

EX-EIH 6014
9

Thèse N° 6014



24 JAN 1978

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049374

RECHERCHE DU CHARME DANS LES INTERACTIONS
 π^- P A 19 GEV

THESE

présentée à

L'ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE ZURICH

pour l'obtention du titre de

Docteur en Sciences Naturelles de l'EPFZ

par

Louis-Daniel FLURI

physicien diplômé EPFZ

né le 25.XI.1946

de Herbetswill (SO)

acceptée sur proposition
du Professeur H. HOFER, rapporteur
du provat-docent W. BEUSCH, co-rapporteur.

1977

Thesis-1977 - Fluri

RECHERCHE DU CHARME DANS LES INTERACTIONS
 π^-p A 19 GEV

THESE

présentée à

L'ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE ZURICH

pour l'obtention du titre de

Docteur en Sciences Naturelles de l'EPFZ

par

Louis-Daniel FLURI

physicien diplômé EPFZ

né le 25.XI.1946

de Herbetswill (SO)

acceptée sur proposition
du Professeur H. HOFER, rapporteur
du provat-docent W. BEUSCH, co-rapporteur.

1977

TABLE DES MATIERES

RESUME (en français)	1
ABSTRACT (in english)	1
ZUSAMMENFASSUNG (auf Deutsch)	2
I - THEORIE ET PHENOMENOLOGIE	3
I.1 Origines du modèle du charme	3
I.2 Propriétés du quark charmé	5
I.3 Classification des particules dans SU 4	6
I.4 Masses des particules charmées	7
I.5 Production et désintégration des particules charmées	8
II - CONCEPTION EXPERIMENTALE DE LA MESURE	11
II.1 Contraintes expérimentales et choix du détecteur	11
II.2 Choix de la condition de déclenchement	14
III - RESULTATS DE LA MESURE ET ANALYSE	16
III.1 Acquisition et reconstruction des événements	16
III.2 Recherche de la production de mésons charmés	17
III.3 Sensibilité à la production de mésons charmés	18
III.4 Recherche du méson-pseudo scalaire	20
IV - RESULTATS POSTERIEURS A NOTRE ANALYSE	23
APPENDICE A	A1
APPENDICE B	B1
APPENDICE C	C1
REFERENCES	R1
BIOGRAPHIE	BI1

RESUME

Suivant, à la fin 1974, l'interprétation la plus raisonnable des résonances ψ et ψ' , nous avons entrepris une recherche de particules charmées. Avec l'appui d'arguments théoriques et expérimentaux, nous avons choisi le spectromètre Ω du CERN pour tenter de voir les mésons charmés D produits par paires dans les interactions $\pi^- p$ à 19 GeV quand ils se désintègrent en $K +$ pions. De plus, nous avons réservé une partie du déclenchement à la sélection de $\pi^- p \rightarrow \eta_c n$ après laquelle le méson pseudo-scalaire η_c se désintègre en $p\bar{p}$. L'absence de signaux étroits dans les histogrammes de masse des candidats D, \bar{D} et η_c nous a conduit à donner des limites supérieures aux sections efficaces exclusives, produits de la section efficace de production par le(s) rapport(s) d'embranchement. Dans les 3 cas $\pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^-) \pi^- p$, $\pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^- \pi^-) p$ und $\pi^- p \rightarrow \eta_c n \rightarrow (p\bar{p}) n$, ces limites sont inférieures à 100 nb.

ABSTRACT

In late 1974 we planned an experiment to search for charmed particles suggested by the newly discovered ψ and ψ' . For a combination of theoretical and experimental reasons, we decided to use the CERN- Ω spectrometer and $\pi^- p$ interactions at 19 GeV to look for associated production of the charmed mesons D , followed by the purely hadronic decays of the D 's into $K+\pi$'s. We also designed a part of our trigger for the production of the pseudo-scalar meson η_c with η_c decay into $p\bar{p}$. No narrow signals were observed in the D, \bar{D} or η_c candidates mass plots. We give upper limits for the cross-sections time the branching ratio(s) for $\pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^-) \pi^- p, \pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^- \pi^-) p$ and $\pi^- p \rightarrow \eta_c n \rightarrow (p\bar{p}) n$, which are all smaller than 100 nb.

The text is in French.

ZUSAMMENFASSUNG

Ende 1974 begannen wir ein Experiment, um Teilchen mit Charm zu suchen, deren Existenz durch die Entdeckung der Resonanzen ψ und ψ' nahegelegt wurde. Aus theoretischen und experimentellen Gründen wählten wir das Ω -Spektrometer des CERN und $\pi^- p$ Wechselwirkungen bei 19 GeV. Di dabei paarweise entstehenden Charm-Mesonen D wurden durch ihren Zerfall in ein K und Pionen nachgewiesen. Ein Teil des Triggers wurde auserdem zur Selektionierung des Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \eta_c$ benützt nach der das pseudo-skalare η_c in $p\bar{p}$ zerfällt. Da wir in den Massen-Histogrammen möglicher Endzustände der D, \bar{D} und η_c keine schmalen Signale fanden, geben wir obere Grenzen der exklusiven Wirkungsquerschnitte an (exklusiver Wirkungsquerschnitt = Produkt des Produktions-Wirkungsquerschnitts mit den Zerfallverhältnissen).

In allen 3 Fällen, $\pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^0$, $\pi^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^-) \pi^- p$
 $\pi^- p \rightarrow D^0 \bar{D}^- p \rightarrow (K^- \pi^+) (K^+ \pi^- \pi^-) p$ und $\pi^- p \rightarrow \eta_c n \rightarrow (p\bar{p}) n$,
liegen diese Grenzen unterhalb von 100 nb.

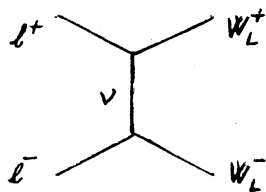
Der Text wurde auf Französisch vorgelegt.

I- THEORIE ET PHENOMENOLOGIE

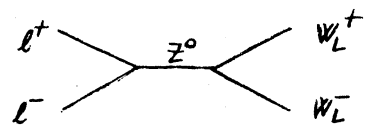
Il existe actuellement une littérature abondante sur le modèle du charme [réf 5]. Les textes les plus accessibles sont pourtant presque tous postérieurs à l'hiver 1975 pendant lequel nous avons à comprendre la théorie et, en réalité, nous nous sommes surtout servis de la référence 3 et de communications privées.

I.1 Origines du modèle du charme

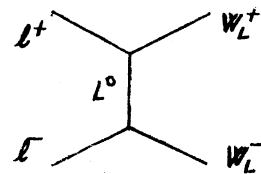
L'introduction des bosons vectoriels W^{\pm} , médiateurs massifs de l'interaction faible, entraîne des divergences non renormalisables quand les W sont polarisés longitudinalement (W_L). Par exemple, un système de leptons chargés $l\bar{l}$ peut donner lieu à $l\bar{l} \rightarrow W^+W^-$ dont la section efficace se comporte comme s^{-1} , \sqrt{s} étant l'énergie du système $l\bar{l}$ dans le centre de masse, quand les W sont polarisés transversalement et comme s quand les W sont polarisés longitudinalement. Techniquement, ce second comportement entraîne des divergences non renormalisables ce qui signifie que les contributions d'ordre ≥ 1 sont inutilisables. On peut pourtant tuer les divergences par compensation, en introduisant de nouveaux graphes qui croissent également comme s et qui s'annihilent avec l'original par soustraction. Ainsi :



peut être composé par

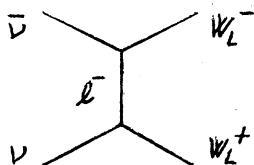


ou par

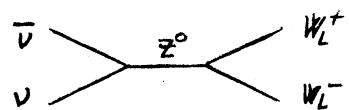


si l'on invente un nouveau boson Z^0 ou un nouveau lepton L^0

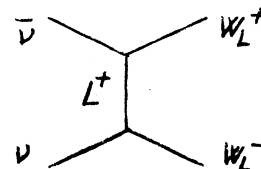
De même



peut être compensé par



ou par

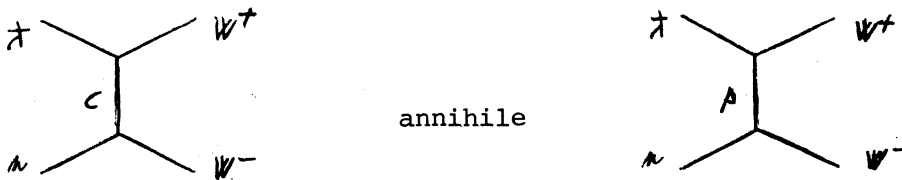


grâce au nouveau lepton L^+ . Comme on le constate, l'utilisation d'un nouveau lepton évite l'apparition d'un courant neutre. Or tous les courants neutres leptoniques ont été vus dans la nature. Le recours systématique à Z^0 , lui, suggère de compenser le graphe contenant les quarks hadroniques ρ, ν et λ



en s'inspirant de l'analogie lepton-quark du modèle de Cabibbo. Cela conduit à prédire notamment que l'amplitude de désintégration $\Gamma(K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ est du même ordre de grandeur que $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)$, en contradiction avec l'expérience. Pour lever cette difficulté, on fait intervenir un nouveau quark c , dit charmé, avec des couplages tels qu'il compense les divergences hadroniques et on supprime le couplage du Z^0 aux hadrons. Cette solution est connue sous le nom de mécanisme de GIM [réf 6].

En termes de graphes,



à tous les ordres quand $M_c = M_p$ et le vertex



Si l'on ne s'intéresse qu'à la phénoménologie des interactions, on peut simplifier l'écriture des courants en $\langle N_f | C | N_i \rangle$ qui représente le couplage d'un état initial N_i à un état final N_f par un opérateur $C = J^+ + J^- + J^0$, dont chaque composante J^a est la restriction de C aux courants pour lesquels la différence de charge $Q_f - Q_i = Q$. Avant l'utilisation du quark c , on construisait ces opérateurs avec l'angle de Cabibbo θ_c de la manière suivante pour les hadrons :

$$\begin{aligned} \mathbb{J}^+ &= |p\rangle (\cos\theta_c \langle n| + \sin\theta_c \langle \lambda|) \\ \mathbb{J}^- &= \mathbb{J}^{+\dagger} = (|n\rangle \cos\theta_c + |\lambda\rangle \sin\theta_c) \langle p| \\ \mathbb{J}^0 &= [\mathbb{J}^+, \mathbb{J}^-] = |p\rangle \langle p| - |n\rangle \cos^2\theta_c \langle n| - |\lambda\rangle \sin^2\theta_c \langle \lambda| \\ &\quad - |n\rangle \cos\theta_c \sin\theta_c \langle \lambda| - |\lambda\rangle \cos\theta_c \sin\theta_c \langle n| \end{aligned}$$

Le mécanisme de GIM étend la définition de \mathbb{J}^+ par l'addition d'un terme $|c\rangle(\alpha\langle n| + \beta\langle \lambda|)$ tel que \mathbb{J}^0 ne contienne plus de couplage entre n et λ ni entre λ et n . Il vient ainsi,

$$\begin{aligned} \mathbb{J}^+ &= |p\rangle (\cos\theta_c \langle n| + \sin\theta_c \langle \lambda|) + |c\rangle (-\sin\theta_c \langle n| + \cos\theta_c \langle \lambda|) \\ \mathbb{J}^- &= (|n\rangle \cos\theta_c + |\lambda\rangle \sin\theta_c) \langle p| + (|n\rangle (-\sin\theta_c) + |\lambda\rangle \cos\theta_c) \langle c| \\ \mathbb{J}^0 &= |p\rangle \langle p| - |n\rangle \langle n| - |\lambda\rangle \langle \lambda| + |c\rangle \langle c| \end{aligned}$$

et ces 3 expressions sont, en fait, la liste des courants hadroniques permis et de leurs amplitudes dans l'espace de la symétrie SU_4 de l'isospin, de l'étrangeté et du charme

I.2 Propriétés du quark charmé

Le charme, nouveau nombre quantique, $C_c = 1$ et, pour les 3 autres quarks p, n, λ , $C_p = C_n = C_\lambda = 0$ par convention. Le charme est un nombre quantique analogue à l'étrangeté.

Par construction des graphes, la charge $Q_c = Q_p = 2/3$

Le quark c est un singulet de SU_3 . Il doit donc avoir une hypercharge $Y_c = 0$ et un isospin $I_c = 0$.

