, World Scientific (1992).
- [CAB63] N. Cabbibo., Phys. Rev. Lett. 10(1963)531.
- [CAM93] CAMAC, PCOSIII Multi Wire Proportional Chamber System (1993).
- [CHA95] F. Charignon, Etude de la production du Λ_c et recherche du pentaquark dans les données de l'expérience WA89, Thèse de l'université Joseph Fourier (1995).
- [CHA96] J. Chauvin, Documentation sur Minigraphy, <http://isnwww.in2p3.fr/wa89/analyse/anal.html/> (1996).
- [CHU96] E. Chudakov, Phynix documentation, <http://vsnhd1.cern.ch/offline/phynix/> (1996).
- [CHD96] E. Chudakov, OMGEANT page <http://vsnhd1.cern.ch/offline/mc/omgeant.html> (1996).
- [CHU97] E. Chudakov, communication personnelle.
- [CMZ94] CMZ, user guide and reference manual, CERN-DD division (1994).
- [COB88] H. Cobbaert, et al., A- Dependence of the charm production cross section in 300 GeV/c proton interactions Phys. Lett. B206(1988)546-550.
- [COC91] C. Coca et al., Phys. Lett. B281(1991)148.
- [COL89] J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman, Factorisation of hard process in QCD, in perturbative QCD, World Scientific (1989).

- [DER95] U. Dersch, Bau eines Übergangsstrahlungsdetektor mit Gasmikrostreifendetektoren, Diploma Univ.Heidelberg (1995).
- [DIE88] M. Diemoz, F. Ferroni, G. Martinelli, Parton densities from deep inelastic scattering to hadronic processes at super collider energies Z. Phys. C39(1988)21.
- [DRO91] F. Dropman et al., WA89 Memorandum, (December 1991).
- [DUK84] D.W. Duke et J.F. Owens, Phys. Rev. D30(1984)579.
D.W.Duke et J.F. Owens, Phys. Rev. D26(1984)1600.
- [EIC84] E. Eichten, L. Hinchliffe, K. Lanne et C.Quigg, Supercollider physics Rev. Mod. Phys. 56(1984)579.
- [ERH79] UCLA-Saclay Collaboration, S. Erhan et al., Phys.Lett. B85(1979)447.
- [FEY72] R.P. Feynman, Photon-hadron interaction, Benjamin, Reading, MA (1972).
- [FFR93] FFREAD, CERN Program Library I302(1993).
- [FIE83] R.D. Fiels et S. Wolfram, Nucl. Phys. B213(1983)65.
- [FOU93] A. Fournier et M. Rey-Campagnolle, Adjustment of the BEAM package in TRIDENT for the 1993 run. WA89 Internal Memorandum, (1993).
- [FOU94] A. Fournier, Adjustment of the BEAM package in TRIDENT for the 1994 run. WA89 Internal Memorandum, (1994).
- [FRA93] P.L. Frabetti et al., Phys. Rev. Lett. 70(1993) 2058. Measurement of the mass and lifetime of the $\Xi(c)^+$ Phys. Rev. Lett. 70(1993)1381.
- [FRI94] S. Frixione et al., Charm and bottom production: theoretical result versus experimental data. Nucl. Phys. B431 (1994)453.
- [GAN87] Ganguli, S N; Cross sections, x and p_T^2 distributions of charm D mesons in 400 and 800 GeV/c pp interactions using fusion model (NA27/E743) Bombay : Tata Inst. Fund. Res., Mar (1987) - 17 p. TIFR EHEP 87-2.
- [GEA96] GEANT, Detector Description and Simulation Tool <http://wwwcn1.cern.ch/pl/geant> (1996).
- [GEL64] M. Gell-Mann, M The eightfold Way CLR R 539-12 (1964).
- [GLU82] M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya, Scaling Violation and the Gluon Distribution of the Nucleon Z. Phys. C13(1982)119.
- [GLU92] M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya et A. Vogt, Parton distributions for high energy collisions Z. Phys. C53 (1992)127.
M.Glück, E. Hoffmann, E. Reya et A. Vogt., Z. Phys. Radiatively generated parton distribution for high energy collision C48(1990)471.
- [GOD91] M. Godbersen, "Untersuchung von Di-Lambda Produktion in Sigma - Nukleon Wechselwirkungen", Thèse, Université of Heidelberg, and references therein, (1991).
- [GRA88] P. Grafstrom, CERN/SPSC 88-4 (1988).

