

THÈSE

2

présentée

A L'U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE
DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger **ARNOLD**

*

ÉTUDE DE LA PRODUCTION COHÉRENTE DES SYSTÈMES
DE 2, 3 ET 5 PIONS PAR DES π^+ DE 11,7 GeV/c

*

Soutenue le 5 Décembre 1972 devant la commission d'examen:

MM. P. CUER

Président

P. CHEVALLIER

A. ROUSSET

G. COHEN-TANOUDJI

M. PATY

} *Examineurs*

} *Membre invité*

THÈSE

présentée

A L'U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE
DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Roger **ARNOLD**

*

ÉTUDE DE LA PRODUCTION COHÉRENTE DES SYSTÈMES
DE 2, 3 ET 5 PIONS PAR DES π^+ DE 11,7 GeV/c

*

Soutenue le 5 Décembre 1972 devant la commission d'examen:

MM. P. CUER

Président

P. CHEVALLIER

A. ROUSSET

G. COHEN-TANOUDI

M. PATY

} *Examinateurs*

} *Membre invité*

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR

Président :	Professeur G. OURISSON
Vice-Présidents :	Professeur A. CHAUMONT Professeur G. LAUSTRIAT
Secrétaire Général :	G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS et
MAITRES DE RECHERCHE DES U. E. R. RESPONSABLES DES DOCTORATS
ES-SCIENCES

Doyens honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H. J. MARESQUELLE,
J. H. VIVIEN, G. MILLOT.

Professeurs honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN,
G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN,
M. FRECHET, M^{le} S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN,
G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, H. J. MARESQUELLE,
L. NEEL, Ch. SADRON, F. TERROINE, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF,
J. YVON.

Maître de Conférences honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H. FORESTIER	T	Chimie Générale
J. ROTHE	T	Physique du Globe
P. LACROUTE	T	Astronomie
J. H. VIVIEN	T	Zool. et Embryolog. exp.
A. MAILLARD	T	Physicoch. du Pétroie
S. GORODETZKY	T	Phys. Gén. et Phys. Nucl.
L. SACKMANN	T	Mécanique des fluides
J. BYE	T	Chir.ife Physique
M ^{le} M. PEREY	T	Chimie Nucléaire
S. GOLDSZTAUB	T	Minéral. et Pétrogr.
P. JOLY	T	Biologie générale
H. BENOIT	T	Physicoch. macromol.
P. CUER	T	Phys. Gén. et Phys. Corpusc.
G. MILLOT	T	Géol. et Paléontologie
R. LECOLAZET	TTP	Physique du Globe
H. SAUCIER	TTP	Minéralogie
R. ROHMER	T	Chimie Minérale
M ^{le} A. GAGNIEU	TTP	Botanique

F. STUTINSKY	T	<i>Physiologie générale</i>
B. WURTZ	TTP	<i>Chimie biologique</i>
J. BRENET	T	<i>Electrochimie</i>
J. P. EBEL	T	<i>Chimie biologique</i>
G. OURISSON	TTP	<i>Chimie</i>
A. COCHE	TTP	<i>Physique Nucléaire</i>
R. CERF	T	<i>Physique générale</i>
J. FRENKEL	TTP	<i>Mathématiques</i>
A. DELUZARCHE	TTP	<i>Chimie</i>
R. ARMBRUSTER	TTP	<i>Physique</i>
A. ROCHE	TTP	<i>Physique du globe</i>
L. HIRTH	T	<i>Microbiologie</i>
A. FUCHS	T	<i>Mécanique rationnelle</i>
A. GALLMANN	TTP	<i>Physique</i>
P. MIALHE	TTP	<i>Physiologie animale</i>
J. PARROD	TTP	<i>Chimie</i>
Mme D. MAGNAC	TTP	<i>Physique</i>
M. DAUNE	PSC	<i>Physique</i>
J. P. ADLOFF	TTP	<i>Chimie Nucléaire</i>
D. BERNARD	TTP	<i>Méth. math. de la Phys.</i>
E. DANIEL	T	<i>Physique expérimentale</i>
P. CHEVALLIER	T	<i>Physique</i>
G. REEB	T	<i>Topologie</i>
J. WUCHER	TTP	<i>Physique</i>
Mme M. BRINI	TTP	<i>Chimie</i>
H. DURANTON	TTP	<i>Botanique</i>
R. WEISS	TTP	<i>Chimie</i>
P. FEDERLIN	TTP	<i>Chimie</i>
J. P. SCHWING	TTP	<i>Chimie</i>
M. SIESKIND	PSC	<i>Physique</i>
G. MONSONEGO	T	<i>Physique théorique</i>
C. WIPPLER	T	<i>Physicoch. des Hts Polymères ind.</i>
G. WEILL	TTP	<i>Physique</i>
A. CLAUSS	PSC	<i>Chimie</i>
E. FOLLENIUS	PSC	<i>Zoologie</i>
J. LUCAS	TTP	<i>Géologie</i>
J. J. THIEBOLD	PSC	<i>Biologie animale</i>
G. GLAESER	T	<i>Mathématiques</i>
J. H. WEIL	TTP	<i>Chimie biologique</i>
X. FERNIQUE	PSC	<i>Mathématiques</i>
F. GAUTIER	PSC	<i>Physique</i>
V. AVANISSIAN	T	<i>Analyse supérieure</i>
F. LACROUTE	T	<i>Biologie végétale</i>
J. P. EBERHART	PSC	<i>Minéralogie</i>
J. M. LEHN	TTP	<i>Chimie</i>
M. L. ROBERT	PSC	<i>Physique</i>

F. BECKER	PSC	Physique mathématique
M. KAROUBI	TTP	Mathématique
Fr. SCHALLER	TTP	Biologie générale
Fr. GAULT	T	Chimie organique
M. GOUNOT	PSC	Botanique
J. DEHAND	PSC	Chimie minérale
C. GODBILLON	PSC	Mathématiques
J. ROUX	PSC	Botanique
R. VOLTZ	PSC	Physique théorique
A. MICHARD	PSC	Géologie
Y. BOULANGER	PSC	Chimie biologique
J. P. BRETAGNOLLE	PSC	Mathématiques
J. J. RIEHL	PSC	Chimie

Professeurs associés :

A. BANDERET (E. A. H. P.) - D. GOLDSMITH (Chimie) - H. HAKEN (Phys.) -
L. LEITE-LOPEZ (Phys.) - M. HERRERA (Math.) - M. VAN-REGENMORTEL
(Bot.)

Maîtres de Conférences et Chargés d'Enseignement :

M. GROSMANN	Physique
M. DAIRE	Chim. Phys. ind. et Sc. ds Matér.
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
J. MARTINET	Mathématiques
J. P. JOUANLOU	Mathématiques
Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
Ph. RICHARD	Physiologie animale
G. SOLLADIE	Chimie organique
P. BENVENISTE	Physiologie végétale
Mme C. SCHOELLER	Mathématiques
J. BERSTEL	Informatique
J. FARAUT	Mathématiques
J. P. RAMIS	Mathématiques gén.

Maître de Conférences adjoint :

Mme J. SITT LER Géologie

Maître de Conférences associé :

P. FELLNER Biochimie

Professeurs et Maîtres de Conférences en fonction au C. U. H. R. :

P. TAGLANG	T	Physique
J. P. DONNET	TTP	Chimie Physique
R. WEY	TTP	Chimie
H. DANAN	PSC	Physique
G. SUTTER	PSC	Physique électronique
J. STREITH	PSC	Chimie
Mme Chr. WINTER	M. de Cf.	Physique
J. FAURE	M. de Cf.	Chimie Physique
Fr. SCHMITT	M. de Cf.	Physique
G. SCHIFFMANN	M. de Cf.	Mathématiques

Professeurs et Maîtres de Conférences en fonction dans les I. U. T. :

STRASBOURG

Ch. TANIPELLAN	M. de Cf.	Chimie
M. GROSS	M. de Cf.	Chimie

MULHOUSE

G. PERNY	T	Phys. appliquée
R. MANQUENOUILLE	M. de Cf.	Math. appliquée
G. METZGER	M. de Cf.	Electronique
B. LAVILLE-StMARTIN	M. de Cf.	Phys. Appliquée
R. STEIN	M. de Cf.	Phys. électron.