La nouvelle symétrie SU_4 doit conserver les succès de la classification SU_3 . On définit donc le nombre baryonique $B_c = 1/3$ de sorte que les mésons continuent d'être construits avec un quark et un antiquark et les baryons avec 3 quarks.

Les nombres quantiques de l'antiquark \bar{c} sont, enfin,

$$C_c^- = -1, \quad Q_c^- = -2/3, \quad Y_c^- = 0, \quad I_c^- = 0 \quad \text{et} \quad B_c^- = -1/3$$

La relation de Gell-Mann-Nishijima devient alors

$$Q = J_3 + Y/2 + 2C/3 \quad \text{ou, en fonction de l'étrangeté } S,$$

$$Q = J_3 + B/2 + S/2 + C/2 \quad \text{avec } Y = B + S - C/3$$

I.3 Classification des particules dans SU₄

La nouvelle symétrie SU₄ accroît la famille des mésons pseudo-scalaires de spin-parité $J^P = 0^-$ connue par SU₃ de

η_c	avec	$I = 0$,	$S = 0$	et	$C = 0$
(δ_c^+, δ_c^0)	avec	$I = 1/2$,		$S = 0$	et	$C = 1$
$(\bar{\delta}_c^0, \delta_c^-)$	avec	$I = 1/2$,		$S = 0$	et	$C = -1$
F_c^+	avec	$I = 0$,	$S = 1$	et	$C = 1$
F_c^-	avec	$I = 0$,	$S = -1$	et	$C = -1$

et la famille des mésons vectoriels $J^P = 1^-$ de

ψ_c	avec	$I = 0$,	$S = 0$	et	$C = 0$
$(\delta_c^{*+}, \delta_c^{*0})$	avec	$I = 1/2$,		$S = 0$	et	$C = 1$
$(\bar{\delta}_c^{*0}, \delta_c^{*-})$	avec	$I = 1/2$,		$S = 0$	et	$C = -1$
F_c^{*+}	avec	$I = 0$,	$S = 1$	et	$C = 1$
F_c^{*-}	avec	$I = 0$,	$S = -1$	et	$C = -1$

L'interprétation du $\psi(3,1)$ comme un état lié de quarks c et \bar{c} revient à dire que $\psi(3,1) \equiv \psi_c$.

Chez les baryons B avec $J^P = 1/2^+$ on attend 12 nouvelles particules, à savoir :

(c_c^{++}, c_c^+, c_c^0)	avec	$I = 1$,	$S = 0$	et	$C = 1$
c_c^+	avec	$I = 0$,	$S = 0$	et	$C = 1$
(s_c^+, s_c^0)	avec	$I = 1/2$,		$S = -1$	et	$C = 1$
(A_c^+, A_c^0)	avec	$I = 1/2$,		$S = -1$	et	$C = 1$
T_c^0	avec	$I = 0$,	$S = -2$	et	$C = 1$
(X_c^{++}, X_c^+)	avec	$I = 1/2$,		$S = 0$	et	$C = 2$
X_c^+	avec	$I = 0$,	$S = -1$	et	$C = 2$

et donc chez les antibaryons \bar{B} avec $J^P = 1/2^-$, 12 nouvelles antiparticules qui se déduisent de chaque baryon ci-dessus grâce à $Q_{\bar{B}} = -Q_B$, $J_{\bar{B}} = J_B$, $S_{\bar{B}} = -S_B$ et $C_{\bar{B}} = -C_B$.

Dans cette section, nous avons dénommé les particules conformément aux symboles proposés dans la référence 3.

I. 4 Masses des particules charmées

Les seules données expérimentales connues en 1975 sont quelques masses de la récurrence radiale du Ψ mesurées dans les anneaux de collisions e^+e^- . La formule de Gell-Mann-Okubo ne permet donc pas de prévoir d'autres masses que celles des représentations auxquelles ces objets appartiennent. Par exemple, avec le Ψ , on ne peut estimer que les masses des mésons vectoriels avec $J^P = 1^-$. On peut toutefois se servir des masses Δ^* et F^* comme de surestimations des masses Δ et F :

$$m_{\Delta^*} \cong 2,26 \text{ GeV} \geq m_{\Delta} \quad \text{et} \quad m_{F^*} \cong 2,31 \text{ GeV} \geq m_F \quad [\text{réf 3}]$$

D'autre part, l'étroitesse du $\Psi(3,1)$ et du $\Psi'(3,7)$ interdit les désintégrations $\Psi(3,1) \rightarrow \Delta\bar{\Delta}$ et $\Psi'(3,7) \rightarrow \Delta\bar{\Delta}$ et donne ainsi une limite inférieure à la masse du méson charmé léger :

$$m_{\Delta} \geq m_{\Psi(3,1)} / 2 \cong 1,85 \text{ GeV}$$

Si l'on admet encore que la structure $\Psi''(4,1)$ correspond au seuil de la production associée d'objets charmés on peut imposer

$$m_{\Delta} < m_{\Psi''(4,1)} / 2 \cong 2,05 \text{ GeV}$$

Au vu de ces estimations, nous avons choisi $m_{\Delta} = 2 \text{ GeV}$ pour nos prévisions.

Quant aux baryons, les prédictions de masse sont très incertaines. La référence 3, par exemple, donne $2,5 \text{ GeV} \leq m_c \leq 6 \text{ GeV}$ pour les masses du triplet d'isospin (c^{++}, c^+, c^0).

La masse du singulet d'isospin η_c enfin est attendue, par les théoriciens, dans la région entre 2,7 GeV et 3,1 GeV [réf 7 et 8] et il existe un candidat χ_c , le χ mesuré à DESY, avec $m_{\chi} = 2,83 \text{ GeV}$ [réf. 9].

I.5 Production et désintégration des particules charmées

De la production forte de particules charmées on ne sait rien sinon que le charme y est conservé et donc que les particules charmées s'y manifestent par paires. Si toutefois on tente d'extrapoler les succès du modèle de Regge aux nouvelles trajectoires charmées, on constate que les plus favorables d'entre-elles donnent lieu à des sections efficaces d'au plus 1 nb [réf. 10]. Dans ce cas, on attend donc plutôt la production périphérique de paires $X_c \bar{X}'_c$ d'une particule charmée X_c et d'une antiparticule charmée \bar{X}'_c .

Aux fonctions d'onde des quarks près, la désintégration des particules charmées est connue et calculable. Elle se fait par les courants $\langle \lambda | \bar{J} | c \rangle \propto \cos \theta_c$ et $\langle n | \bar{J} | c \rangle \propto -\sin \theta_c$ qui sont couplés soit aux courants hadroniques $\langle p | \bar{J}^+ | m \rangle \propto \cos \theta_c$ et $\langle p | \bar{J}^+ | \lambda \rangle \propto \sin \theta_c$ soit aux courants leptoniques. Comme $\tan \theta_c \cong 1/4$, les amplitudes les plus importantes sont donc celles qui produisent un hadron étrange accompagné de π , ou accompagné de ℓ^+ et ν (de ℓ^- et de $\bar{\nu}$ pour les antiparticules). Dans le cas des mésons chargés D^+ et F^+ dont les 2 quarks peuvent s'annihiler par interaction faible, il existe même un mode de désintégration en ℓ^+ et ν (ℓ^- et $\bar{\nu}$ pour les mésons D^- et F^-)

La combinaison de la production et de la désintégration restreinte aux cas dominants permet de prévoir, notamment, les processus suivants induits par $\pi \bar{p}$ (X désigne soit un système de π soit un système $\ell \bar{\nu}$) :

$$\begin{aligned}
 \pi \bar{p} &\rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi \bar{p} \rightarrow (\bar{K} + \bar{X})^0 (K + X)^0 \pi \bar{p} \\
 \pi \bar{p} &\rightarrow D^0 \bar{D}^- p \rightarrow (\bar{K} + \bar{X})^0 \left\{ \begin{array}{l} (K + X)^- \\ \text{ou } \ell \bar{\nu} \end{array} \right\} p \\
 \pi \bar{p} &\rightarrow D^+ \bar{D}^- \pi \bar{p} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (\bar{K} + \bar{X})^+ \\ \text{ou } \ell^+ \nu \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} (K + X)^- \\ \text{ou } \ell \bar{\nu} \end{array} \right\} \pi \bar{p} \\
 \pi \bar{p} &\rightarrow F^+ F^- \pi \bar{p} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (K\bar{K} + \bar{X})^+ \\ \text{ou } (\eta + \bar{X})^+ \\ \text{ou } \ell^+ \nu \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} (K\bar{K} + X)^- \\ \text{ou } (\eta + X)^- \\ \text{ou } \ell \bar{\nu} \end{array} \right\} \pi \bar{p}
 \end{aligned}$$

$$\bar{\pi}^+ p \rightarrow \Delta^0 F^- K^0 p$$

$$\bar{\pi}^+ p \rightarrow \bar{\Delta}^0 F^+ K^- p$$

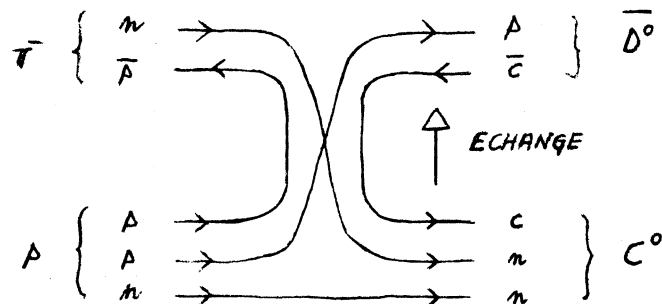
$$\bar{\pi}^+ p \rightarrow \Delta^- F^+ \bar{K}^0 p$$

et, bien qu'ils risquent d'être inaccessibles à notre mesure,

$$\bar{\pi}^+ p \rightarrow \bar{\Delta}^0 \pi^- C^+ \rightarrow (K+X)^0 \pi^- (\Lambda \pi^+)$$

$$\bar{\pi}^+ p \rightarrow \bar{\Delta}^0 \pi^- C^+ \rightarrow (K+X)^0 \pi^- \left\{ \begin{array}{l} (\Sigma+X)^+ \\ \text{ou } \bar{K}^0 p \end{array} \right\}$$

Il faut remarque que les réactions qui produiraient un C^0 sont exotiques dans la voie t comme le montre le diagramme suivant



où l'on voit que l'on échange nécessairement une particule exotique composée de 2 quarks et 2 antiquarks.

Il existe également la possibilité que la masse des baryons B_c soit telle que $B_c \rightarrow M_c N$, la désintégration en un méson charmé M_c et un nucléon N , est permise auquel cas le système $B_c \bar{M}'_c$ se ramène à $M_c \bar{M}'_c N$ dans l'état final.

Quand au méson pseudo-scalaire η_c , tant sa production que sa désintégration dépendent étroitement de son contenu en quarks. Si SU_4 est strictement respectée, il devrait être composé du mélange

$\frac{1}{\sqrt{12}} (\bar{p} + \bar{n} + \lambda \bar{\lambda} - 3 \bar{c})$ ce qui lui permettrait grâce à son contenu non charmé d'être produit fortement par $\bar{\pi}_p$ et de se désintégrer en 2 baryons de spin 1/2

$$\bar{\pi}_p \rightarrow \eta_c + \pi'_s + p \rightarrow \left\{ \begin{array}{c} \bar{p} \\ \text{ou } \bar{\lambda} \end{array} \right\} + \pi'_s + p$$

Or on sait que SU_4 est violé (masses différentes à l'intérieur du même multiplet) sans comprendre comment et il n'existe aucune mesure qui pourrait donner des indications sur le contenu de η_c .

II- CONCEPTION EXPERIMENTALE DE LA MESURE

II.1 Contraintes expérimentales et choix du détecteur

L'intention originale de l'expérience était de mettre en évidence l'existence du charme, rapidement et à peu de frais. Il n'était donc pas question de construire un détecteur spécifique ni d'apporter d'importantes modifications à un détecteur déjà en place. Dans cette situation, le spectromètre Ω du CERN [réf 11] s'imposait par sa souplesse d'emploi et l'éventail des accessoires qui lui sont attachés (scintillateurs, compteur Tchérénkov, chambres à fil, programmes de reconstruction prêts à l'emploi).

Dans la configuration de base de l' Ω , 2 bobines supraconductrices horizontales de 1,5m de rayon et distantes verticalement de 1,5m permettent d'obtenir un champ magnétique de 18 kG, homogène à 10% près, dans le volume de mesure long de 2,5m, large de 1,5m et haut de 1,2m. Les traces γ sont détectées par des chambres à étincelle groupées en 8 modules de 10 gaps chacun en aval de la cible et groupées en 4 modules de 8 gaps sur chacun de ses côtés (figure 1).