- [HAR90] P. Harriman, A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, Phys. Rev. D42(1990)798.
- [HBO95] Application Software and Databases, HBOOK Reference Manual, CERN Program Library Long Writeups Y350 (1995).
- [HEI96] M. Heidrich, Entwicklung eines bergangsstrahlungszhlers basierend auf Gasmikrostreifendetektoren zur ersten Untersuchung von Sigma-e-Streuung am Hyperonenstrahl des CERN, Thèse, Université de Heidelberg (1996).
- [HIG95] HIGZ, user guide and reference manual, CERN-DD division.
- [JAF77] R.L. Jaffe, Pherhaps a stable dibaryon, Phys. Lett 38(1977)195-198.
- [KAI82] A.B. Kaidalov et al., Phys. Lett. B116(1982), et Phys. Lett. B117(1982)247.
- [LAN94] L.G. Landsberg, Physics of atomique nuclei vol57 No1 (1994).
- [LAS80] J.C. Lassalle, Nucl. Inst. and Meth. A176(1980)371.
- [MUL94] U. Muller et al., Nucl. Inst. and Meth. A343 (1994)279.
- [MUL95] U. Muller et al., The recent performance of the Omega rich detector in the experiment WA89 at CERN. to be published in Nucl. Inst. and Meth A (1995).
- [MAR91] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, Phys. Rev. D43(1991)3648.
A.D.Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling., Phys. Rev. D306(1993)145.
- [MOR91] J.G. Morfin et W-K.Tung, Parton distribution from a global QCD analysis of deep inelastic scattering Z. Phys. C52(1991)13.
- [NAS88] P. Nason, et al., Nuclear Physic B303(1988)607.
- [NAS89] P. Nason, et al., Nuclear Physic B327(1989)49.
- [PAU91] S. Paul, The dibaryon in experimental physics Nuclear. Phys. B (Proc. Suppl.)21 (1991)243.
- [PDG96] Particule Data Group, Review of Particle Physics, Phys. Rev. D54(1996).
- [PER76] Perruzzi, et al., Phys. Rev. Lett 37(1976)569.
- [PET83] Peterson et al., Phys. Rev. D27(1983)105.
- [PHO92] Philips Photonics., documentation sur les photomultiplicateur XP1722 (1992).
- [RIT84] E595 Collaboration, J.L Ritchie et al., Phys. Lett B138(1984)213.
- [SCH96] L. Schmitt. and S. Masciocchi, The TAUFIT lifetime fitting program Internal Memorandum, (1996)
- [SIE89] H.W. Siebert et al., Experimental Search For Exotic Multi - Quark Particules, Can. J. Phys. 67 (1989)1148.
- [SIE91] H.W. Siebert et al., Evidence for the U(3100) and related states, Nucl. Phys. B., (Proc.Suppl.) 21(1991)183.

- [SIE94] H.W. Siebert et al., Nucl. Inst. and Meth. A343(1994)60.
- [SJO93] T. Sjöstrand, Pythias 5.7 and Jetset 7.4. Physics and Manual, CERN-Th.7112/93 (1993).
- [SUT92] P.J. Sutton, A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, Phys. Rev. D45(1992)2349.
- [TRD96] TRD, Geometry, Materials <http://vsnhd1.cern.ch/detector/trd.html> (1996).
- [VES95] E. Vesin, Etude de la production des mésons charmés dans la réaction Σ^- proton à 330 GeV/c , Thèse de l'université Joseph Fourier (1995).
- [VOG95] R. Vogt, S.J. Brodsky, Charmed Hadron Asymetrie in the Intrinsic Charm Coalescence Model SLAC-PUB-95-7068 LBL-37666 (Submitted to Nuclear Physics B) (1995): Published in Nucl. Phys. B478(1996)311.
- [VOL97] B. Volkemer, Entwicklung und Aufbau zentralsensitiver Vieldrahtproportionalkammern und die Bestimmung der Lebensdauer des charmed Baryon Λ_c^+ , Messung der Produktion von $D^\pm$ und Λ_c^+ , sowie die Bestimmung oberer Grenzen für die Produktion des Ξ_c^+ in einem 330 GeV/c Σ^- -Hyperonenstrahl, Dissertation, Universität Mainz (en preparation).
- [ZWE64] G. Zweig, CERN Th.Report, TH-401 et TH-12 (1964).