Directeurs et Maîtres de Recherche :

P. DEJOURS	DR	Physiol. Respiratoire
A. KOVACS	DR	Physicochim. macromol.
J. MARCHAL	DR	Physicochim. macromol.
A. MEYER	DR	Physique
J. MEYER	DR	Botanique
S. NIKITINE	DR	Physique
N. PERAKIS	DR	Physique
P. REMPP	DR	Physicochim. macromol.
R. WEIL	DR	Minéralogie
F. BECK	MR	Physique nucléaire
J. F. BIELLMANN	MR	Chimie
M. BONHOMME	MR	Géologie
P. BOUVEROT	MR	Physiol. respiratoire
H. BRAUN	MR	Physique corpuscul.
Mlle M. CHAMPAGNE	MR	Biophysique
A. CORET	MR	Physique
M. CROISSIAUX	MR	Physique Nucléaire

Mlle J. DOUBINGER	MR	Géologie
S. ELOKOMOSS	MR	Physique
J. P. VON ELLER	MR	Géologie
A. FRIDMANN	MR	Phys. Corpusculaire
E. HEINTZ	MR	Psycho-physiologie
J. B. GRUN	MR	Physique
G. KAUFFMANN	MR	Chimie
A. KNIPFER	MR	Physique
A. LIORÉ	MR	Physique nucléaire
Mme C. MIALHE	MR	Physiologie
Th. MULLER	MR	Physique
G. MUNSCHY	MR	Physique
R. PFIRSCH	MR	Botanique
A. PORTE	MR	Physiologie
J. POUYET	MR	Biophysique
J. RINGEISSEN	MR	Physique
F. SCHEIBLING	MR	Spectrométrie Nucléaire
F. SCHUE	MR	Chimie
P. SIFFERT	MR	Phys. rayon. et Electron. nuclé.
V. SINN	MR	Physicochimie nucléaire
Ch. SITTLER	MR	Géologie
A. SKOU LIOS	MR	Physicochimie Nucléaire
N. SUFFERT	MR	Basses Energies
Mme A. TABOUBET-KELLER	MR	Psychol. sociale
R. VAROQUI	MR	Physicoch. macromol.
A. VEILLARD	MR	Chimie
G. WALTER	MR	Phys. rayon. et Electron. nuclé.
J. P. WENIGER	MR	Zoologie
R. WOLFF	MR	Chimie
R. ZANA	MR	Physicoch. macromol.

A m e s P a r e n t s

Tables des Matières

<u>I N T R O D U C T I O N</u>	1
<u>P R E M I E R E P A R T I E - L E S C O N D I T I O N S E X P E R I M E N T A L E S E T L E S</u> <u>P R O B L E M E S L I E S A L A D E T E C T I O N D E S π^0</u>	
I.- LES CONDITIONS EXPERIMENTALES	4
A. Le détecteur	4
B. Le faisceau	7
C. Section efficace par événement	7
II.- LE DEPOUILLEMENT ET LA MESURE	9
A. Recherche des événements sans π^0	9
B. Recherche des événements avec π^0	11
C. Le problème du nombre de γ produits et observés	11
D. Mesure et reconstruction géométrique	13
III.- CONSTITUTION D'UN LOT D'EVENEMENTS MONTE CARLO ET TENTATIVE D'UNE SIMULATION DE LA SELECTION DES GAMMAS	15
A. Constitution de lots d'événements de Monte Carlo	15
B. Tentative de simulation de la sélection des gammas	17
IV.- CHOIX ET INFLUENCE DES COUPURES	23
A. Caractéristiques du lot d'événements mesurés	23
B. Choix de coupures	23
C. Estimation des pertes dues à la sélection et aux coupures	27
D. Le programme d'ajustement cinématique	30

DEUXIEME PARTIE — MISE EN EVIDENCE DE LA PRODUCTION COHERENTE

I.- INTRODUCTION	38
A. Description du mécanisme de production cohérente	38
B. Calcul de l'amplitude de production sur noyau	39
C. Mécanisme d'échange et règle de sélection	47
II.- ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION OES	
SYSTEMES $\pi^+\pi^+\pi^-$ ET $\pi^+\pi^0\pi^0$	50
A. Mise en évidence de la production cohérente - Paramétrisation de la section efficace différentielle	50
B. Sélection des événements produits de façon cohérente	57
C. Spectre des masses 2π et 3π des événements produits de façon cohérente	66
III.- ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU	
SYSTEME $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	71
A. Section efficace de production cohérente	71
B. Spectre des masses 5π	74
IV.- ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU	
SYSTEME $\pi^+\pi^0$	75
A. Résultats expérimentaux	75
B. Interprétation des résultats	75
C. Section efficace de production cohérente	80

TROISIEME PARTIE — ETUDE DES SYSTEMES 3π PRODUITS DANS LES
REACTIONS $\pi^+N \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-N$ ET $\pi^+N \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0N$

I.- ETUDE DES DISTRIBUTIONS DE MASSE	84
A. Spectre des masses 2π	84
B. Spectre des masses 3π	85

II.- RAPPORT D'EMBRANCHEMENT ($A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0$)/($A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+$)	
A. Rapport d'embranchement ($A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0$)/($A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+$) pour un état pur de spin isotopique	92
B. Détermination expérimentale du rapport d'embranchement ($A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0$)/($A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+$)	95
III.- ETUDE DES CORRELATIONS ANGULAIRES DANS LE SYSTEME DES TROIS PIONS	102
A. Distribution angulaire de la normale au plan de désintégration	102
B. Distribution angulaire du π non ambigu	110
IV.- ESTIMATION DE LA SECTION EFFICACE D'INTERACTION A_1 - NUCLEON	113
<u>C O N C L U S I O N</u>	117
<u>B i b l i o g r a p h i e</u>	119

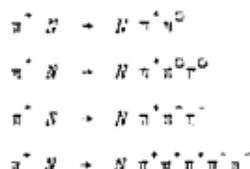
I N T R O D U C T I O N

Le travail présenté ici constitue une étude de la diffusion cohérente sur noyaux lourds (carbone - fluor - brome) de π^+ de 1,2 GeV/c. Son but est de parvenir à une meilleure connaissance des phénomènes liés à la production cohérente et en particulier à l'étude comparée des systèmes de π^0 dans la région de masse de 1,1 GeV/c², observés dans les réactions produisant les systèmes $\pi^+\pi^0$ et $\pi^+\pi^0\pi^0$.

L'expérience, effectuée en collaboration avec l'Institut de Physique de Budapest, a été réalisée au C.E.R.N. avec la chambre à bulles à liquide lourd de 1,20 m auprès du synchrotron à protons de 27 GeV.

L'emploi d'une chambre à bulles à liquide lourd de grandes dimensions est particulièrement intéressant pour étudier la production cohérente dans des canaux avec π^0 s neutres. En effet, dans cette chambre, avec le liquide utilisé, les photons issus de la désintégration des π^0 ont une probabilité importante de se matérialiser, ce qui permet d'obtenir un grand nombre d'événements pour lesquels tous les photons sont détectés ainsi que de réduire fortement dès la sélection la contamination due aux événements avec π^0 non vus. L'utilisation du liquide lourd permet en outre l'obtention d'un lot important d'événements pour lesquels le noyau cible interagit dans son ensemble.

Dans cette étude, nous analyserons les réactions suivantes :



La première partie du travail est dévolue aux problèmes expérimentaux concernant la détection des π^0 . Nous nous intéressons tout particulièrement au problème du nombre de γ produits et observés ainsi qu'à celui du choix de coupures à effectuer pour éliminer le maximum de faux événements.

Dans la seconde partie, après une brève description des mécanismes de production cohérente et des modèles qui en rendent compte, nous nous attachons à la mettre en évidence pour les systèmes à trois pions. Nous indiquons une méthode permettant de sélectionner un lot d'événements riche en réactions cohérentes (une application de l'analyse en espace de phase longitudinal) et nous donnons les valeurs des sections efficaces de production cohérente pour les canaux à trois pions ainsi que les limites supérieures de cette section efficace pour les canaux à deux et cinq pions.

La troisième partie fait l'objet d'une analyse des distributions de masse et des distributions angulaires obtenues pour les canaux à trois pions, de l'évaluation du rapport d'embranchement $\sigma(A_1 + \rho^+ \pi^0) / \sigma(A_1 + \rho^0 \pi^+)$ ainsi que d'une estimation de la section efficace d'interaction du A_1 réalisée à l'aide du modèle de GLAUBER - TREFIL.

PREMIÈRE PARTIE

LES CONDITIONS EXPERIMENTALES ET
LES PROBLEMES LIES A LA DETECTION DES π^0

I. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

La prise des photographies s'est déroulée auprès du synchrotron à protons du C.E.R.N. au début de l'année 1968.

A. - LE DETECTEUR

Le détecteur utilisé est la chambre à bulles à liquide lourd de 1,2 m de diamètre du C.E.R.N. placée en tandem avec la chambre à hydrogène de 2 m dans le faisceau $U_3^{(1)}$.

1). Le liquide de détection

Le liquide remplissant la chambre est un mélange de propane et de fréon lourd (63 % de C_3H_8 et 37 % de CF_3Br en volume) à 42°C. Ce mélange a été choisi parce qu'il possède une longueur de radiation courte et une densité permettant la mesure des traces avec une précision raisonnable.

La densité du liquide de détection a été calculée à partir du résultat de la mesure de parcours de π^+ et de μ^+ issus des désintégrations en deux corps de K^+ à l'arrêt ⁽²⁾.

$$L_{\pi^+} = 43,1 \pm 0,4 \text{ cm}$$

$$L_{\mu^+} = 78,3 \pm 0,9 \text{ cm}$$

la densité obtenue, 0,826 g/cm³ est identique à celle déterminée par une mesure directe effectuée au C.E.R.N. lors du remplissage de la chambre.