L'image des étincelles est lue par un système stéréoscopique de paires de caméras TV du type Plumbicon et traduite en ligne en information digitale ce qui évite l'utilisation d'appareils de mesures de films et permet un traitement complètement automatique des enregistrements.

Par construction, l'impulsion de faisceau était limitée à 22 GeV avec une intensité maximale vers 15 GeV et, dans le faisceau négatif, une contribution dominante (90%) des π^- . Les particules incidentes arrivaient par bouffées de 0,4s qui se répétaient toutes les 2,5s.

Outre les chambres à étincelles, indispensables à la mesure des traces, l'équipement de l' Ω comprenait, en mars 1975 (figure 1) :

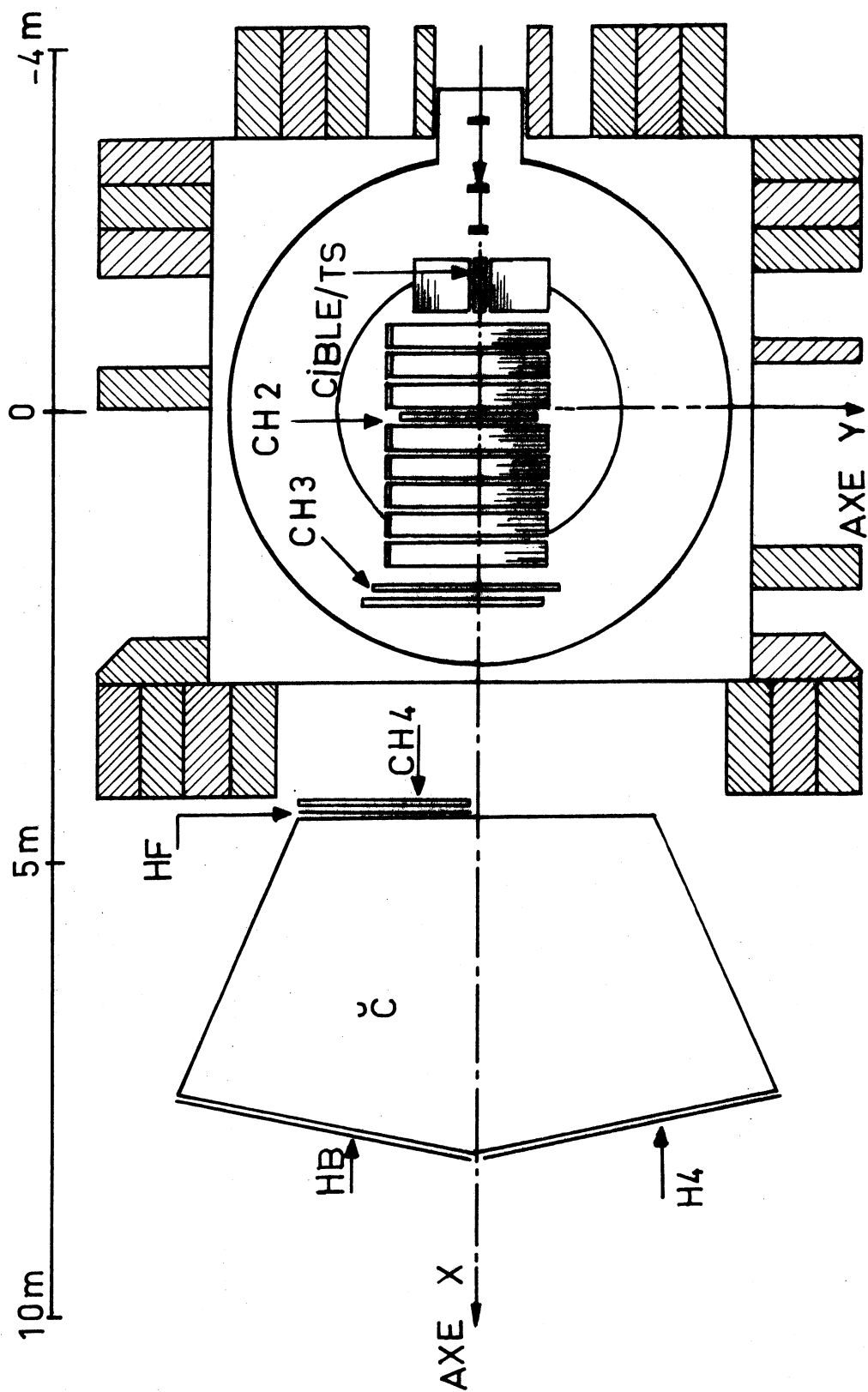


FIG. 1 - COUPE HORIZONTALE DU DÉTECTEUR

- 2 cibles à hydrogène de 30 cm ou 60 cm, au choix
- 1 chambre à fil (CH 2) capable de compter, en ligne, le nombre de particules qui l'ont traversée ,
- 2 chambres à fil (CH 3 et CH 4) lues par un système électronique qui permet de choisir, en ligne, des corrélations $y_3 \times y_4$ entre les coordonnées y (voir définition sur la figure 1) des impacts dans CH 3 et CH 4,
- 1 scintillateur cylindrique qui enveloppe la cible (TS)
- et un compteur Tchérénkov (\check{C}) à large acceptation avec un seuil à 2,8 GeV. Il est divisé, à l'intérieur en 16 secteurs ($C_1 - C_8$ en haut et $C_9 - C_{16}$ en bas) et il est flanqué de 3 plans d'hodoscope (HF, HB et H4). Un système électronique rapide permet de choisir, en ligne, des corrélations $HF_i \times C_j \times HB_k$.

Au sujet du matériel, il convient encore de signaler qu'il n'existait, à l'époque, aucun détecteur spécialement conçu pour les leptons.

Des expériences réalisées précédemment sur le même spectromètre, nous avons appris, à propos de la reconstruction des événements :

- que le faisceau incident doit être réduit à $1,5 \cdot 10^5$ particules/bouffée pour ne pas confondre la reconnaissance des traces, le temps de mémoire des chambres étant de $1,7 \mu s$.
- que l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 90% pour les événements à 2 traces, 80% pour ceux à 4 traces, 50% pour ceux à 6 traces et 10-20% pour ceux à 8 traces,
- qu'aucune reconstruction de vertex n'a su être simultanément efficace pour différentes topologies (il semble que l'information des traces ne soit pas suffisante pour décider proprement du vertex et qu'il faille forcer un choix en favorisant une topologie précise et en sacrifiant les autres)

- que la résolution des masses composées est, à peu près, 2 fois plus grande dans les événements avec 1 trace manquante (1C) que dans ceux complètement mesurés (4C).

Cet élargissement des signaux étroits détériore le rapport signal/fond d'un facteur 2 au moins et réduit donc la sensibilité f aux signaux étroits : $f(1C) \leq f(4C) / \sqrt{2}$

Enfin, on peut calculer que la visibilité des K^0 n'est que de 30% dans les chambres à étincelles.

En résumé, nous avons été conduits :

- à choisir un faisceau incident négatif de 19 GeV
- dans l'ignorance du mécanisme de production hadronique de particules charmées, à considérer les réactions induites par les interactions $\bar{\pi}_p$,
- à donner la priorité aux événements complètement reconstruits (4C) avec, au plus, 6 traces chargées dans l'état final,
- à renoncer aux états finals avec 1 trace manquante (1C) et par conséquent aux états leptoniques ou avec π^0
- à miser avec prudence sur les états finals avec 1 ou 2 vertex secondaires de K^0 .

De la liste donnée plus haut en I.6, il vient que seuls l'état final $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \bar{p}$, résultat de $\bar{\pi}_p \rightarrow \delta^0 \delta^0 \bar{p}$ ou de $\bar{\pi}_p \rightarrow \delta^0 \delta^- \bar{p}$, et l'état final $p \bar{p} \pi^+$, résultat de $\bar{\pi}_p \rightarrow \eta_c \pi^+$, satisfont les critères ci-dessus. On peut toutefois faire une exception pour les réactions $\bar{\pi}_p \rightarrow \eta_c \pi^- \rightarrow (\rho \bar{\rho}) \pi^-$ et $\bar{\pi}_p \rightarrow \eta_c \pi^+ \dots \rightarrow (\Lambda \bar{\Lambda}) \pi^+ \dots$ qui sont respectivement très simples (2 traces chargées seulement) et clairement marquées (2 V^0).

En conséquence, l'installation du détecteur montrée sur la figure 1 devait servir à choisir une haute multiplicité grâce à la chambre CH2 et, en appui éventuel, grâce au compteur TS, à sélectionner une trace rapide plus lourde qu'un π grâce au système HF * \bar{C} * HB et à demander une trace rapide issue, dans la cible,

d'une haute masse grâce à une coupure du type $p_y \geq p_{y\text{minimum}}$ opérée par les corrélations $\text{CH3} \times \text{CH4}$. Plus en détail, la partie II.2 qui suit explique l'usage que nous avons fait de ces possibilités et justifie notre choix.

II.2 Choix de la condition de déclenchement.

L'acquisition de chaque événement nécessitant un temps mort τ , il est important de concevoir une condition de déclenchement qui limite le taux d'acquisition des données. En effet, si, pendant un temps Δt , les N_i particules incidentes satisfont N_d fois la condition de déclenchement, les N_d événements qui en conséquence seront enregistrés paralyseront le système d'acquisition pendant un temps mort total $N_d \cdot \tau$, et réduiront donc le nombre de traces incidentes utiles de N_i à $N_i' = (1 - \frac{N_d \tau}{\Delta t}) N_i$. Avec $N_{\text{max}} = \frac{\Delta t}{\tau}$, le nombre maximal possible d'acquisitions pendant le temps Δt et avec la relation évidente $\frac{N_d}{N_i'} = \frac{N_d}{N_i}$, on trouve

$E_\tau = \frac{N_d}{N_i'} = \frac{N_{\text{max}}}{N_{\text{max}} + N_d}$, l'efficacité relative au temps mort. On choisit, par exemple, $\Delta t = 0,4\text{s}$, le temps d'une bouffée. Dans l' Ω , $\tau = 0,02\text{s}$ à cause principalement de la lecture des caméras et ainsi

$E_\tau = \frac{20}{20 + N_d}$, ce qui montre l'intérêt que l'on a à réduire N_d autant que possible pour ne pas tuer l'efficacité d'acquisition.

Le marquage de l'état final $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \rho$ suggère tout naturellement de sélectionner un K chargé ou une paire $K^+ K^-$. La simulation par Monte-Carlo indique que l'acceptance d'un déclenchement $K^+ K^-$ risque d'être faible ($< 1\%$). La condition K^+ , seule, inclut le fond important de ρ puisque le compteur \check{C} ne sait pas distinguer un K d'un ρ . En réalité nous sommes parvenus à une condition $N_d(\delta\bar{\delta}) = 10/\text{bouffée}$ en exigeant un K^- rapide (système $\text{HF} * \check{C} * \text{HB}$) avec une impulsion transverse $p_y \geq 0,5 \text{ GeV}$, au moins 3 impacts dans la chambre CH2 et au moins 1 impact dans le compteur TS. De plus, nous avons profité de la faiblesse du taux $N_d(\delta\bar{\delta})$ en lui ajoutant un

déclenchement $N_d(\eta_c) = 10/\text{bouffée}$ qui demandait un \bar{p} rapide avec $p_Y \geq 0,6 \text{ GeV}$, 2 impacts dans la chambre CH2 et 1 impact dans l'hodoscope H4. Ce déclenchement additionnel devait sélectionner la réaction $\pi^+ p \rightarrow \eta_c n \rightarrow (\bar{p} p) n$.

Notre prise de données a donc eu lieu avec $E_T = 0,5$, $N_n(\delta\delta) = 5/\text{bouffée}$ et $N_n(\eta_c) = 5/\text{bouffée}$.

III - RESULTATS DE LA MESURE ET ANALYSE

III.1 Acquisition et reconstruction des événements.

L'acquisition des données a eu lieu du 5.3.75 au 27.3.75. Les $1,5 \cdot 10^{10}$ π^- incidents utiles, c'est-à-dire hors des temps morts, nous ont permis d'accumuler quelques $3 \cdot 10^6$ événements sur 300 bandes magnétiques. De ce lot, nous avons dû rejeter environ 500 000 enregistrements pris pendant la période d'essai initiale ou rendus inutilisables par erreur d'acquisition et, du coup, le nombre effectif de traces incidentes s'est réduit à $1,25 \cdot 10^{10}$.