Liste des Tableaux

2.1	Caractéristiques des cibles	28
2.2	Seuils de détection du RICH	36
4.1	Caractéristiques des particules recherchées	58
4.2	Critères de qualité pour la 1 ^{ere} sélection des événements	61
5.1	Conditions appliquées pour la sélection des D^- et D^+	68
5.2	Signaux et masses mesurés des D^- et D^+	70
5.3	Conditions appliquées pour la sélection des D^0 et $\overline{D}^0$	71
5.4	Signaux et masses mesurées pour les D^0 et $\overline{D}^0$	72
5.5	Conditions appliquées pour la sélection des Λ_c^+	73
5.6	Paramètres de la résolution en temps pour les D^- et D^+	79
5.7	Durées de vie mesurées des D^- et D^+	80
5.8	Durée de vie mesurée des mésons D chargés	81
5.9	Erreurs systématiques sur la durées de vie mesurée des D^+ et D^- , dues aux coupures SPS et $tt2$	83
5.10	Durée de vie mesurée des mésons D chargé	84
5.11	Paramètres de la résolution en temps pour des D^0 et $\overline{D}^0$	85
5.12	Erreurs systématiques sur la durée de vie mesurée des mésons D^0 et $\overline{D}^0$ entraînées par les coupures SPS et $tt1$	85
5.13	Durée de vie mesurée des mésons D neutres	85
5.14	Paramètres des gaussiennes de lissage de la fonction de résolution pour les Λ_c^+	86
5.15	Durée de vie mesurée du baryon Λ_c^+	87
5.16	Masse des hadrons charmés identifiés	87
5.17	Durée de vie des hadrons charmés identifiés	87
6.1	Valeurs de b mesurées pour les mésons D chargés	89
6.2	Valeur de b mesurées pour les baryons Λ_c^+	91
6.3	Valeur de n mesurée pour les mésons chargés	95
6.4	Valeur de n obtenue par d'autres expériences	96
6.5	Valeurs mesurées de α	101
6.6	σ_0 mesurée pour les D chargés avec α mesuré	103
6.7	Asymétrie mesurée	104
6.8	Résumé des résultats	107
6.9	Valeur de α mesurée	107

A.1	Les différentes fonctions de structure disponibles	110
B.1	Les chambres bras de levier de la région de l'Oméga	111
B.2	Les plans de micropistes	112
B.3	Les chambres de la zone de désintégration	113
B.4	Les chambres de la région de l'Oméga	114

Liste des Figures

1.1	Annihilation quark-antiquark ordre α_s^2	12
1.2	Fusion gluon-gluon ordre α_s^2	12
1.3	Exemple de diagrammes de Feynman à l'ordre α^3	13
1.4	Production totale du charme dans les interactions π nucléon et p nucléon : calculs de QCD en comparaison aux principaux résultats expérimentaux [APP92].	14
1.5	Distributions en x_F des Λ_c^+ et Σ_c^0 produits dans l'interaction Σ^- proton obtenues par PYTHIA	18
1.6	Distribution en x_F des neutrons (pas d'effet 'guide') produits dans l'interaction Σ^- - N obtenue par PYTHIA et mesure expérimentale (croix)	19
2.1	Multiplet SU(4) des baryons de spin 1/2	21
2.2	Multiplet SU(4) des baryons de spin 3/2	21
2.3	Schéma de l'expérience	23
2.4	Schéma du canal magnétique	24
2.5	Vue d'un canal de l'hodoscope	25
2.6	La disposition des canaux face à chaque photomultiplicateur	26
2.7	Disposition des canaux de l'hodoscope	27
2.8	Schéma du détecteur à radiation de transition	28
2.9	Position des détecteurs micropistes	30
2.10	Vue générale des chambres 'OCTOGONALES'	31
2.11	Schéma d'une chambre 'LAMBDA'	32
2.12	Position des détecteurs dans la zone de désintégration	32
2.13	Champ magnétique dans l'Oméga	33
2.14	Vue des détecteurs de la région de l'Oméga	34
2.15	Vue générale du détecteur RICH	35
2.16	Vue d'une chambre à dérive	37
2.17	Vue générale du calorimètre électromagnétique	38
2.18	Arrangement des 155 tours hexagonales du SPACAL	39
2.19	Détail de l'insertion des fibres scintillantes dans une tour	40
2.20	Vue d'un des hodoscopes H1 ou H2	42
2.21	Schéma synoptique du déclenchement	43
3.1	Vue des cercles Čerenkov reconstruits par le RICH	48