La composition du liquide nous a permis de calculer :

a) sa longueur de radiation : 24,94 cm

qui conduit à une probabilité de matérialisation moyenne pour un photon de 0,79,

b) son indice de réfraction : 1,238

la valeur de cet indice a été vérifiée par la comparaison des positions réelles des croix fiduciaires situées au fond de la chambre avec celles obtenues par la mesure de ces croix.

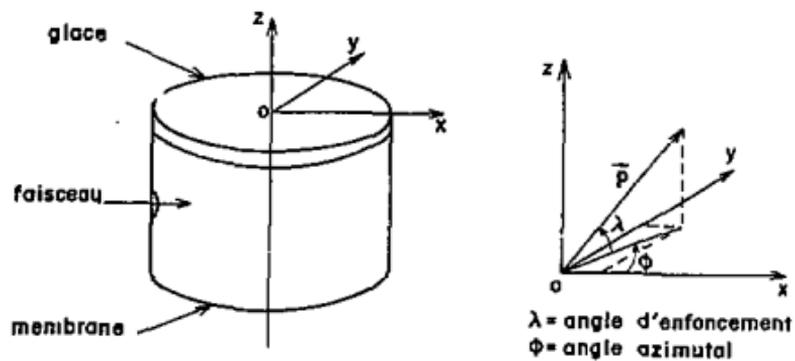


Figure 1

Schéma de la chambre à bulles
et système de référence choisi.

2). Les distorsions optiques

Les distorsions optiques dues à la glace et à la position relative des caméras par rapport à cette glace ont été corrigées en effectuant sur les coordonnées planes une transformation :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x + ay + bx^2 + (cx + dy)y \\ ey - fx^2 - (gx + hy)y \end{bmatrix}$$

Les paramètres a, b, ... h ont été ajustés à l'aide de la mesure des croix fiduciaires dont les positions dans la chambre sont connues.

Cette correction optique nous a permis de réduire le courbure parasite des traces, déterminée à l'aide de la mesure de 1000 traces sans champ magnétique, de 10^{-5} à 10^{-6} cm⁻¹, réduisant ainsi à moins de 0,2% l'erreur relative due aux distorsions sur le moment des traces dont la direction est voisine de celle du faisceau, ce qui est pratiquement le cas pour toutes les traces secondaires mesurées. Pour les électrons produits par la matérialisation des γ qui s'écartent de l'axe de la chambre, la flèche parasite peut être plus importante mais en pratique sans influence car leurs traces spiralisent très rapidement.

3). Le champ magnétique

Le champ magnétique, pratiquement perpendiculaire à la glace, est connu sous forme d'une carte indiquant les variations de champ par rapport à sa valeur centrale, en fonction de la position dans la chambre.

Afin de vérifier l'exactitude du champ donné, nous avons mesuré des K^0 se désintégrant en deux pions chargés ainsi que des traces du faisceau. Une correction de 2% de la valeur du champ donnée par le constructeur s'est avérée nécessaire pour ajuster à la fois la masse 2π à celle du K^0 et le moment mesuré du faisceau à sa valeur nominale.

Avec le champ corrigé :

$$M_V = 27,14 \text{ kG}$$

on obtient :

$$M_{\pi^+\pi^-} = (497,5 \pm 4,1) \text{ GeV}/c^2$$

$$P_{\text{faisc}} = [11,75 \pm 0,03] \text{ GeV}/c$$

B.- LE FAISCEAU

Le faisceau de π^+ utilisé est le faisceau U_3 construit à partir d'une cible externe et utilisant des séparateurs radiofréquences.

Ce faisceau était long de 165 m et comportait trois étages :

- un étage de formation et d'analyse en moment,
- un étage de séparation,
- un étage de nettoyage et d'analyse finale en moment.

Son impulsion était de 11,7 GeV/c, sa résolution en moment de $\pm 0,25\%$ et son acceptation verticale de ± 2 mrd.

Les contaminations en K^+ et p sont respectivement de l'ordre de 0,1 et 0,01 %, donc négligeables.

La contamination en μ , déterminée à partir de la distribution des interactions des particules du faisceau dans la chambre, a été trouvée égale à $(2 \pm 5) \%$.

L'effet de cette contamination est sans importance appréciable, la section efficace d'interaction du μ étant pratiquement nulle. Nous en tiendrons compte cependant lors du calcul des sections efficaces.

C.- SECTION EFFICACE PAR EVENEMENT

L'expérience a été réalisée en collaboration avec le laboratoire de physique des hautes énergies de l'Institut de Recherches en Physique de Budapest : les 100 000 photographies disponibles ont été réparties de façon égale entre les laboratoires de Budapest et de Strasbourg.

- le nombre moyen de traces par photographies est de $N_t = 2,20 \pm 0,05$
- le nombre d'interactions primaires par photographies est de $N_i = 0,91 \pm 0,02$
- la longueur d'atténuation des π^+ incidents de $\lambda = 140 \pm 6$ cm.

Cette longueur a été déterminée par l'ajustement d'une courbe de la forme :

$$N = N_0 e^{-\frac{L}{\lambda}}$$

sur un histogramme des longueurs des traces avant interaction obtenu sur un lot partiel de photographies et dans une zone bien éclairée de la chambre.

Toutes ces quantités caractérisant les photographies peuvent être résumées à l'aide de la composition du liquide dans l'expression de la section efficace par événement produit :

$$\sigma_0 = \frac{1}{L \cdot N} = (3,48 \pm 0,20) \mu\text{b}/\text{événement}$$

où $L = N_I \times N_{\text{photos}} \times \lambda$ désigne la longueur totale parcourue à travers la chambre par les particules du faisceau et N représente le nombre de cibles par unité de volume du mélange remplissant la chambre.

Pour une classe d'événements la section efficace est alors :

$$\sigma = \sigma_0 \times N_{\text{obs}} \times C$$

où N_{obs} est le nombre d'événements observés après toutes les pertes et toutes les coupures dont on tient compte par le facteur de correction C .

1. LE DÉPOUILLEMENT ET LA MESURE

Nous avons étudié le mécanisme de production cohérente sur noyaux pour les réactions à 2, 3 et 5 mésons dans les états finals suivants :

2 mésons	$\pi^+ \pi^0$
3 mésons	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$
5 mésons	$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

Dans le cadre de la même expérience l'état final $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ a également été étudié ; les résultats obtenus pour ce canal ont été publiés par ailleurs⁽³⁾.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la méthode de constitution des lots d'événements de chaque type en examinant successivement le dépouillement, la sélection, la mesure des événements et leur reconstruction géométrique.

En raison des difficultés très inégales concernant la détection des interactions et celle des π^0 associés, nous avons procédé à un dépouillement en deux étapes.

A.- RECHERCHE DES EVENEMENTS SANS π^0 : $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ ET $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

Lors de ce dépouillement, nous avons relevé les événements présentant trois traces rapides dont deux de charge positive et une de charge négative ainsi que les événements présentant cinq branches dont trois de charge positive et deux de charge négative.

Les réactions présentant un ou plusieurs protons visibles ont été ignorés car celles-ci proviennent :

- soit d'une réaction sur un proton libre du mélange,
- soit d'une réaction sur un noyau dans laquelle il y a eu rupture de ce noyau.

L'opérateur effectuant le dépouillement a été chargé de noter la présence éventuelle de γ , matérialisés en paires d'électrons ou signalés par une diffusion Compton, pouvant être rattachés à l'interaction.

Toutes les photographies retenues ont ensuite été examinées par un physicien et séparées en deux lots :



Photographie d'un événement candidat
à la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^- \pi^0 \pi^0$

- 1). un premier lot, celui qui est utilisé pour ce travail, pour lequel aucun γ visible ne peut être rattaché à l'interaction,
- 2). un second lot pour lequel la création d'un π^0 est signalée par la présence d'un γ et qui a été utilisé pour une étude de la production cohérente avec quatre mésons dans l'état final⁽³⁾.

Le second lot a été également utilisé pour estimer l'importance et les caractéristiques du bruit de fond de nos événements, introduit par la non détection de π^0 .

L'application a priori du critère défini au § II.A.1 conduit à une perte d'événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ puisqu'il peut arriver que l'on rattache à tort un ou plusieurs γ à l'interaction. Une correction sera effectuée pour tenir compte de cette perte.

B.- RÉCHERCHE DES ÉVÉNEMENTS AVEC π^0 : $\pi^+ \pi^0$ ET $\pi^+ \pi^0 \pi^0$

Lors de ce dépouillement, nous avons relevé tous les événements "propres", c'est-à-dire sans proton ni blob, présentant une trace rapide positive et au moins un γ pouvant être rattaché à l'interaction.

Il est souvent très difficile de détecter un coude de la trace faisceau par simple observation de cette trace. Afin de ne pas perdre les événements pour lesquels le transfert au π^+ est très faible, nous avons demandé aux opératrices chargées du dépouillement de ne pas observer uniquement la trajectoire des pions du faisceau mais de déterminer les origines possibles de tous les γ d'une photographie. Nous montrerons par ailleurs (§ II.A.1 et § IV.B.1) que la seconde partie de cette façon de procéder conduit à une perte négligeable d'événements avec un π^+ à faible angle.