La reconnaissance des traces et la reconstruction des vertex ont ensuite été accomplies par le programme ROMEO, fourni par le CERN. A la sortie de cette étape, il restait, notamment, 110 000 événements avec un vertex à 6 branches et 140 000 événements avec un vertex à 2 branches.

Pour faciliter l'évaluation de l'efficacité de reconstruction (voir III.3), nous avons rejeté, à ce stade, 10% des événements à 6 branches. Les autres furent soumis au lissage cinématique qui tente d'imposer, pour chaque hypothèse de masse des traces, la conservation d'impulsion et d'énergie et, en cas de réussite, qui affine les quantités mesurées ($1/p$, l'inverse de l'impulsion, $\varphi = \arctg(p_y/p_x)$ et $\lambda = \arctg(p_z/\sqrt{p_x^2 + p_y^2})$, les 2 angles polaires de l'impulsion), par la méthode des moindres carrés. Nous avons mis au point notre lissage sur la base du programme KOMEGA du CERN [réf.12]. Le résultat de cette étape est que certains événements sont rejetés parce qu'incompatibles avec la conservation d'énergie-impulsion et que d'autres sont déclarés ambigus pour qu'ils plusieurs hypothèses différentes ont réussi. De plus, la réduction des erreurs sur les quantités mesurées fait que toute grandeur calculée à partir de ces paramètres est rendue plus précise. Ainsi en va-t-il, notamment, des masses composées $M_2 = M(K\pi)$ et $M_3 = M(K\pi\pi)$ dans l'état final $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^-\rho$. Dans ce cas nous avons obtenu σ_{M_2} (lissé) $\simeq 12$ MeV et σ_{M_3} (lissé) $\simeq 14$ MeV ce qui représentait une amélioration $\sigma_{M_{2,3}}$ (lissé) / $\sigma_{M_{2,3}}$ (mesuré) $\simeq 0,4$.

III.2 - Recherche de la production de mesons charmés.

Après le lissage cinématique, 5021 événements restaient dont au moins 1 hypothèse de masse était compatible avec l'état final $K^+K^- \pi^+ \pi^- \rho$. En moyenne, chacun d'eux avait réussi 1,12 hypothèse $K^+K^- \pi^+ \pi^- \rho$.

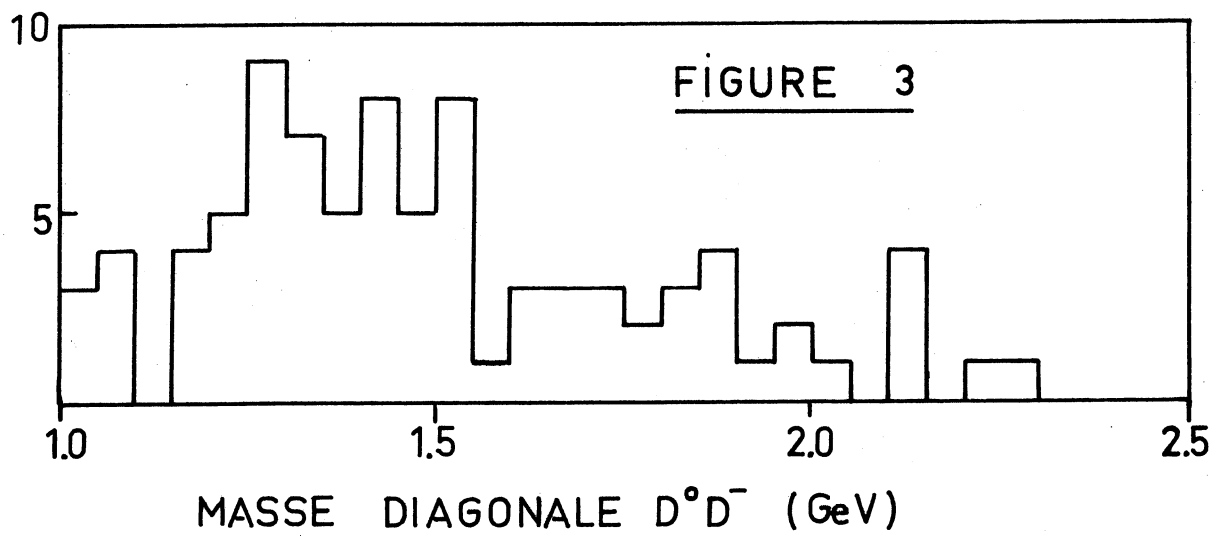
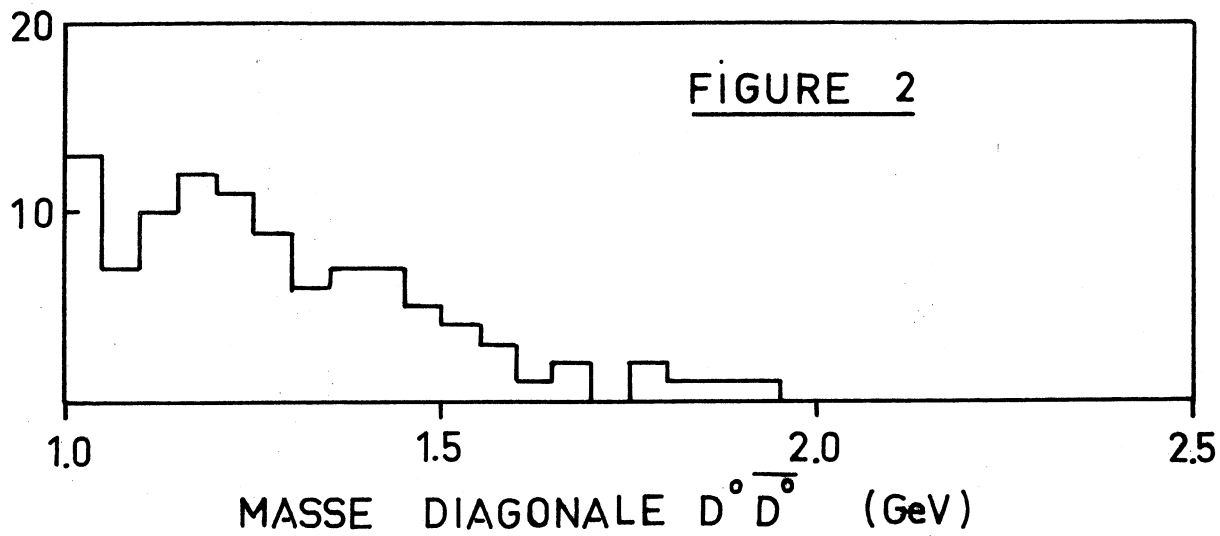
Pour la recherche de la production associée de mésons $\delta^0 \bar{\delta}^0$ et $\delta^0 \delta^-$ nous avons rempli 2 histogrammes à 2 dimensions $M(\delta^0)/M(\bar{\delta}^0)$ et $M(\delta^0)/M(\delta^-)$. Chaque hypothèse $K^+K^- \pi^+ \pi^- \pi_2^- \rho$ donnait lieu aux 2 entrées $M(K^+ \pi^+)/M(K^+ \pi_1^-)$ et $M(K^+ \pi^+)/M(K^+ \pi_2^-)$ dans le premier histogramme et à l'entrée $M(K^+ \pi^+)/M(K^+ \pi_1^- \pi_2^-)$ dans le second. Nous avons ensuite analysé les populations accumulées de 2 manières différentes.

1) Postulant que les masses des δ^0 , $\bar{\delta}^0$ et δ^- sont très proches les unes des autres ($\Delta M \leq 10$ MeV), nous n'avons considéré la population des histogrammes que dans une bande large de 50 MeV autour de la diagonale $M(\delta) = M(\bar{\delta})$, en fonction de la "masse diagonale" $\tilde{M} = \frac{M_\delta + M_{\bar{\delta}}}{2}$. Au vu des résultats montrés sur les figures 2 et 3, nous avons conclu à l'absence des signaux $\delta^0 \bar{\delta}^0$ et $\delta^0 \delta^-$. La limite supérieure du nombre d'événements $\Delta \bar{\delta}$, avec un niveau de confiance de 90%, vaut $S = L - \mu$ telle que L est la plus petite valeur entière à satisfaire la condition $\sum_{i=0}^{n_{obs}} \frac{L^i}{i!} e^{-L} \leq 0,10$ (réf.20). Pour estimer la population attendue μ au centre x_j de chaque case j, nous avons calculé la moyenne $\mu = \frac{1}{2} (n_{obs}(j-1) + n_{obs}(j+1))$. Nous n'avons retenu, enfin, que la valeur maximale de S_{max} de S dans la région $\tilde{M} \geq 1,5$ GeV.

La contribution limite du signal vaut ainsi

$$S_{max}(\delta^0 \bar{\delta}^0) = 10 \quad \text{et} \quad S_{max}(\delta^0 \delta^-) = 12$$

2) Pour tenir compte de différences naturelles importantes entre les masses des δ^0 , $\bar{\delta}^0$ et δ^- ($\Delta M > 10$ MeV) ou d'erreurs systématiques dans notre mesure, et encore pour ne pas manquer d'éventuels systèmes $\delta \bar{\delta}^*$ et $\delta^* \bar{\delta}$, nous avons soumis toutes les cases de nos 2 histogrammes au test de la "probabilité intégrée" (voir appendice A). Cette méthode