3.2	Différence entre l'impulsion trouvée par les hodoscopes et celle trouvée par l'aimant Oméga.	51
3.3	Masse manquante du neutron	52
3.4	Visualisation dans l'ensemble des détecteurs d'un événement quelconque reconstruit par TRIDENT à l'aide du logiciel GRAPHY . . .	54
3.5	Visualisation d'un événement quelconque à l'aide de MINIGRAPHY. On peut reconnaître deux cibles. Les positions (carrés) et les numéros des traces des vertex (indiqués en bas à gauche). Les positions des vertex trouvées sont également indiquées.	55
3.6	Visualisation d'un événement quelconque à l'aide d'OMGINTER . . .	56
4.1	Schéma de principe de la reconstruction du vertex primaire	60
4.2	Distribution de la masse invariante des voies de désintégration filtrées	62
4.3	Distribution de la masse invariante des voies de désintégration filtrées	63
4.4	Distribution de la masse invariante des Λ_c^+ filtrés	63
4.5	Position des vertex primaires suivant l'axe du faisceau	64
4.6	Position des vertex primaires suivant les axes Y et Z	65
4.7	Erreurs calculées sur les positions X, Y et Z des vertex primaires ainsi que les nombres de traces de ces vertex	65
4.8	Critères de qualité des vertex primaires	66
5.1	Spectre de masse invariante des D^- et D^+	68
5.2	Spectre de masse invariante des mésons D chargés	69
5.3	Spectres de masse invariante des $\overline{D^0}$ et D^0	71
5.4	Spectre de masse invariante des mésons charmés neutres	72
5.5	Spectre de masse invariante $pK^-\pi^+$	74
5.6	Visualisation d'un événement Λ_c^+	75
5.7	Temps de vie propre et temps de vie réduit des événements D^- et D^+	79
5.8	Détermination de la résolution en temps pour les D^-	80
5.9	Variation des durées de vie des D^- et D^+ et du bruit correspondant en fonction de la coupure SPS.	81
5.10	Variation des durée de vie des D^- et D^+ et du bruit correspondant en fonction de la coupure tt2.	82
5.11	Variation de la durée de vie des $D^\pm$ et du bruit correspondant en fonction de la coupure SPS.	82
5.12	Variation de la durée de vie des $D^\pm$ et du bruit correspondant en fonction de la coupure tt2.	83
5.13	Temps de vie propre et réduit des événements D^0 et $\overline{D^0}$	84
5.14	Temps de vie propre et réduit des événements Λ_c^+	86
6.1	Distribution en p_T^2 des D chargés : distributions individuelles pour les D^- et D^+ et distribution de l'ensemble des D chargés.	89
6.2	Variation du paramètre b avec l'énergie du faisceau (pion et proton) .	90
6.3	Distribution en p_t^2 des Λ_c^+	91
6.4	Distribution en x_F des D^- à gauche et D^+ à droite	92

6.5	Spectres de masse invariante des D^- pour différents intervalles de x_F . Chaque spectre est lissé avec une gaussienne pour le signal et avec un polynôme pour le bruit	93
6.6	Spectres de masse invariante des D^+ pour différents intervalle de x_F , lissés comme précédemment.	93
6.7	Efficacité de l'identification des D^- et D^+ en fonction de x_F . Les cercles prennent en compte l'acceptance des détecteurs et les critères de sélection utilisés pour l'extraction du signal. Les triangles noirs incluent en plus l'efficacité du déclenchement.	94
6.8	Distribution en x_F des D chargés, corrigée d'acceptance et de bruit de fond. Les courbes correspondent au lissage de la zone $x_F \in [0.1 - 0.8]$	95
6.9	Distribution en x_F des Λ_c^+	97
6.10	Efficacité de l'identification des Λ_c^+ en fonction de x_F . De même que pour les D , les cercles prennent en compte l'acceptance des détecteurs et les critères de sélection utilisés pour l'extraction du signal. Les triangles noirs incluent en plus l'efficacité du déclenchement.	98
6.11	Distribution en x_F des Λ_c^+	99
6.12	Spectres de masse de D^- et D^+ reconstruits dans les cibles de Cuivre et Carbone	101
6.13	Notre mesure de l'asymétrie comparée aux résultat de différentes expériences (figure tirée de la référence [AIT96])	106
C.1	Calibration des cluster de taille 2 de l'hodoscope H1	116
C.2	Calibration des cluster de taille 2 de l'hodoscope H1 (suite)	117
E.1	Spectres de masse D^- en fonction de SPS	120
E.2	Spectres de masse D^+ en fonction de SPS	121
E.3	Spectres de masse D^- et D^+ en fonction de SPS	121
E.4	Spectres de masse de D^- en fonction de tt2	122
E.5	Spectres de masse des D^+ en fonction de tt2	122
E.6	Spectres de masse des D^+ et D^- en fonction de tt2	123
E.7	Spectres de masse des $\overline{D^0}$ en fonction de SPS	123
E.8	Spectres de masse des D^0 en fonction de SPS	124
E.9	Spectres de masse des D^0 et $\overline{D^0}$ en fonction de SPS	124
E.10	Spectres de masse $\overline{D^0}$ en fonction de tt1	125
E.11	Spectres de masse des D^0 en fonction de tt1	125
E.12	Spectres de masse des $\overline{D^0}$ et D^0 en fonction de tt1	126
E.13	Spectres de masse des Λ_c^+ en fonction de tt2	126
E.14	Spectres de masse des Λ_c^+ en fonction de SPS	127
F.1	Signaux des D^- (S/B=20.7/6.3) et D^+ (S/B=10/4.5) obtenus par E Vesin à partir des données de 1993 (trajectoire reconstruite avec les versions 16.x de TRIDENT)	128
F.2	Signal de D^- obtenu par B.Volkemer[VOL97] à partir de la même version TRIDENT et des mêmes événements de départ (totalité des événements collectés en 1993)	129