C.- LE PROBLÈME DU NOMBRE DE γ PRODUITS ET OBSERVÉS

Un γ est détecté par sa matérialisation en une paire $e^+ e^-$ ou par un électron de diffusion Compton. Les électrons sont identifiés par leur spiralisations et leur perte d'énergie très caractéristiques de la chambre en raison de son champ magnétique et de la densité du liquide.

Les paires d'électrons ou les électrons Compton que l'on peut rattacher à une interaction peuvent parfois avoir une autre origine ; ils peuvent :

- soit pointer sur une autre interaction primaire ou secondaire dans la chambre,
- soit provenir d'un γ produit par Bremsstrahlung.

Ces types d'ambiguïté sont relativement fréquents dans notre expérience puisque l'énergie élevée des n^+ du faisceau produit des réactions avec des γ fortement collimés vers l'avant dont le cône de pointage couvre une large partie de la zone du faisceau. De même, l'énergie élevée des γ produits a pour conséquence la production de gerbes de γ de Bremsstrahlung importantes également émises dans le voisinage de l'axe du faisceau.

Pour un γ éloigné de l'interaction intéressante il devient donc souvent impossible de décider s'il provient réellement de celle-ci. Toute coupure au niveau de la sélection est sujette à une interprétation subjective dépendant de l'humeur et de l'état de fatigue du physicien effectuant la sélection. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de mesurer tous les γ pouvant provenir de l'interaction étudiée, ceci signifiant qu'il n'y avait aucun doute sur l'origine des γ qui n'ont pas été retenus.

Afin d'exploiter au maximum les informations pouvant être obtenues par l'observation des événements, chaque candidat a été étudié sur le table de dépouillement par un physicien. Les γ ont ainsi été répertoriés en plusieurs classes.

1). La classe des γ sûrs : elle comprend les γ provenant de façon certaine de l'interaction.

2). La classe des γ ambigus Bremsstrahlung : un γ appartient à cette classe s'il peut être rattaché à l'interaction étudiée et s'il peut être Bremsstrahlung d'un électron d'un autre γ également corrélé à l'événement. Une distinction a été faite entre ceux qui ont pu être produits au voisinage immédiat de l'origine de l'électron émetteur et les autres ; ceci dans le but de pouvoir compenser une perte d'énergie qui n'est pas détectée avec la méthode utilisée pour la mesure des électrons.

3). La classe des γ ambigus d'interaction : les γ de cette classe sont ceux pour lesquels il est impossible de décider par simple observation s'ils sont rattachés à l'interaction étudiée ou s'ils proviennent, soit d'une interaction parasite, soit d'une gerbe de γ n'appartenant pas à l'événement intéressant. Afin de réduire le nombre des γ appartenant à cette classe, nous avons décidé de rejeter toutes les interactions qui sont voisines en projection d'une autre interaction produite par une trace faisceau à l'intérieur d'un rectangle de

13 x 4 cm, centré sur cette interaction et dont la longueur est parallèle au faisceau.

Un dessin ou une photographie de chaque événement intéressant a été fait et chaque γ a été affecté d'une dénomination (label) indiquant la classe à laquelle il appartient. Le "label" d'un γ ambigu Bremsstrahlung contient également l'information sur sa seconde origine possible (le numéro du γ qui a pu l'engendrer). Ce système de "labels" a permis de conserver dans leur intégralité les informations de la sélection tout au long du traitement des événements.

Le Tableau I indique le nombre d'événements retenus dans chaque laboratoire en fonction du nombre de γ acceptés. Ce tableau exclut les événements trouvés avec 3 γ tous sûrs ainsi que ceux avec plus de 4 γ sûrs.

Nombre de γ		2	3	4	5	6	7	8
Nombre d'événements retenus	à Strasbourg	112	31	243	88	35	31	12
	à Budapest	74	48	161	106	84	62	26

TABLEAU I

D.- MESURE ET RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

1). La mesure

Les événements sélectionnés ont été mesurés sur deux appareils utilisant le principe de la mesure manuelle dans le plan du film :

- un projecteur du type IEP pour les événements de Strasbourg;
- un microscope à platine digitalisée pour les événements mesurés à Budapest (l'image du microscope étant projetée sur un écran en verre dépoli).

Les traces non électron ont été mesurées en 12 points maximum sur la plus grande longueur possible avant leur sortie de la chambre ou leur éventuelle interaction.

Parmi les événements sélectionnés nous avons éliminé ceux présentant au moins une trace secondaire de longueur inférieure à 6 cm, pour laquelle une mesure précise de l'impulsion s'avère impossible. Dans le domaine d'énergie des π considérés, la section efficace d'interaction varie peu ; cette coupure n'introduit donc qu'un effet négligeable sur les propriétés des lots d'événements.

Les traces électroniques ont été mesurées sur 12 points maximum depuis leur origine jusqu'au point où elles avaient tourné de 30° environ, à moins qu'une diffusion ou lombienne visible ou l'émission d'un γ de Bremsstrahlung d'énergie comparable ne soit intervenue auparavant.

Afin d'obtenir une estimation précise de la direction de la trajectoire des électrons, les points de mesure ont été pris d'une façon plus rapprochée au début de trace.

2). Les programmes de reconstruction géométrique

Tous les événements ont été traités par la chaîne de programmes en fonction à Strasbourg.

Cependant, les événements de Budapest ont été préalablement traités par un programme de "pré-géométrie", ce qui a permis d'effectuer une mesure immédiate des traces mal mesurées. Les caractéristiques des traces non électroniques ρ , λ et ϕ ont été calculées par le programme JONAS⁽⁴⁾ et celle des traces électroniques par la dernière version du SPIGAM⁽⁵⁾.

Ces programmes sont suffisamment connus pour qu'il ne soit pas nécessaire d'y revenir ici.

III. CONSTITUTION D'UN LOT D'EVENEMENTS MONTE CARLO ET TENTATIVE D'UNE SIMULATION DE LA SELECTION DES GAMMAS

L'ajustement cinématique d'un n^0 à partir de 2γ est à une seule contrainte et, par conséquent, très peu sélectif. Il en est de même pour l'ajustement au vertex de l'interaction primaire.

Afin de ne pas traiter tous les γ par le programme de cinématique, nous serons contraints à en rejeter un certain nombre à l'aide de coupures effectuées immédiatement après l'étape de la reconstruction géométrique des événements.

Pour estimer l'effet de telles coupures sur le comportement du lot final, il nous a paru nécessaire de réaliser ces mêmes coupures sur un lot d'événements témoins, générés par un programme de Monte Carlo.

Les coupures envisagées tiendront compte des informations relevées au cours de la sélection des événements sur la table de dépouillement. Nous sommes donc contraints de reproduire cette sélection de la façon la plus fidèle possible afin de l'appliquer à notre lot d'événements témoins.

Le présent chapitre décrit la manière dont ont été constitués les lots d'événements Monte Carlo ainsi que la méthode utilisée pour simuler la sélection des γ .

A.- CONSTITUTION DE LOTS D'EVENEMENTS MONTE CARLO

1). Simulation des événements 3π

a/ Afin d'étudier les réactions à 3π chargés nous avons généré un lot d'événements pour lequel la distribution en carré du transfert du quadri-moment:

$$t = (P_{-\pi^+}^{\text{incident}} - P_{-\pi^+ \pi^+ \pi^+}^{\text{sortant}})^2$$

et la distribution de la masse effective des trois pions chargés sont identiques à celles que nous avons observées. Nous n'avons fait aucune autre hypothèse sur la configuration cinématique de la réaction.

b/ Nous observerons par la suite que les réactions $\pi^+N + N\pi^+\pi^+$ et $\pi^-N + N\pi^0\pi^0$ ont des comportements voisins ; nous avons donc pu utiliser le même programme pour générer des événements du second type.

Une autre façon de procéder consiste à supposer que le comportement des π^0 est identique à celui des π^+ et π^- de la réaction sans π^0 et d'utiliser les événements à trois branches mesurés comme point de départ de la simulation.

Nous avons vérifié que les deux méthodes conduisent à des résultats peu différents ; la seconde méthode permet cependant de mieux reproduire le mécanisme de la réaction.

2). Simulation de la désintégration des π^0

Dans le centre de masse de chaque π^0 la désintégration en 2γ est générée suivant une distribution uniforme. Le retour dans le système de la chambre fournit, pour chaque γ , son impulsion et sa direction définie par les angles λ et ϕ (Figure 1).

La probabilité pour qu'un γ se matérialise à une distance de son origine comprise entre l et $l+dl$ peut s'écrire :

$$f(l)dl = \tau e^{-\tau l} dl$$

où la longueur de conversion τ dépend de la composition et de la densité du liquide ainsi que de l'énergie E du γ .

Nous avons tiré au sort les longueurs de matérialisation des γ suivant cette loi, puis calculé la position du point de matérialisation. Pour l'étude de la réaction $\pi^+N + N\pi^+\pi^0$, seuls les événements à 4γ matérialisés dans la chambre et dont les trajectoires visibles des électrons auraient eu une longueur suffisante pour être mesurées s'il s'était agi d'événements vrais, ont été acceptés.