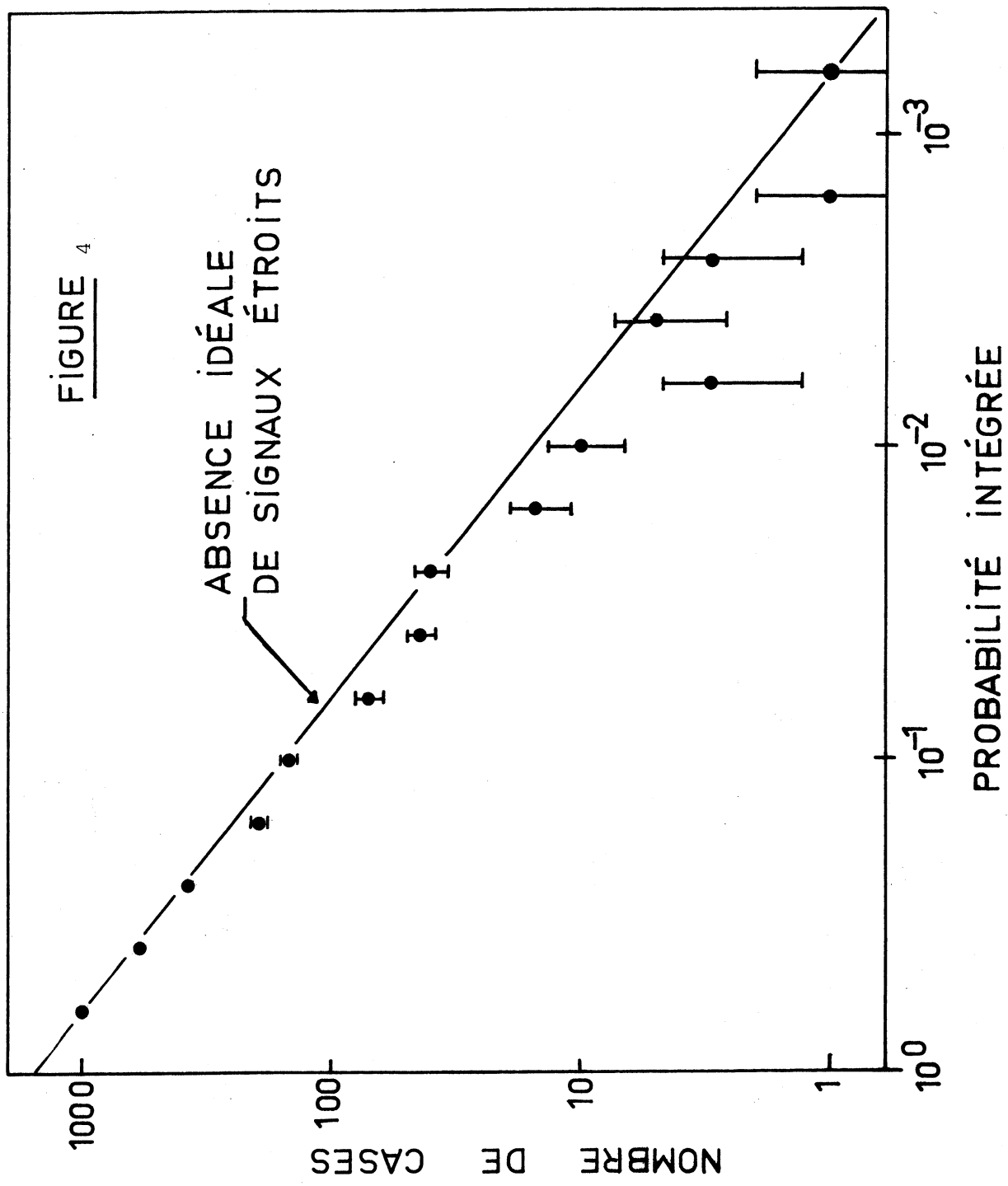


a l'avantage de fournir un critère de rareté indépendant de la loi de distribution des événements dans les cases et elle évite l'interprétation de probabilités absolues, délicate quand on a regardé un grand nombre de cases et qu'on les a plusieurs fois déplacées. La population attendue dans chaque case j a, cette fois été prise comme la moyenne des populations sur le carré de 5 cases x 5 cases centré en j , la case j non comprise. La figure 4 montre l'allure de la probabilité intégrée dans l'histogramme et la droite représente la distribution statistique idéale en l'absence de signaux étroits ($2\sigma \leq 1$ case = $50 \times 50 \text{ MeV}^2$). De nouveau, nous avons estimé n'avoir vu aucun signal $\Delta\bar{\Delta}$. La limite supérieure maximale a été calculée comme précédemment sur le domaine $M(\Delta), M(\bar{\Delta}) \geq 1,5 \text{ GeV}$ puis, on a cherché, à 25 MeV près, la position des cases pour laquelle S_{\max} était la plus grande et on a enfin augmenté cet ultime maximum d'un facteur $1/0,67$ parceque, au pire, 67% des événements d'un signal avec $4\sigma = 50 \text{ MeV}$ se tiennent dans une case de $50 \times 50 \text{ MeV}$ si l'on a déplacé les cases par pas de 25 MeV. Nous avons finalement trouvé

$$\frac{1}{0,67} S_{\max}(\Delta^0 \bar{\Delta}^0) = 18 \quad \text{et} \quad \frac{1}{0,67} S_{\max}(\Delta^0 \Delta^-) = 21$$

III.3 - Sensibilité à la production de mesons charmés.

La reconnaissance d'un événement peut s'avérer difficile, même visuellement, à cause d'étincelles parasites, de traces fortuites ou de traces très courtes. Pour obtenir une identification visuelle plus fiable des topologies à 6 branches, nous avons donc restreint notre lot d'événements en ne gardant que ceux dont toutes les traces satisfont à $p \geq 300 \text{ MeV}$ et longueur visible dans les chambres à étincelle $\geq 25 \text{ cm}$. Dans ces conditions, l'efficacité de ROMEO était de 40% pour les événements à 6 branches. La même sélection fut évidemment appliquée aux données réelles ce qui nous a contraint d'en sacrifier 10%.



L'acceptance géométrique a été calculée avec $M(\Delta) = M(\bar{\Delta}) = 2$ GeV les désintégrations $\Delta^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ et $\bar{\Delta}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ isotropes, et la désintégration $\bar{\Delta}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ selon l'espace de phase de 3 corps, pour 2 modes de production différents. Nous avons simulé, d'une part, la production périphérique du système $\Delta \bar{\Delta}$ selon $\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(+2t_{0\Delta})$ (abrégée EXP) et, d'autre part, la production de $\Delta^0 \bar{\Delta}^0 \pi^+ \pi^-$ et $\Delta^0 \bar{\Delta}^0 \rho$ suivant l'espace de phase de 4, respectivement 3 corps (abrégée EP).

Cela acquis, la conversion des contributions limites obtenues dans la partie précédente en sections efficaces exclusives, produits d'une section efficace de production par les rapports d'embranchement, devient

$$\sigma(\Delta \bar{\Delta}) \frac{\Gamma(\Delta \rightarrow \dots) \Gamma(\bar{\Delta} \rightarrow \dots)}{\Gamma_{\text{total}}(\Delta) \Gamma_{\text{total}}(\bar{\Delta})} \leq \frac{J_{\text{max}}}{f}$$

où la sensibilité globale, appelée aussi flux moyen, $f = N_i n(\text{cible}) \cdot A$ avec $N_i =$ nombre de π^- incidents = $1.25 \cdot 10^{10}$

$n(\text{cible}) =$ densité superficielle des protons de la cible à hydrogène longue de 60 cm = $2,56 \cdot 10^{-9} \text{ nb}^{-1}$

$A =$ acceptance de la réaction, toutes efficacités comprises.

Numériquement, il vient enfin les limites supérieures aux sections efficaces à 19 GeV :

1) avec les restrictions $M(\Delta), M(\bar{\Delta}) \geq 1$ GeV, $|M(\Delta) - M(\bar{\Delta})| \leq 10$ MeV

$$\sigma(\pi^+ \rho \rightarrow \Delta^0 \bar{\Delta}^0 \pi^+ \rho) \frac{\Gamma(\Delta^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \Gamma(\bar{\Delta}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\Delta^0) \Gamma(\bar{\Delta}^0)} \leq \begin{array}{l} 37 \text{ nb (EP)} \\ 25 \text{ nb (EXP)} \end{array}$$

$$\sigma(\pi^+ \rho \rightarrow \Delta^0 \bar{\Delta}^0 \rho) \frac{\Gamma(\Delta^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \Gamma(\bar{\Delta}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\Delta^0) \Gamma(\bar{\Delta}^0)} \leq \begin{array}{l} 34 \text{ nb (EP)} \\ 21 \text{ nb (EXP)} \end{array}$$

2) avec les restrictions $M(\delta), M(\bar{\delta}) \geq 1,5 \text{ GeV}$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \delta^0 \bar{\delta}^+ \pi^+ p) \frac{\Gamma(\delta^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) \Gamma(\bar{\delta}^+ \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\delta^0) \Gamma(\bar{\delta}^+)} \leq \begin{array}{l} 67 \text{ nb (EP)} \\ 44 \text{ nb (EXP)} \end{array}$$

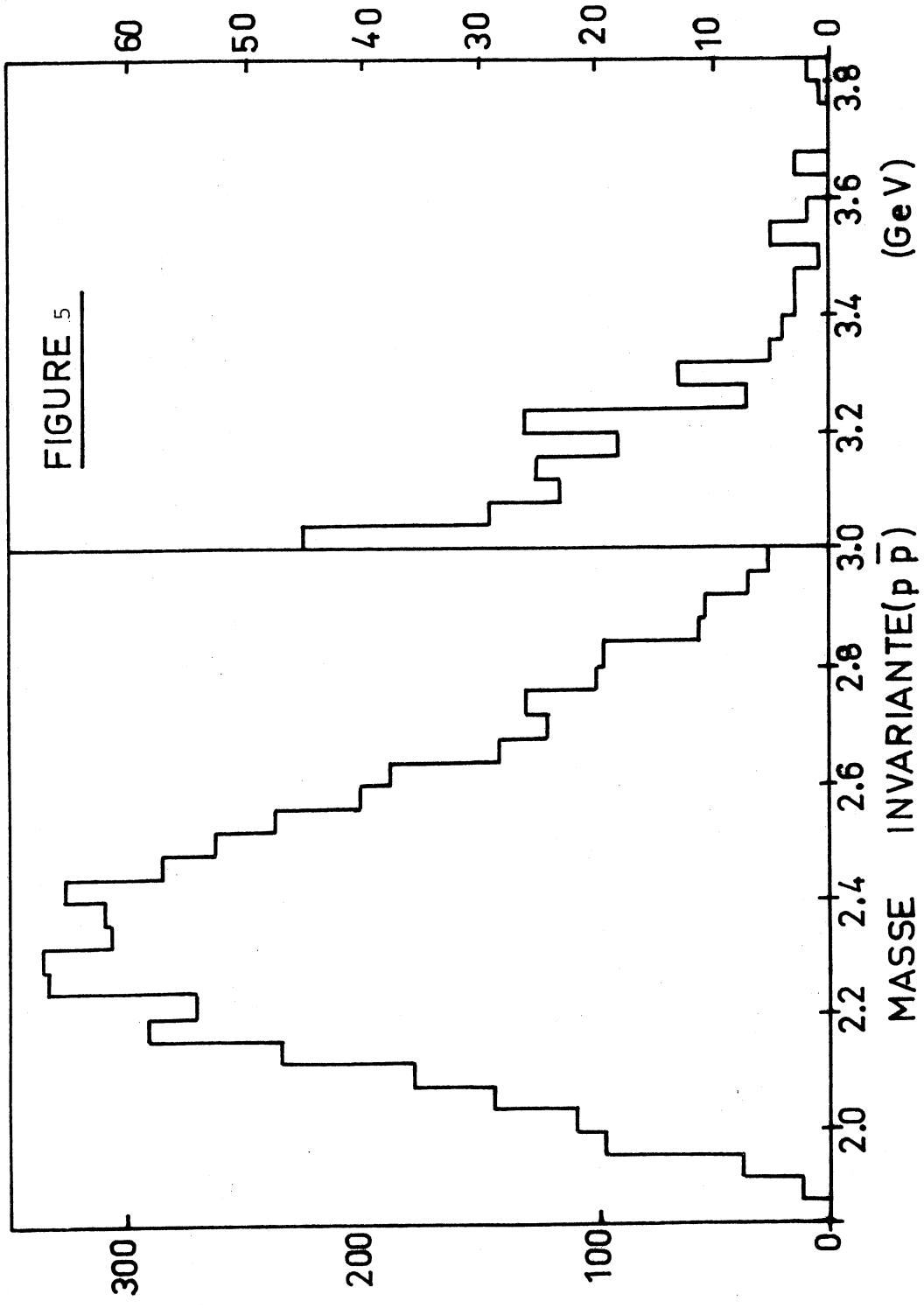
$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \delta^0 \bar{\delta}^+ p) \frac{\Gamma(\delta^0 \rightarrow K^0 \pi^+) \Gamma(\bar{\delta}^+ \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\delta^0) \Gamma(\bar{\delta}^+)} \leq \begin{array}{l} 59 \text{ nb (EP)} \\ 36 \text{ nb (EXP)} \end{array}$$

Les quatre dernières limites ont fait l'objet d'une publication (réf.13).

III.4 - Recherche du meson pseudo-scalaire η_c

Si l'annihilation e^+e^- dans les anneaux de collision est très favorable à la production de vecteurs, elle ne peut produire de scalaire, en revanche, qu'indirectement comme étape d'une cascade. Pour cette raison, le pseudo-scalaire η_c avec $I^G(J^P)C = 0^+(0^-)$ n'a pas encore été reconnu avec certitude.