F.3	Signal de D^+ obtenu par B.Volkemer à partir de la même version TRIDENT et des mêmes événements de départ (totalité des événements collectés en 1993)	129
F.4	Signal de Λ_c^+ obtenu par B Volkemer à partir de la même version TRIDENT et de la totalité des événements collectés en 1993	130
F.5	Signal de Λ_c^+ obtenu par F Charignon à partir de données prises en 1991	131
F.6	Distribution en x_F des Λ_c^+ trouvés par F Charignon et résultat de PYTHIA: Λ_c^+ directement produit dans l'interaction (guide 1 fois, trait pointillé); Λ_c^+ produit dans l'interaction auxquels sont ajoutés ceux produits lors de la désintégration forte des Σ_c^0 produits (guide 2 fois, trait plein)	132

Titre

Etude de la production des hadrons charmés $D^\pm$ et Λ_c^+ dans la réaction (Σ^-, N) à 330 GeV/c

Résumé

La présente thèse est consacrée à l'étude des hadrons charmés $D^\pm$ et Λ_c^+ dans le cadre de l'expérience WA89 du CERN.

Cette expérience sur cible fixe utilise un faisceau d'hypérons d'une impulsion de 330 GeV/c pour la production et l'étude des baryons charmés et étranges. Le dispositif expérimental, construit autour du spectromètre Oméga (situé dans le hall ouest du CERN), comprend des détecteurs à micropistes pour la reconstruction des vertex de production et de désintégration des particules charmées, des chambres multifils pour la reconstruction des trajectoires dans le champ magnétique, ainsi qu'un détecteur Čerenkov de type RICH pour l'identification des particules.

Des signaux de $D^\pm$ et Λ_c^+ ont été obtenus respectivement dans les voies : $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ et $pK^- \pi^+$. Après une correction des effets introduits par la chaîne d'analyse des données nous présentons les valeurs des sections efficaces de production mesurées.

Mots clés :

BARYON - CERN - CHARME - D - DUREE DE VIE - HADRON - LAMBDAC - MESON - OMEGA - PRODUCTION - SIGMA - SPS WA89

Title

Charmed hadron $D^\pm$ and Λ_c^+ production in (Σ^-, N) interaction at 330 GEV/c

Abstract

This thesis is dedicated to the study of the charmed hadrons $D^\pm$ and Λ_c^+ in the framework of the CERN WA89 experiment. This fixed target experiment is using a 330 GeV/c hyperon beam. Its aim is the production and the study of baryons carrying charm and strangeness. The experimental setup is built around the CERN Omega spectrometer. Production and decay vertices of charmed particles are reconstructed by means of microstrip detectors. Multiwire proportional chambers reconstruct the trajectories in the Omega magnetic field and particle identification is provided by a Ring Imaging Čerenkov detector.

Signals of $D^\pm$ and Λ_c^+ have been obtained. Distorsion effects occuring in the events reconstruction have been taken into account in the evaluation of lifetimes and production cross-sections.

Key words :

BARYON - CERN - CHARME - D - HADRON - LAMBDAC - LIVE TIME - MESON - OMEGA - PRODUCTION - SIGMA - SPS - WA89