Les quantités définissant un γ ont ensuite été déformées en leur ajoutant une erreur tirée au hasard sur les distributions expérimentales, en tenant compte d'éventuelles corrélations telles que la variation des erreurs sur les angles en fonction de l'énergie des γ qui suit une loi approximative en $\frac{1}{E}$.

Nous avons procédé au comptage des événements à 3, 2, 1 et 0 γ matérialisés dans la chambre. Le résultat met en évidence l'existence d'un grand nombre

d'événements pour lesquels seulement deux γ (16%) ou trois γ (41%) se sont matérialisés dans la chambre. Dans la réalité, de tels événements conduisent souvent à une configuration à 4 γ ou plus à cause notamment de la présence de γ de Bremsstrahlung. C'est la raison pour laquelle nous avons été obligés de mesurer un très grand nombre de candidats.

Le problème de la matérialisation des γ est crucial dans notre expérience surtout pour ce qui concerne le mode $\pi^+ \pi^0 \pi^0$. Nous le discuterons plus en détail au Chapitre II.B de la troisième partie lorsque nous évaluons la valeur du rapport d'embranchement $(A_1 + \rho^+ \pi^0) / (A_1 + \rho^0 \pi^+)$.

5.- TENTATIVE DE SIMULATION DE LA SÉLECTION DES GAMMAS

1). Nécessité d'une telle simulation

La statistique dont nous disposons nous oblige à tenir compte de toutes les informations disponibles. Celles obtenues lors de la sélection des événements sont d'une utilité particulière. Les coupures que nous allons utiliser dépendront de ces informations ; il sera donc nécessaire d'en étudier l'influence sur le lot final.

Nous avons donc essayé de reproduire de la façon la plus fidèle possible l'opération qui a consisté à classer les γ suivant les différents types décrits au § II-C.

Nous avons procédé en partant des événements mesurés pour lesquels nous avons ignoré la classification des γ . Pour un événement donné et prenant un γ après l'autre, nous avons simulé l'opération mentale réalisée par le physicien effectuant la sélection.

Pour chaque γ il s'agit de répondre aux questions suivantes :

- a). le γ peut-il avoir une origine différente de l'interaction étudiée ?
- b). si le γ peut avoir une telle origine, est-elle :
 - le point d'émission d'un photon par un électron d'un γ appartenant à l'interaction ?
 - une interaction parasite ?
 - le point d'émission d'un photon par un électron d'un γ n'appartenant pas à l'interaction ?

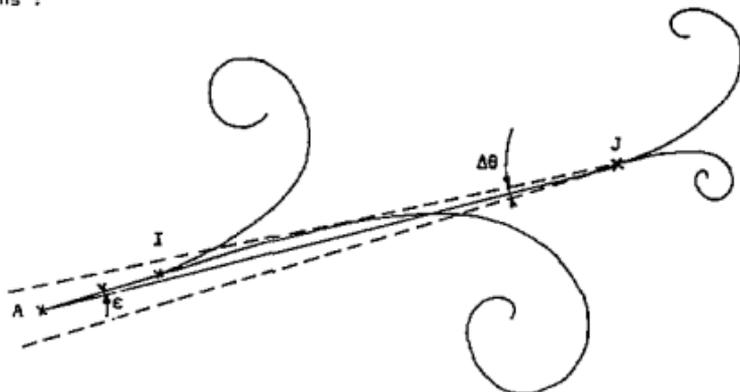
2). Description du programme simulant la sélection

Après avoir rangé les γ par ordre de longueurs de matérialisation croissantes, chacun d'entre eux est matérialisé en une paire d'électrons dont les trajectoires ont été approchées par des arcs de cercle (cette approximation est suffisante ici puisque nous nous intéressons uniquement à la première portion de la trajectoire des électrons).

Ces paires d'électrons ainsi que le point d'interaction sont projetés sur trois plans perpendiculaires aux axes des caméras, reconstituant ainsi l'événement tel qu'il se présente sur la table de dépouillement.

a). " γ ambigu Bremsstrahlung"

Considérons γ , I et J, pouvant être rattachés à l'interaction A. Pour que le γ J soit classé dans la catégorie des γ "Bremsstrahlung possibles" du γ I appartenant à l'interaction, les conditions suivantes sont imposées sur les trois plans :



i/ le sommet du γ J doit être situé "derrière" les deux électrons du γ I. Cette condition est nécessaire puisque'un γ de Bremsstrahlung est émis dans une direction voisine de celle de la tangente à la trajectoire des deux électrons.

ii/ l'angle de pointage $\Delta\theta$ du γ J doit contenir le sommet du γ I. Pour notre programme, nous avons retenu ce critère car lorsque le sommet du γ I est à l'extérieur de l'angle de pointage, l'éventuel point d'émission du Bremsstrahlung

est en général repérable puisqu'il ne se situe pas au voisinage du début de la trajectoire de l'électron. L'angle de pointage $\Delta\theta$ est défini par :

$$\Delta\theta = P_1 \times \Delta\phi$$

où P_1 est un paramètre "d'ambiguïté de Bremsstrahlung".

et $\Delta\phi$ l'incertitude sur l'angle azimutal de la tangente aux deux électrons.

Lors de la sélection des γ sur la table de dépouillement, nous avons fait une distinction entre les γ qui ont pu être émis au voisinage immédiat de l'origine de la trajectoire d'un électron et les autres γ Bremsstrahlung possibles. Dans notre simulation, nous avons imité cette distinction en décidant que lorsque l'angle ϵ entre les directions des 2γ I et J est inférieure à une valeur P_2 (paramètre d'"ambiguïté de Bremsstrahlung sommet"), le γ J, répondant par ailleurs aux conditions i/ et ii/ est affecté d'un label qui conduira ultérieurement à l'addition de l'énergie du γ J à celle du γ I.

b). "Y_ambigu_entre_deux_interactions"

Pour chaque événement nous avons choisi au hasard un certain nombre d'interactions primaires et secondaires parasites, réparties en nombre et spatialement suivant des distributions obtenues par un dépouillement spécial de 2000 photographies.

Pour qu'un γ soit classé dans la catégorie des γ ambigus entre deux interactions, il est nécessaire que, sur les trois projections, l'une de ces interactions parasites se situe dans l'angle de pointage défini par :

$$\Delta\theta = P_3 \times \Delta\phi$$

Le nombre des γ ambigus Bremsstrahlung n'appartenant pas à l'interaction étudiée est, en moyenne, proportionnel au nombre d'interactions parasites. Nous avons observé que le rapport entre de tels γ ambigus et le nombre de γ ambigus entre deux interactions est de 1/1. Dans le programme de Monte Carlo, nous avons donc accru le nombre d'interactions parasites d'un facteur 2 pour tenir compte de cet effet.

3). Résultat et conclusion

Les paramètres P_1 , P_2 et P_3 ont été ajustés de façon à obtenir à l'aide de cette méthode le même nombre de γ de chaque classe tels qu'ils ont été répertoriés au moment de la sélection sur la table de dépouillement ; leurs valeurs sont données dans le Tableau III. Les paramètres P_1 et P_2 ont été obtenus séparément en n'utilisant que les événements sans γ de la classe des ambigus interaction et en fixant P_3 à 0. Dans ce cas, nous avons constaté que 95 % des γ sont répertoriés dans la même classe par les deux méthodes. Le paramètre P_3 a été obtenu en utilisant le lot complet d'événements.

Paramètre	P_1	P_2	P_3
lot de Strasbourg	0,6	0,015	1,0
lot de Budapest	0,9	0,035	1,3

TABLEAU III

Valeur des paramètres du programme
de simulation de la sélection

Remarque .-

L'ajustement des paramètres P_i conduit à des valeurs qui sont inférieures à 1 pour P_1 et voisines de 1 pour P_3 . Ce résultat nous indique qu'en moyenne il est plus facile de déterminer la direction d'un γ à l'aide d'un "pointomètre" en projection sur la table de dépouillement et de décider quelle est son origine que de connaître sa direction par la mesure de la trajectoire des électrons et de décider ensuite.

Lors du dépouillement, l'opérateur effectuant la sélection des γ dispose d'une information supplémentaire dont il n'a pas été tenu compte explicitement dans la simulation. En effet, pour accepter l'hypothèse du Bremsstrahlung, la direction du γ étudié doit être tangente à la trajectoire de l'éventuel électron émetteur ; de plus un certain nombre de γ Bremsstrahlung évidents identifiés par un brusque changement de courbure de la trace de l'électron émetteur sont immé-

rejetés lors de la sélection sur la table de dépouillement ; ceci constitue les raisons pour lesquelles la valeur trouvée pour P_1 est inférieure à celle de P_3

Nous avons ensuite appliqué cette sélection fictive à notre lot d'événements témoin. Les résultats d'ensemble sur la répartition des γ sont résumés dans le Tableau IV en comparaison avec le résultat de la sélection réelle sur le lot d'événements vrais.