En prévision de son mode de désintégration $\eta_c \rightarrow \rho \bar{\rho}$, nous avons conçu un déclenchement d'événements à 2 traces issues d'une haute masse (voir II.2). Il en est résulté 140 000 événements avec 1 vertex à 2 branches à la sortie de ROMEO et, parmi eux, 5128 événements qui ont réussi le lissage de l'état final $\rho \bar{\rho} \pi$. La figure 5 montre la distribution de la masse invariante $M(\rho \bar{\rho})$ pour ces candidats. Aucune évidence de l'existence d'un signal étroit n'y apparait de sorte que nous nous sommes bornés à donner une limite supérieure exclusive. Pour ce faire, l'acceptance a été calculée à partir de la simulation de la production du système $\rho \bar{\rho}$ par l'échange de A_2 , qui obéit à la loi exponentielle $\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(+\sqrt{t} t_0)$, en fonction de la masse $M(\rho \bar{\rho})$ et pour la désintégration isotrope du système $\rho \bar{\rho}$. La trajectoire A_2 a été choisie comme l'exige la production en avant d'un pseudo-scalaire par un π^- incident. En effet, la composition par une onde ℓ du π^- avec $I^G(J^P) = 1^-(0^-)$ et de X avec $I_X^{G_X} (J_X^{P_X})$ pour donner η_c avec $I^G(J^P) = 1^+(0^-)$ doit respecter la conservation

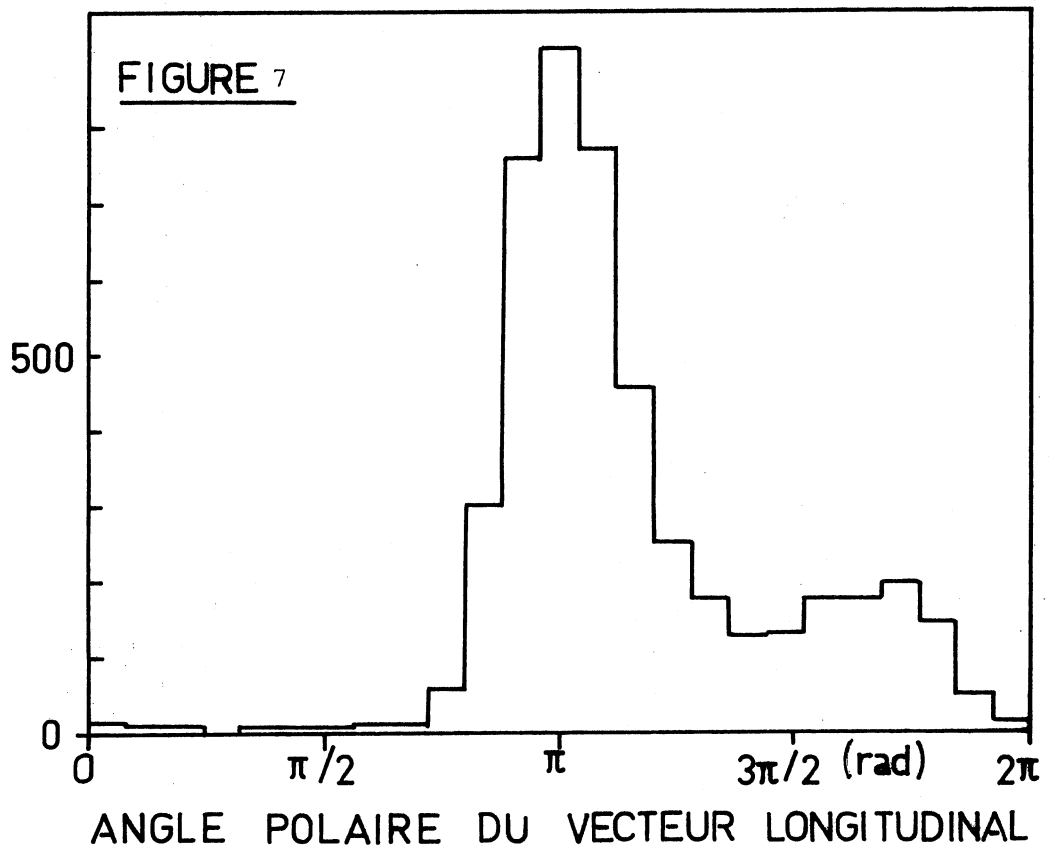
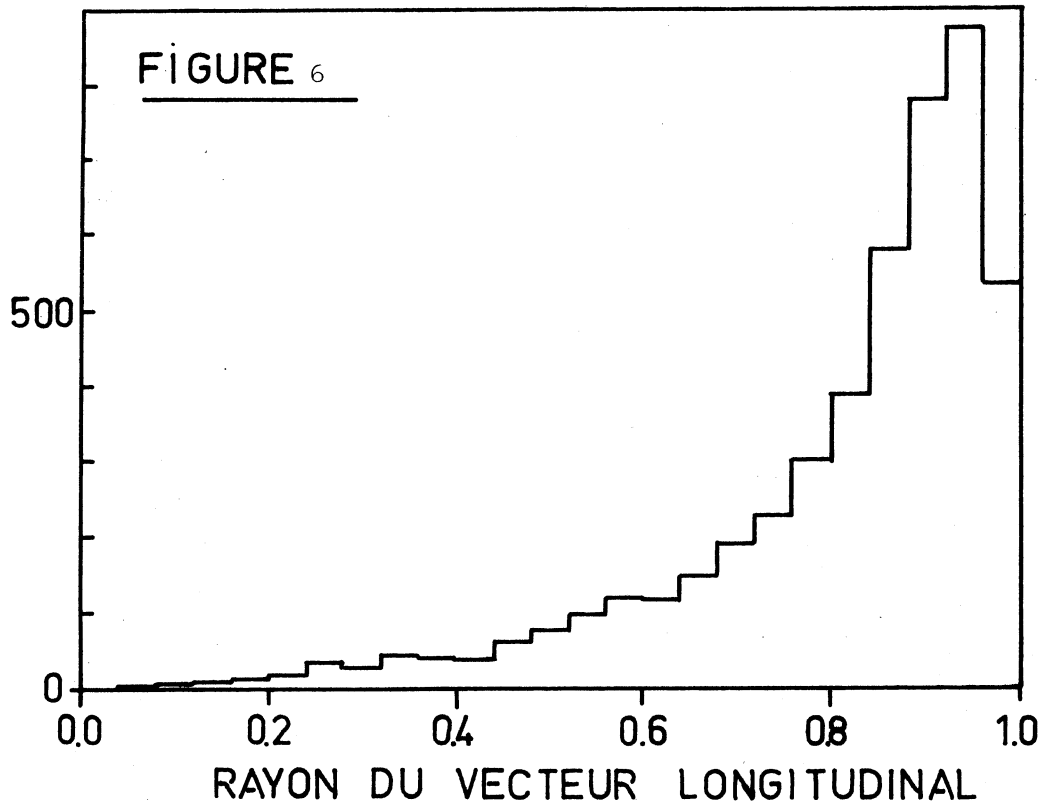


- de la parité	$\rightarrow (-1)^{\ell} P_{\pi} P_X = P_{\eta}$	$\rightarrow P_X = (-1)^{\ell}$
- de la G-parité	$\rightarrow G_{\pi} G_X = G_{\eta}$	$\rightarrow G_X = -1$
- du spin	$\rightarrow J_{\pi} \otimes \ell \otimes J_X = J_{\eta}$	$\rightarrow J_X = \ell$
- de l'isospin	$\rightarrow I_{\pi} \otimes I_X = I_{\eta}$	$\rightarrow I_X = 1$

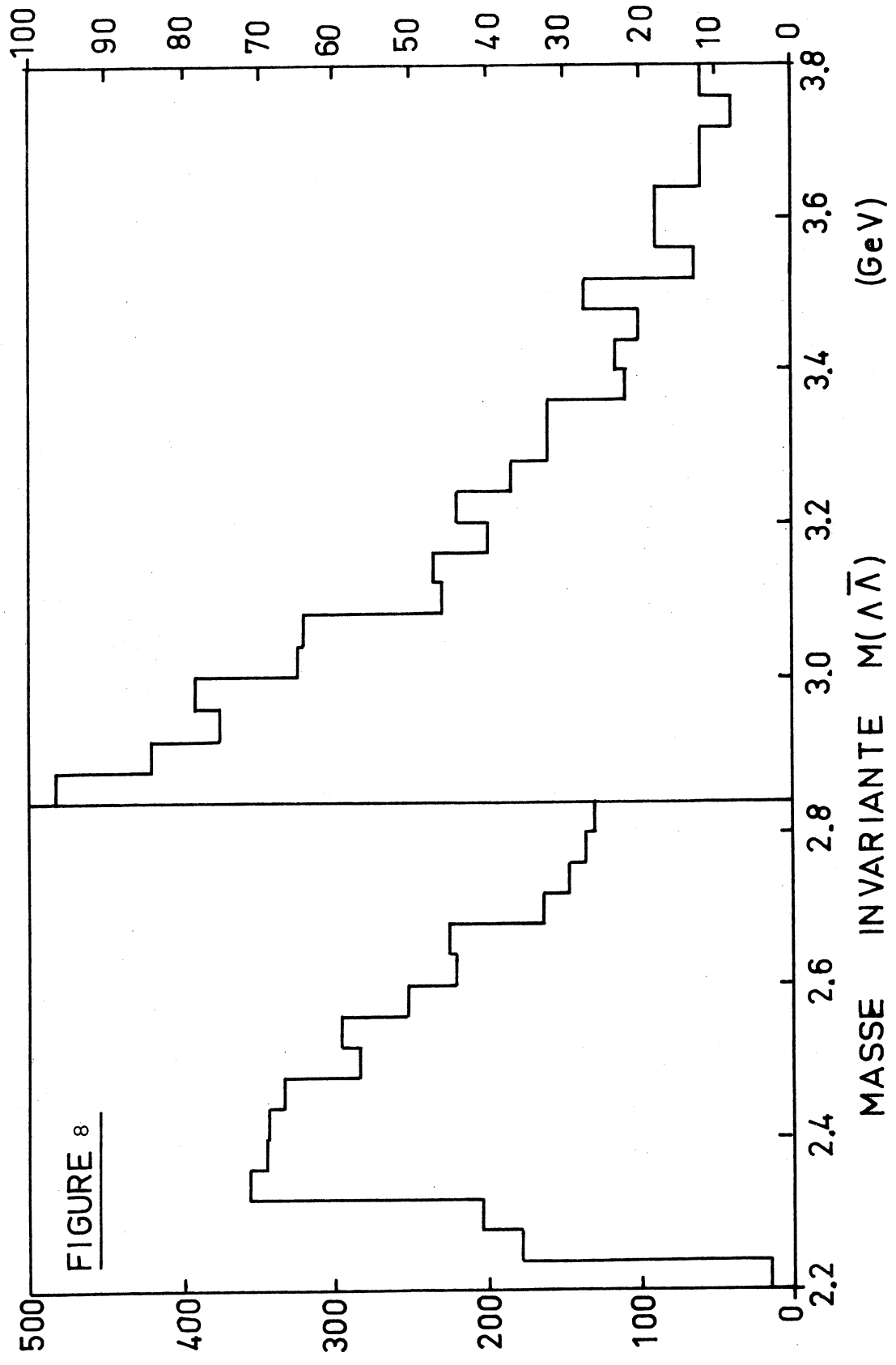
ce qui contraint $I_X^{G_X(B_X)}$ à $1^-(0^+)$, $1^-(1^-)$, $1^-(2^+)$, ... et élimine, notamment, les solutions $X \equiv \pi^+$ et $X \equiv \rho^+$. La limite supérieure maximale, avec un niveau de confiance de 90%, vaut ainsi sur le domaine $M(\bar{\Lambda}) \geq 2$ GeV.

$$\sigma(\pi\bar{p} \rightarrow \eta_c \Lambda) \frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow \rho\bar{p})}{\Gamma(\eta_c)} < 15 \text{ nb}$$

Nous avons également tenté de reconstruire l'état final $\Lambda\bar{\Lambda}X$, X mis pour n'importe quel recul possible, avec l'espoir d'y trouver $\eta_c \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$. Pour cela, nous avons retraité les événements sortis de ROMEO avec un programme chargé d'extraire les paires neutres de bons candidats à un Λ ou à un $\bar{\Lambda}$ et susceptibles de former un V^0 géométrique. Nous avons ensuite retenu les événements qui avaient un candidat Λ et un candidat $\bar{\Lambda}$ pointant vers une source commune en amont de leur sommet. De plus, pour éviter la contamination de paires extraites par erreur d'un vertex principal, nous avons appliqué une coupure sur le temps de vol invariant du $\bar{\Lambda}$, $c\tau = \frac{L_{vol}}{\beta} \geq 1 \left[\frac{\text{cm}}{\text{GeV}} \right]$, ce qui correspond à une longueur de vol minimale de 3 cm dans le laboratoire puisque le $\bar{\Lambda}$ signé dans le Tcherenkov à seuil (voir II.1) et, par conséquent, le $\bar{\Lambda}$ ont une impulsion d'au moins 3 GeV. Ainsi nettoyé et après le lissage des contraintes cinématiques du Λ et du $\bar{\Lambda}$, notre lot contenait 4735 candidats à $\pi\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}X$. Leur distribution dans l'histogramme d'impulsion longitudinale [voir appendice B] montre, grâce à $R = \left(\frac{p_L^X + p_L^{\Lambda} + p_L^{\bar{\Lambda}}}{p_X^2 + p_{\Lambda}^2 + p_{\bar{\Lambda}}^2} \right)^{1/2}$ qu'ils sont pour la plupart périphériques (figure 6) et, grâce à $W = \arctan \left(\frac{2p_L^{\Lambda} + p_L^X}{\sqrt{3} p_L^{\bar{\Lambda}}} \right)$ que le système rapide se compose le plus souvent de Λ et $\bar{\Lambda}$ (échange d'un méson non étrange) et, dans une moindre mesure, de $\bar{\Lambda}$ et X (échange d'un méson étrange) (figure 7).



Faisant ensuite l'hypothèse, appuyée sur une simulation Monte-Carlo, que l'acceptance ne peut être responsable de changements brusques sur un intervalle $\Delta M(\Lambda\bar{\Lambda}) \cong 20$ MeV, nous avons exploré la distribution $N(M)$ des événements en fonction de $M = M(\Lambda\bar{\Lambda})$, les polarisations $P_i^{\Lambda\bar{\Lambda}}(M)$, $P_j^{\Lambda\bar{\Lambda}}(M)$ ($i, j = x, y, z$) et les coefficients de corrélation $C_{ij}^{\Lambda\bar{\Lambda}}(M)$. Comme résultat, nous n'avons trouvé aucune indication de signal dans l'histogramme $N(M)$ (figure 8) ni aucun comportement brusque dans les fonctions de polarisation ou de corrélation dans la région $M(\Lambda\bar{\Lambda}) \leq 2,5$ GeV où les erreurs statistiques ne sont pas aussi grandes que le domaine physique.



IV - RESULTATS POSTERIEURS A NOTRE ANALYSE.

Le résultat le plus important des nombreuses recherches du charme entreprises entre 1975 et le début 1977 est certainement celui qu'ont obtenu les chercheurs de SLAC (réf.15). Ils sont parvenus à mettre en évidence presque toutes les propriétés attendues des mésons charmés (productions associées dans les interactions électromagnétiques, résonnances étroites, mode de désintégration hadronique dominant en $K+\pi's$, K^* exotiques) et ils ont confirmé, sans surprise, les prédictions théoriques dont nous nous sommes servis : $M(\delta^0) = 1,865$ GeV, $M(\delta^-) = 1,876$ GeV, $M(\delta^{*0}) = 2,005$ GeV, $M(\delta^{*-}) = 2,01$ GeV.

Il faut encore citer un sérieux candidat pour le baryon charmé neutre C^0 dans le mode $\bar{\Lambda}\pi^+\pi^+\pi^-$ (réf.16) et les événements $\nu p \rightarrow \nu \mu^- e^+ +$ neutres en chambre à bulle à liquide lourd (réf.17).

Quant au méson pseudo-scalaire η_c , on n'a vu, à SLAC, aucune accumulation monoénergétique des J de désintégration du ψ , ce qui eût indiqué une transition $\psi \rightarrow \eta_c J$. A DESY, au contraire, après enrichissement du lot de données, on a confirmé le mode $\chi(2,86) \rightarrow \delta\delta$ mais on a pratiquement perdu l'indication de $\chi(2,86) \rightarrow \rho\bar{\rho}$ (réf.18) ce qui impliquerait, si $\chi(2,86) \equiv \eta_c$, que le contenu en quarks non charmés de cet objet est très faible et qu'il y a donc peu de chance de le voir se manifester dans les interactions $\pi\rho$.

Enfin, personne n'a encore su produire de particules charmées dans les réactions hadroniques et, à ce jour (Mai 1977), nos limites supérieures n'ont toujours pas été abaissées.

Tous ces nouveaux résultats ont été récemment rassemblés et commentés dans la référence 19.

Sachant que les limites supérieures maximales données en III.3 ne sont pas dues aux cases contenant les Δ et $\bar{\Delta}$ découverts entre temps, nous pouvons encore abaisser ces limites qui deviennent

$$\sigma(\pi\rho \rightarrow \delta^0\delta^0\pi\rho) \frac{\Gamma(\delta^0 \rightarrow K\pi^+) \Gamma(\delta^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(\delta^0) \Gamma(\bar{\delta}^0)} < \begin{matrix} 15 \text{ nb (EP)} \\ 10 \text{ nb (EXP)} \end{matrix}$$

et

$$\sigma(\pi^+ \rightarrow \delta^0 \pi^+) \frac{\Gamma(\delta^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \Gamma(\delta^- \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\delta^0) \Gamma(\delta^-)} \quad \angle \quad \begin{array}{l} 23 \text{ nb (EP)} \\ 13 \text{ nb (EXP)} \end{array}$$

avec un niveau de confiance de 90% et pour une énergie de 19 GeV des π^- incidents.

APPENDICE A

Soit la variable u , en fonction de laquelle une population $N_u(u)$ est distribuée par $f_u(u) = \left| \frac{dN_u(u)}{du} \right|$. Soit encore une transformée de $u, v=v(u)$ et sa transformée inverse $u = u(v)$. Soient enfin les domaines de définition $u \in [u_{min}, u_{max}]$ et $v \in [v_{min}, v_{max}]$ et la fonction $v = v(u)$ monotone croissante. Alors

$$N_u(u) = \int_{u_{min}}^u f_u(u') du' = \int_{v_{min}}^{v(u)} f_v(v') dv' = N_v(v(u)) \quad (A1)$$

d'où l'on voit que $f_u(u)$ est normalisée par

$$\int_{u_{min}}^{u_{max}} f_u(u') du' = N_T \quad , \quad N_T \text{ la population totale}$$

Exemple 1 : Si, connaissant u et $f_u(u)$, on veut trouver $v = v(u)$, la variable telle que $f_v(v) = \text{constante} = C$, on peut écrire

$$N_u(u) = \int_{u_{min}}^u f_u(u') du' = c (v(u) - v(u_{min})) \quad \text{dont découle}$$

$$v(u) = c_1 \int_{u_{min}}^u f_u(u') du' + c_2 \quad c_1 \text{ et } c_2 \text{ constantes, la transformée } v(u) \text{ cherchée dont la distribution est uniforme.}$$

Exemple 2 : Soit V distribuée uniformément par $f_v(v) = C$. Soit $W(v) = aV + b$, une transformée linéaire de V et son inverse $v(w) = a'W + b'$. La relation A1 devient

$$N_v(v) = c (v - v_{min}) = c_1 W + c_2 = N_w(w)$$

et le calcul de $f_w(w)$

$$f_w(w) = \left| \frac{dN_w(w)}{dw} \right| = |c_1|$$

montre que W , la transformée linéaire de la variable uniforme V , est également uniforme.

Exemple 3 : Soit W avec $f_W(W) = N_T$ uniforme sur $[0, 1]$. Soit $X(W) = -\log W$ et l'inverse $W(X) = 10^{-X}$. Alors,

$$N_W(W) = N_T W = N_T 10^{-X} = N_X(X) \quad \text{et}$$

$$f_X(X) = \left| \frac{dN_X(X)}{dX} \right| = N_T (\ln 10) 10^{-X} \quad \text{ou encore}$$

$$\log f_X(X) = -X + C_1$$

ce qui signifie que, si l'on porte le logarithme de la population différentielle en fonction de X , on attend une distribution linéaire de pente -1.

Avant d'appliquer le formalisme et les exemples ci-dessus à la statistique dans une case d'histogramme, il est nécessaire de généraliser le cas des variables discrètes à celui qui précède des variables continues.

Soit la distribution $R(n)$ de la variable entière n . Elle peut être, par exemple, liée à la loi de Poisson $\frac{R(n)}{N_T} = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$ qui donne la probabilité d'avoir n événements si la population attendue vaut μ . On généralise ce cas discret en définissant, pour la variable continue u ,

$$N_u(u) = \int_0^u f_u(u') du' = \int_0^u \sum_{i=0}^{\infty} R(u'-\varepsilon) \delta(u'-\varepsilon-i) du' = \sum_{i=0}^{i \leq Y} R(i)$$

où $\delta(u'-\varepsilon-i)$ est la distribution de Dirac et où ε , positif et infiniment petit, sert à respecter la convention des histogrammes dont les cases sont définies sur l'intervalle $[u_{\min}(\text{case}), u_{\max}(\text{case})[$. Une telle définition reproduit la population discrète $\Delta N(n) = R(n)$ dans la case $[n, n+1[$:

$$\Delta N(n) = N(n+1) - N(n) = \sum_{i=0}^{i \leq n+1} R(i) - \sum_{i=0}^{i \leq n} R(i) = R(n)$$

Suivant maintenant l'exemple 1 avec $f_u(u) = \sum_{i=0}^{\infty} R(u-i) \delta(u-i)$ on trouve que la transformée uniforme de u vaut

$$V(u) = c_1 \int_0^u f_u(u') du' = \frac{1}{N_T} \sum_{i=0}^{i < u} R(i)$$

Sachant ensuite que $\sum_{i \geq u} R(i) = N_T - \sum_{i=0}^{i < u} R(i)$ à cause de la normalisation $\sum_{i=0}^{\infty} R(i) = N_T$, on déduit de l'exemple 2 que $W(u) = \frac{1}{N_T} \sum_{i \geq u} R(i)$ est distribuée uniformément. Cette fonction $W(u)$ que nous avons appelée la "probabilité intégrée", vaut, pour les valeurs entières n de u ,

$$W(n) = \frac{1}{N_T} \sum_{i=n}^{\infty} R(i)$$

Enfin, suivant l'exemple 3, quand on porte \mathcal{N} le logarithme du nombre d'événements en fonction de $X = -\log W$, on attend la distribution

$$\mathcal{N}(X) = -X + c$$

Si, dans nos histogrammes, il n'y a pas d'effets de la taille d'une case, alors μ_i , la population attendue dans chaque case i est en bonne approximation la moyenne $\tilde{\mu}_i$ des populations dans son voisinage. Mais une case avec $\mu_i \gg \tilde{\mu}_i$ serait rejetée dans la région où $X_i > -X + c$ (voir figure 4).

APPENDICE B

Dans le centre de masse de la réaction $\bar{\pi}_p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} x$, les impulsions longitudinales $p_L^i = \left(\vec{p}^i, \frac{E^i}{|\vec{p}^i|} \right)$, $i \in (\Lambda, \bar{\Lambda}, x)$, satisfont à $\sum_{i=1}^3 p_L^i = 0$. Donc, avec 2 paramètres indépendants, la longitudinalité de la réaction peut être figurée dans un plan. En particulier, si on choisit la représentation par le 2-vecteur

$$\vec{u} = \frac{2}{3} \left(p_L^x \vec{e}_x + p_L^\Lambda \vec{e}_\Lambda + p_L^{\bar{\Lambda}} \vec{e}_{\bar{\Lambda}} \right)$$

construit avec les vecteurs normés

$$\begin{aligned} \vec{e}_x &= (\cos 0, \sin 0) = (1, 0) \\ \vec{e}_\Lambda &= \left(\cos \frac{2\pi}{3}, \sin \frac{2\pi}{3} \right) = \left(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\ \vec{e}_{\bar{\Lambda}} &= \left(\cos \frac{4\pi}{3}, \sin \frac{4\pi}{3} \right) = \left(-\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \end{aligned}$$

on profite de la propriété de projection

$$(\vec{u}, \vec{e}_i) = p_L^i \quad \forall i \in (\Lambda, \bar{\Lambda}, x)$$

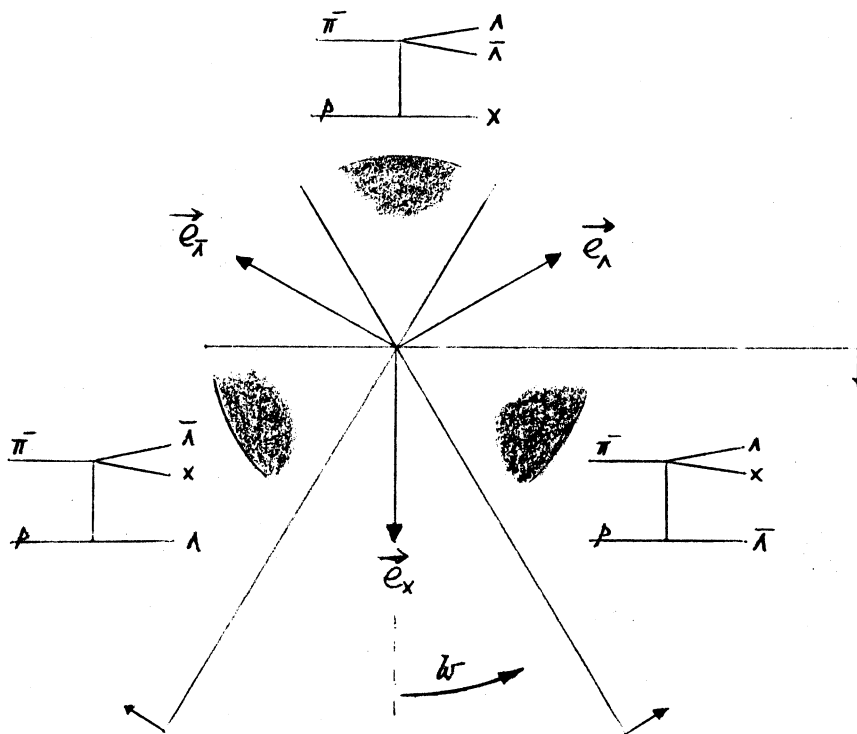
Le vecteur $\vec{R} = \vec{u} / |\vec{u}|_{\max}$ qui conserve la propriété de projection, est en plus limité sur le cercle $|\vec{R}| \leq 1$. Sachant que $p_L^i \leq p^i$, le module de l'impulsion, on trouve

$$\vec{R} = \frac{(\sqrt{3} p_L^x, 2p_L^\Lambda + p_L^x)}{\sqrt{2}(p^x + p^\Lambda + p^{\bar{\Lambda}})^{1/2}}$$

et les coordonnées polaires de \vec{R}

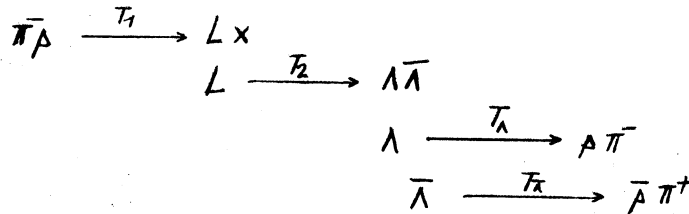
$$\begin{aligned} R &= |\vec{R}| = \left(\frac{p_L^x + p_L^\Lambda + p_L^{\bar{\Lambda}}}{p^x + p^\Lambda + p^{\bar{\Lambda}}} \right)^{1/2} \\ \kappa &= \arctan \left(\frac{R_y}{R_x} \right) = \arctan \left(\frac{2p_L^\Lambda + p_L^x}{\sqrt{3} p_L^x} \right) \end{aligned}$$