Type de γ	γ sûrs	γ ambigus brems.	γ ambigus brems. sommel	γ ambigus inter- action
1) Lot d'événements Monte Carlo	89	4	1	6
2) Lot d'événements réels	73	6	4	17

TABLEAU IV

Répartition des γ dans les différentes classes (en pourcentage)

- 1) pour les événements Monte Carlo à 4 γ matérialisés
2) pour les événements vrais candidats au mode $\pi^0\pi^0$

Nombre de γ sûrs	4	3	2	1
1). Evénements Monte Carlo	65	27	7	1
2). Evénements vrais	50	35	14	1

TABLEAU V

Répartition des événements en fonction du nombre de γ pointant sûrement sur l'interaction (en %)

- 1). pour les événements Monte Carlo à 4 γ matérialisés
2). pour les événements vrais candidats au mode $\pi^0\pi^0$

Le Tableau V indique, pour les événements Monte Carlo à 4γ matérialisés ainsi que pour le lot expérimental, la répartition des événements en fonction du nombre de γ pointant sûrement sur l'interaction.

Abstraction faite des γ parasites, on note que pour les événements à 4γ matérialisés, on s'attend à avoir seulement 11% d'ambigus, en ce qui concerne le pointage des γ . Par contre, dans ce même cas, seulement 65% des événements se présentent avec 4γ pointant sûrement sur l'interaction. La proportion relativement élevée d'événements à 2γ sûrs dans notre lot expérimental peut être expliquée par la présence d'événements à un seul π^0 avec 2γ supplémentaires non associés à l'interaction (principalement de Bremsstrahlung).

IV. CHOIX ET INFLUENCE DES COUPURES

Lors du dépouillement, nous avons refusé de faire un choix parmi les γ car ce choix aurait été peu systématique. La contrainte cinématique du π^0 et celle de l'ajustement de l'événement étant insuffisamment sélectives pour éliminer les mauvais γ , nous sommes donc conduits à utiliser des contraintes géométriques. Le choix de ces contraintes a été effectué par la comparaison de certaines distributions observées avec les mêmes distributions générées par notre programme de Monte Carlo.

A.- CARACTERISTIQUES DU LOT D'ÉVÉNEMENTS MESURÉS

1). La Figure 2 représente la distribution de la probabilité de pointé des γ mesurés. Une étude détaillée de la première boîte de l'histogramme de la Figure 2 indique que l'accumulation observée est due à des γ ayant une probabilité de pointer inférieure à 1%. Cet excès d'événements à faible probabilité est causé par la présence de γ ambigus mesurés ne provenant pas de l'interaction étudiée.

2). La distribution de l'angle entre les directions des γ d'un même événement est représentée sur la Figure 3 en comparaison avec la distribution attendue. Les γ parasites, surtout ceux qui sont en réalité Bremsstrahlung, conduisent à un excès aux faibles angles.

3). Le spectre d'énergie des γ présente un trop grand nombre de γ d'énergie inférieure à 400 MeV (Figure 4). Cet excès est dû aux γ de Bremsstrahlung.

B.- CHOIX DES COUPURES

Lors du dépouillement un γ n'a été effecté d'un label de γ sûr que lorsque le physicien effectue la classification du γ avait la certitude que ce γ provenait de l'interaction ; c'est pourquoi les coupures présentées ici sont appliquées exclusivement aux γ ambigus (sauf la coupure en impulsion).

1). Coupure de pointé

En premier lieu, nous devons nous assurer que les γ acceptés peuvent réellement provenir de l'interaction intéressante. Pour cela, nous ignorons les γ ambigus pour lesquels la probabilité de pointé est inférieure à 1%.

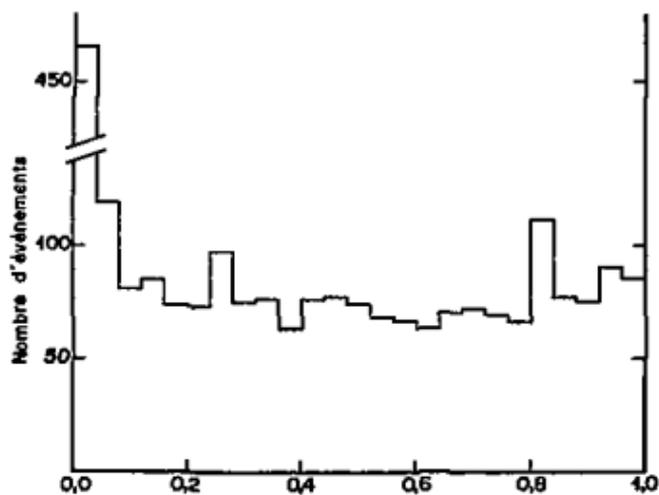


Figure 2

Distribution de la probabilité de pointé des γ mesurés.

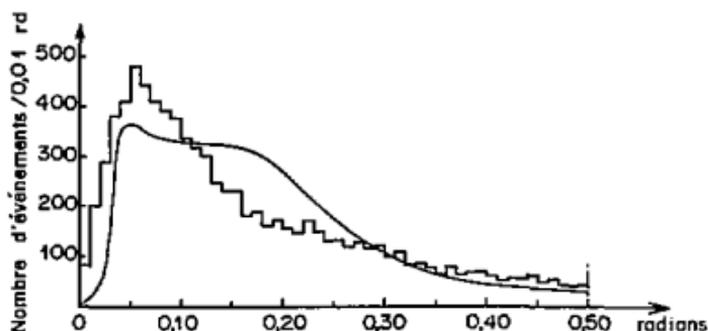


Figure 3

Distribution des angles entre les gammas pour tous les événements mesurés. La courbe représente la forme de la distribution attendue pour les gammas issus de la désintégration des π^0 de la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$.

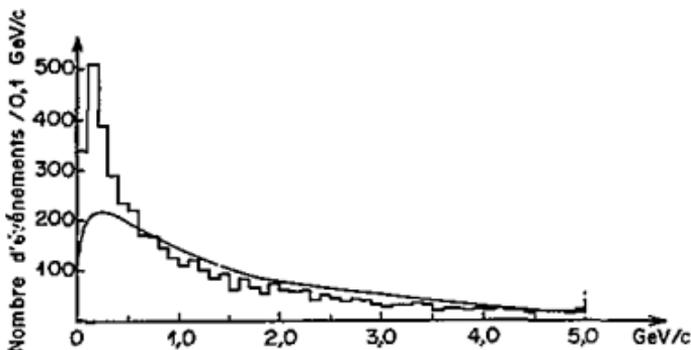


Figure 4

Distribution des impulsions des gammas pour tous les événements mesurés. La courbe représente la forme de la distribution attendue pour les gammas issus de la désintégration des π^0 de la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$.

2). Coupure en angle γ - γ

Pour chaque γ ambigu Bremsstrahlung, nous avons calculé les angles entre sa propre direction et celle de tous les autres γ de l'événement. Lorsque l'un de ces angles est inférieur à un seuil fixé à 0,030 radian choisi à l'aide de la courbe théorique de la Figure 3, le γ est considéré comme un Bremsstrahlung possible. L'information retenue à la sélection est alors utilisée ; pour conclure au rejet du γ il est nécessaire qu'il ait été déclaré Bremsstrahlung possible du même γ à la sélection et lors du calcul, sinon le γ est accepté.

Cette condition d'identité de classification s'avère très utile pour ne pas rejeter trop de γ . En effet, dans certains cas, notamment lorsque des sommets de γ sont très rapprochés, il est possible que le calcul et la sélection fournissent des résultats contradictoires ; dans de telles circonstances, c'est la décision prise lors de la sélection qui l'emporte. Lorsqu'un γ destiné à être ignoré fait partie de la classe des γ ambigus Bremsstrahlung dans le sommet, son énergie est ajoutée à celle du γ primaire avant de le rejeter. Cette opération est destinée à corriger la perte d'énergie par Bremsstrahlung non détectée par le programme SPIGAM.

3). Coupure en impulsion

Nous n'avons pas pu mesurer tous les γ de très faibles impulsions car il arriva que ceux-ci soient noyés dans les gerbes de γ Bremsstrahlung. Afin de connaître exactement les pertes et d'éliminer un certain nombre de γ Bremsstrahlung de faible énergie qui ont échappé aux coupures précédentes (de tels γ ont en général une direction assez mal mesurée), nous avons rejeté tous les γ ayant une impulsion inférieure à 50 MeV/c ainsi que tous les γ ambigus Bremsstrahlung ayant une impulsion inférieure à 150 MeV/c.

4). Coupure dans le plan P/0

Pour chaque γ ambigu nous avons effectué une coupure analogue à celles définies aux § 2 et 3, l'angle définissant la coupure étant une fonction de l'impulsion du γ . Si l'on représente un γ par un point sur un diagramme qui porte en abscisse θ , l'angle γ - γ , et en ordonnée P, l'impulsion du γ le plus éloigné de l'interaction, il existe un domaine de ce plan pour lequel la masse $\gamma\gamma$ se situe toujours hors de la région du π^0 . Nous avons donc rejeté tous les seconds γ ne

pouvant former aucun π^0 avec tous les autres γ d'un événement. Le domaine du plan P/θ utilisé pour décider du rejet d'un γ est défini par l'inégalité :

$$P < \text{MAX}(P_1, P_2, P_3)$$

avec :

$$P_1 = 1,8 - 36,00 \cdot \theta$$

$$P_2 = 0,8 - 6,40 \cdot \theta$$

$$P_3 = 0,4 - 0,66 \cdot \theta$$

les P_i sont exprimés en GeV/c et θ en radians.

C.- ESTIMATION DES PERTES DUES A LA SELECTION ET AUX COUPURES

Afin de chiffrer l'importance des pertes dues à la sélection et aux coupures décrites ci-dessus et d'en connaître l'effet sur les distributions qui seront étudiées plus tard, nous avons utilisé notre lot d'événements témoins.

Pour ces événements, nous avons d'abord simulé une sélection à l'aide de la méthode décrite au § III-B-2, ensuite les coupures ont été appliquées. Le résultat, donné dans le Tableau VI, indique une perte de 16,5 % des événements à 4 γ matérialisés.

Nombre de γ	4	3	2	1
Evénements en %	83,5	16,0	0,5	0,0

TABLEAU VI

Répartition des événements témoins en fonction
du nombre de γ après toutes les coupures

La Figure 5 représente la distribution des masses $\gamma\gamma$ pour tous les événements (5a) ainsi que la même distribution pour les événements à 4 γ après les coupures (5b). La courbe de la Figure 5b représente la distribution attendue et obtenue à l'aide du lot d'événements témoins. Il subsiste un excès d'événements

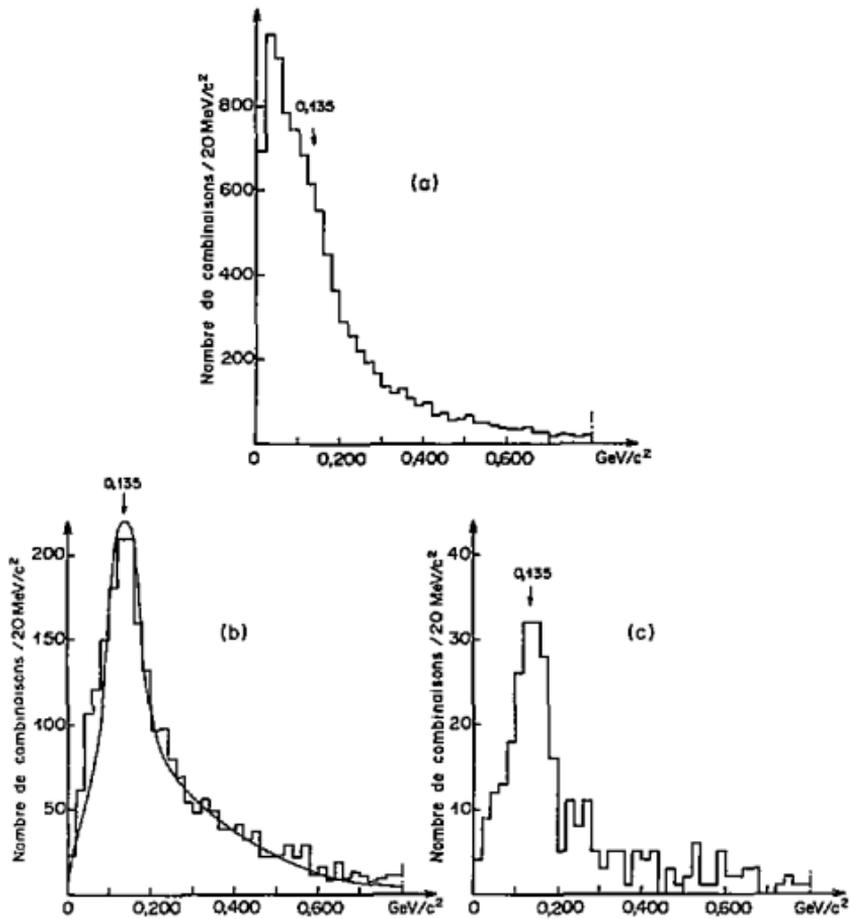


Figure 5

Distributions des masses $\gamma - \gamma$

- a). pour tous les événements mesurés
- b). pour les événements à 4γ après les coupures
- c). pour les événements à 2γ après les coupures

dans la région de masse allant de 20 à 100 MeV/c² dû à ce que nos coupures ne sont pas suffisamment sévères pour éliminer tous les γ parasites. Nous avons volontairement limité nos coupures à des valeurs raisonnables pour éviter de rejeter trop de γ appartenant à l'interaction et par là même de déformer les propriétés de notre lot expérimental.

La Figure 5c représente la masse $\gamma\gamma$ pour les événements à 2γ après les coupures ; le bruit de fond observé est principalement dû aux événements à $2\pi^0$ pour lesquels 2γ seulement sont matérialisés dans la chambre.

Le Tableau ci-dessous indique le nombre de candidats mesurés, le nombre de candidats après les coupures décrites ci-dessus ainsi que le nombre final d'événements obtenus, dans l'ensemble des deux laboratoires, pour une probabilité de l'ajustement cinématique supérieure à 0,53.

Système mésonique dans l'état final	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pi^+ \pi^0$	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$
Nombre de candidats mesurés	1338	187	1114 $\pi^+ \pi\gamma$ $n \geq 2$	
Nombre de candidats après les coupures	1338	187	449 $\pi^+ \pi\gamma$ $n \geq 2,3$	462 $\pi^+ \pi\gamma$ $n = 4,5$
Nombre d'événements satisfaisant à l'ajustement cinématique	1139	100	131	243

D.- LE PROGRAMME D'AJUSTEMENT CINEMATIQUE

On constate que, parmi les événements avec γ , un lot important de candidats ne satisfait pas aux contraintes cinématiques. Il convient donc de déterminer l'efficacité de notre procédure d'ajustement des π^0 ainsi que de justifier la présence des nombreux événements "NO FIT".

1). Efficacité du programme de cinématique

La Figure 6 représente la distribution de probabilité de l'ajustement du π^0 pour les événements $\pi^+ \pi^0$ satisfaisant simultanément aux contraintes suivantes :

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma \gamma \\ \pi^+ N &\rightarrow N \pi^+ \pi^0 \end{aligned}$$

Cette distribution plate constitue une indication de l'absence de biais important dans la procédure d'ajustement du π^0 .

Pour les événements à 4γ nous avons représenté sur la Figure 7 les distributions de masse $\gamma\gamma$ avant "FIT" pour les événements qui satisfont aux contraintes suivantes :

$$\begin{aligned} \pi_1^0 &\rightarrow \gamma_1 \gamma_2 \\ \pi_2^0 &\rightarrow \gamma_3 \gamma_4 \\ \pi^+ N &\rightarrow N \pi^+ \pi_1^0 \pi_2^0 \end{aligned}$$

(Figure 7a) ainsi que pour les événements ne satisfaisant pas à ces contraintes (Figure 7b).

La première distribution a la forme attendue pour les événements $\pi^+ \pi^0$; la disparition de l'excès de combinaisons dans la région de masse comprise entre 20 et 100 MeV/c² (cf. Figure 5b) nous indique que l'ajustement cinématique parvient à éliminer un grand nombre d'événements pour lesquels il subsistait un γ de Bremsstrahlung après les coupures. La distribution des masses $\gamma\gamma$ pour les événements "NO FIT" (Figure 7b) présente des combinaisons dans la région de masse du π^0 dues notamment aux événements du canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$ pour lesquels seulement 4γ se sont matérialisés dans la chambre. Nous avons estimé le nombre de tels événements entrant dans cette distribution, puis nous lui

avons soustrait la distribution attendue pour ces événements (la forme de celle-ci a été obtenue par la méthode décrite au § II.B.2b de la troisième partie). L'histogramme résultant représenté en hachuré sur la Figure 7b, qui présente un important excès de combinaisons de masse entre 20 et 100 MeV/c², est dû essentiellement aux événements du canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ avec 3 γ matérialisés dans la chambre et 1 γ de Bremsstrahlung non éliminé par les coupures.

La Figure 8 représente les distributions de q_1^2 , carré du moment transverse du recul, pour les événements avec "FIT" (Figure 8a) et pour les événements "NO FIT" (Figure 8b). L'ajustement cinématique ne modifie que très peu la distribution de q_1^2 et pour les valeurs très faibles de q_1^2 on a la relation : $t' \approx q_1^2$ (cf. § I.B.4 de la seconde partie). Si nous anticipons sur les propriétés de la distributions de t' pour les événements cohérents, nous pouvons conclure que la Figure 8b, contrairement à la Figure 8a, ne présente pas le pic caractéristique dû à la présence d'événements cohérents : la courbe de la Figure 8b, normalisée au nombre d'événements, représente la forme de la distribution attendue pour les événements à 3 γ et 1 γ de Bremsstrahlung. L'ajustement cinématique réalisé sur notre lot d'événements témoin nous indique que son efficacité est de $94 \pm 2\%$ pour l'ensemble des trois contraintes (ajustement des 2 π^0 et de la réaction globale). Les événements situés au dessus de la courbe de la Figure 8b et dans la région $q_1^2 < 0,03$ (GeV/c)² peuvent être à l'origine des 8% de pertes.