On déduit de l'expression de R que R s'étend de 0 quand la réaction est complètement transversale $\rho_L^{\Lambda}, \rho_L^{\bar{\Lambda}}, \rho_L^x = 0$ jusqu'à 1 quand elle est complètement longitudinale $\rho_L^i = \rho^i, i = \Lambda, \bar{\Lambda}, x$. Les réactions à haute énergie ayant montré que les transferts d'énergie du projectile à la cible sont en moyenne faibles (lois typiques en $\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(+bt)$ avec $5 \lesssim b \lesssim 10 (\text{GeV})^2$ on attend des valeurs de R proches de 1. En outre, la propriété de projection ajoutée au fait du faible transfert conduit à l'interprétation suivante du domaine de \vec{R} :



APPENDICE C

Si l'on cherche à mettre en évidence un processus séquentiel du type



on peut le représenter par la factorisation de 4 opérateurs $T_{s_i s_f}^{s_i}$ agissant sur les composantes de spin initiales s_i et finales s_f :

$$T_{s_p s_{\bar{p}}}^{s_p'} = \sum_{s_L s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_1^{s_p'}_{s_L s_\Lambda} T_2^{s_L}_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_\Lambda^{s_\Lambda}_{s_p} T_{\bar{\Lambda}}^{s_{\bar{\Lambda}}}_{s_{\bar{p}}}$$

Si, de plus, on n'est intéressé ni à T_1 ni à T_2 , on abrège T en

$$T_{s_p s_{\bar{p}}}^{s_p'} = \sum_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_{12}^{s_p'}_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_\Lambda^{s_\Lambda}_{s_p} T_{\bar{\Lambda}}^{s_{\bar{\Lambda}}}_{s_{\bar{p}}}$$

Si, enfin, l'état initial est dans le mélange $\sum_L N_L s_p^L$, on a

$$\begin{aligned}
 T_{s_p s_{\bar{p}}} &= \sum_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} N_{s_p'} T_{12}^{s_p'}_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_\Lambda^{s_\Lambda}_{s_p} T_{\bar{\Lambda}}^{s_{\bar{\Lambda}}}_{s_{\bar{p}}} \\
 &= \sum_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} R_{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}}} T_\Lambda^{s_\Lambda}_{s_p} T_{\bar{\Lambda}}^{s_{\bar{\Lambda}}}_{s_{\bar{p}}}
 \end{aligned}$$

On peut donc écrire la section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \left| \sum_{s_p s_{\bar{p}}} T_{s_p s_{\bar{p}}}(t) \right|^2$$

sous la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \sum_{\substack{s_\Lambda s_{\bar{\Lambda}} s_p s_{\bar{p}} \\ A_\Lambda A_{\bar{\Lambda}} A_p A_{\bar{p}}}} \begin{pmatrix} s_\Lambda & A_\Lambda \\ s_{\bar{\Lambda}} & A_{\bar{\Lambda}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_\Lambda & A_\Lambda \\ s_p & A_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_{\bar{\Lambda}} & A_{\bar{\Lambda}} \\ s_{\bar{p}} & A_{\bar{p}} \end{pmatrix}$$

où f est la matrice densité des états de spin de Λ et $\bar{\Lambda}$ si l'on prend soin de normaliser f de façon à respecter

$$\sum_{i,j} f_{ij}^{ii} = 1, \quad f_{ij}^{ii} \text{ réel}, \quad 0 \leq f_{ij}^{ii} \leq 1$$

Nous pouvons désormais interpréter

$$f_{ij}^{ii} \quad \text{comme la densité de l'état avec} \quad s_A = i, s_X = j$$

$$A_{kk'}^{ii'} = T^i_k T^{i'}_{k'}$$

Le calcul des éléments de matrice T^i_k est standard (voir par exemple, H. Pilkuhn, "The Interactions of Hadrons", North-Holland (1967))

et donne, pour λ comme pour $\bar{\lambda}$:

$$A^{ii'} = \sum_{jj'} A_{jj'}^{ii'} \quad A_{jj'} = \sum_{ii'} A_{jj'}^{ii'}$$

$$A_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = A_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \cos \theta) \quad A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{4\pi} e^{iy} \sin \theta$$

$$A_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = A_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^* \quad A_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = A_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\pi} (1 - \alpha \cos \theta)$$

et la distribution angulaire devient

$$W(\varphi_A, \theta_A, \varphi_X, \theta_X) = \frac{1}{(4\pi)^2} \sum_{ii', jj'} f_{jj'}^{ii'} A^{ii'}(\varphi_A, \theta_A) A_{jj'}(\varphi_X, \theta_X)$$

Les valeurs moyennes des harmoniques sphériques

$$\langle Y_L^m(\lambda) Y_L^{m'}(\bar{\lambda}) \rangle_{\omega} = \int d\varphi_A \int d\cos\theta_A \int d\varphi_X \int d\cos\theta_X W(\varphi_A, \theta_A, \varphi_X, \theta_X) Y_L^m(\varphi_A, \theta_A) Y_L^{m'}(\varphi_X, \theta_X)$$

sont, chacune, directement proportionnelles à un coefficient $f_{jj'}^{ii'}$

Malheureusement, parmi les 16 coefficients de la matrice densité, seuls les 4 termes diagonaux sont intuitivement compréhensibles. Nous avons donc préféré l'interprétation de f en termes de polarisations et de correlations :

$$f = \frac{1}{4} \left\{ \mathbb{1} \otimes \mathbb{1} + \sum_{\alpha} (P_{\alpha}^{\wedge} (\tau_{\alpha} \otimes \mathbb{1}) + P_{\alpha}^{\vee} (\mathbb{1} \otimes \tau_{\alpha})) + \sum_{\beta\delta} C_{\beta\delta} (\tau_{\beta} \otimes \tau_{\delta}) \right\}$$

$$f_{kk'}^{ii'} = \frac{1}{4} \left\{ \delta^{ij} \delta_{kk'} + \sum_{\alpha} (P_{\alpha}^{\wedge} \tau_{\alpha}^{ij} \delta_{kk'} + P_{\alpha}^{\vee} \delta^{ij} \tau_{\alpha kk'}) + \sum_{\beta\delta} C_{\beta\delta} \tau_{\beta}^{ij} \tau_{\delta kk'} \right\}$$

où τ_i , $i = (1, 2, 3)$ sont les matrices de spin 2×2 de Pauli. La reconstruction des paramètres devient alors :

$$\langle 1 \rangle_w = 1$$

$$\langle \cos \theta_1 \rangle_w = \frac{\alpha}{3} P_2^1$$

$$\langle \cos \theta_1 \cos \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{zz}$$

$$\langle \cos \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \frac{\alpha}{3} P_x^1$$

$$\langle \sin \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \frac{\alpha}{3} P_y^1$$

$$\langle \cos \theta_1 \cos \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{zx}$$

$$\langle \cos \theta_1 \sin \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{zy}$$

$$\langle \cos \varphi_1 \sin \theta_1 \cos \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{xx}$$

$$\langle \cos \varphi_1 \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{xy}$$

$$\langle \sin \varphi_1 \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \sin \theta_1 \rangle_w = \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 C_{yy}$$

+ 6 termes qu'on obtient trivialement par l'échange $1 \rightarrow \bar{1}$

REFERENCES

- 1) J.J. AUBERT, et al. Phys.Rev.Lett. 33, 1404(1974)
- 2) J.E. AUGUSTIN, et al., Phys. Rev.Lett. 33, 1406(1974)
- 3) M.K. GAILLARD, B.W. LEE, J.L. ROSNER, Rev. of Mod. Phys. 47,277(1975)
- 4) The CERN Theory Boson Workshop, CERN-TH Internal Report,6 December (1974)
- 5) Par exemple, rapports de l'Ecole d'Eté de Physique des Particules, Gif-sur-Yvette, France 1973, 1974, 1975, 1976.
- 6) S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOUS, L. MAIANI, Phys. Rev. D2, 1285(1970)
- 7) Par exemple, C. de la VAISSIERE, preprint, CERN/EP/PHYS 77-7
- 8) T. APPELQUIST, A. de RUJULA, H.D. POLITZER, S.L. GLASHOW, Phys. Rev. Lett. 34, 365(1975)
- 9) B. WIJK, Proceedings of the Lepton and Photon Symposium, Stanford, August 1975
- 10) V. BARGER, R.J.N. PHILLIPS, Rutherford Preprint, COO-881-438(July 1976)
- 11) O. GILDEMEISTER, Int. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati Italy (1973)
- 12) HYDRA, Application Manual, CERN/DD
- 13) THE OMEGA GROUPS, Nucl. Phys. B111, 189(1976)
- 14) B. HYAMS, et al., Nucl. Phys. B73, 202(1974)
- 15) F. PIERRE, Invited talk to the 18th Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi, USSR(July 1976) et référence 19
- 16) B. KNAPP, et al., Phys. Rev. Lett., 37,14(1976) et référence 19
- 17) P. MUSSET, Invited talk to the 18th. Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi, USSR (July 1976)
- 18) Par exemple, B.H. WIJK, Lecture at the 1976 CERN School of Physics, Wepion, Belgium (June 1976) et référence 19
- 19) PARTICLE DATA GROUP, Phys. Lett., 68B, 1(1977)
- 20) PARTICLE DATA GROUP, Review of Particle Properties, Rev. of Mod. Phys, 48, S 29(1976)

BIOGRAPHIE.

De 1952 à 1958, j'ai accompli le cycle normal d'études primaires à Saint-Croix(VD), Grandson(VD) et Couvet (NE), puis d'études secondaires au Collège de Neuchâtel de 1959 à 1963. Après 3 ans de cours au Gymnase cantonal de la même ville, j'ai obtenu la Maturité Fédérale, type B.

A Zürich, j'ai ensuite préparé pendant 4 ans et reçu en 1971 le diplôme en Sciences Naturelles de l'Ecole Polytechnique Fédérale (physique expérimentale, section IX b).

Sitôt diplômé, j'ai été engagé par le Prof. J.P. Blaser pour travailler dans le groupe de physique des particules de l'EPFZ installé au CERN sous la direction du Dr. W.Beusch. Les recherches auxquelles je me suis joint de 1972 à 1974 portaient sur la mesure de sections efficaces différentielles et de polarisations des réactions à 2 corps avec échange de charge. Ces expériences ont été réalisées grâce à un détecteur magnétique équipé de chambres à étincelle. En 1975, j'ai participé, toujours en temps que membre de l'EPFZ, à l'expérience qui fait l'objet de la présente thèse.

Enfin, depuis 1975, je suis visiteur à l'Ecole Polytechnique de Palaiseau (France) où j'ai poursuivi mon travail de thèse en même temps que je collaborais à une mesure de la production des muons dans les interactions hadroniques pour le compte de mon laboratoire français.