2). Justification de la présence des événements "NO FIT"

Le Tableau ci-dessous indique la répartition probable des candidats ne satisfaisant pas à l'ajustement cinématique. Pour effectuer cette estimation nous avons fait l'hypothèse raisonnable⁽⁵⁸⁾ que la section efficace de la réaction $\pi^+ N + N \pi^+ \pi^0 \pi^0$ est du même ordre de grandeur que celle de la réaction $\pi^+ N + N \pi^+ \pi^+ \pi^0$.

	Origine des candidats	Nombre approximatif de candidats
Candidats à 4 ou 5γ	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$ avec 4 ou 5γ matérialisés	120
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ } avec 3γ matérialisés	103
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$ } et 1γ parasite	
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ 6% d'événements "NO FIT"	16
Candidats à 2 ou 3γ	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ } avec 2 ou 3γ matérialisés	182
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$ }	
	Canal $\pi^+ \pi^0$ } avec 1γ matérialisé	71
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ } et 1γ parasite	
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ } avec 4γ matérialisés et	60
	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$ } 1 ou 2γ éliminés par les coupures	
Canal $\pi^+ \pi^0$ 4% d'événements "NO FIT"	5	

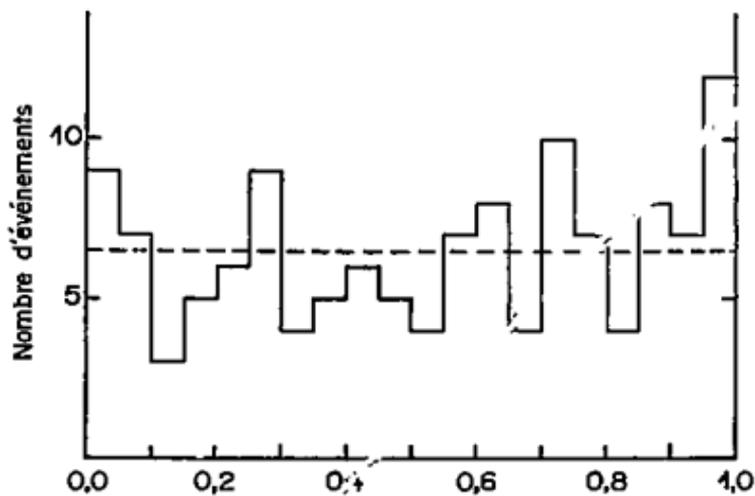


Figure 6

Probabilité du fit π^0 pour les événements $\pi^+ \pi^0$.

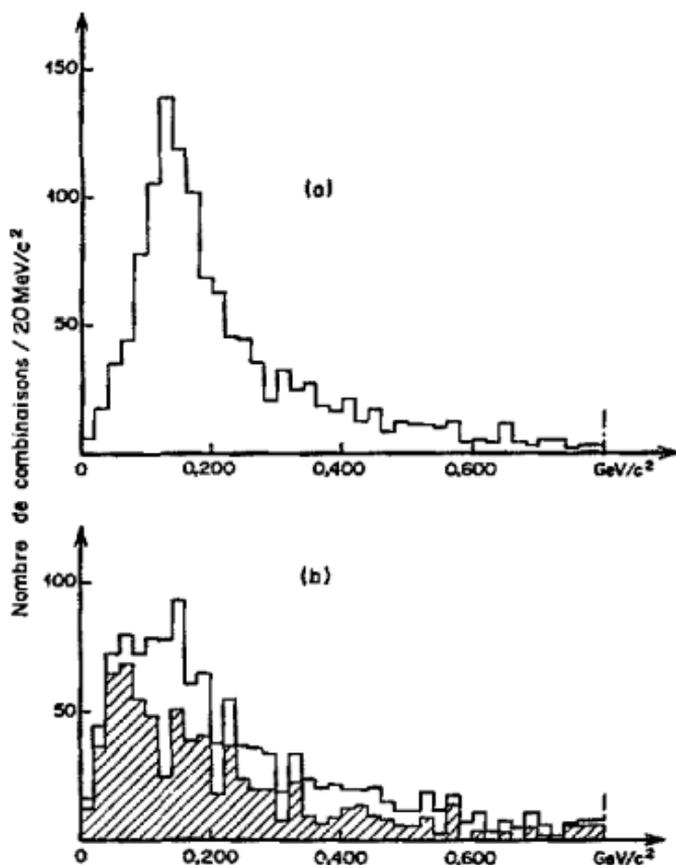


Figure 7

Distributions des masses $\gamma\gamma$ avant l'ajustement cinématique
pour les événements candidats au mode $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$

- a). pour les événements satisfaisant aux contraintes cinématiques
- b). pour les événements ne satisfaisant pas aux contraintes cinématiques

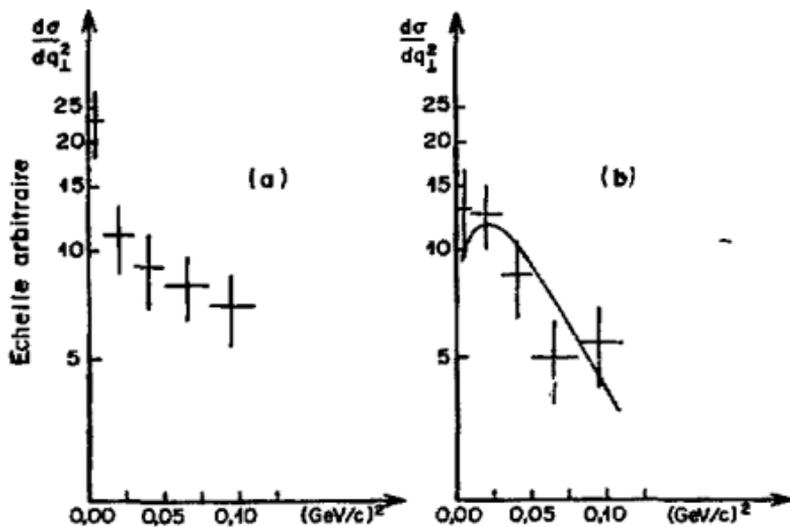


Figure 8

Distribution du carré du moment transverse du recul

- a). pour les événements satisfaisant aux contraintes cinématiques
- b). pour les événements ne satisfaisant pas aux contraintes cinématiques

DEUXIÈME PARTIE

MISE EN EVIDENCE DE LA PRODUCTION COHERENTE

I. INTRODUCTION

1.- DESCRIPTION DU MECANISME DE PRODUCTION COHERENTE

Lors de la diffusion d'une particule de haute énergie sur un noyau, la longueur d'onde de la particule incidente est petite par rapport à la distance moyenne entre les nucléons. Ainsi pour des pions de 11,7 GeV/c, par exemple, $\lambda = \frac{h}{p} = 0,017$ fermi. Le noyau n'apparaît donc pas à la particule incidente comme une seule entité, mais composé de A nucléons. Deux cas peuvent se présenter :

- l'observation de l'état final permet de déterminer sur quel nucléon a eu lieu la diffusion, les différences de phase sont aléatoires et la section efficace du processus, proportionnelle au carré de l'amplitude totale, est la somme des carrés des amplitudes sur chacun des nucléons : il en résulte que cette section efficace est proportionnelle au nombre A de nucléons,

- l'observation de l'état final ne fournit aucune information permettant de distinguer sur quel nucléon a eu lieu la diffusion. Aucun nucléon ne semble jouer un rôle privilégié et le noyau reste, après la réaction dans son état fondamental. Dans ce cas on observe un phénomène très analogue à celui de la diffusion de la lumière par un système composé (écran percé de trous, par exemple) qui conduit à des figures d'interférence dont l'intensité est calculée à l'aide de la somme des amplitudes des ondes provenant de chacun des constituants de l'objet diffusant.

Dans le cas de réactions cohérentes d'une particule sur un noyau on peut observer des phénomènes de production lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée, phénomènes soumis à certaines règles de sélection.

L'étude des réactions cohérentes présente des difficultés expérimentales concernant la sélection des événements pour lesquels le noyau reste dans son état fondamental. En effet, s'il est aisé d'identifier une réaction incohérente dans les cas soit où le noyau est brisé, soit où la diffusion est accompagnée d'un changement de nombre quantique tel que la charge électrique ou l'hypercharge, il n'en est pas de même lorsque le noyau résiduel n'est pas brisé mais reste dans un état excité. Nous montrerons par la suite qu'un lot enrichi en événements cohérents peut être obtenu en limitant le transfert au noyau, ce dernier étant obtenu par la mesure des particules sortantes.

B.- CALCUL DE L'AMPLITUDE DE PRODUCTION SUR NOYAU

Dans ce paragraphe, nous allons établir l'expression de l'amplitude de production cohérente dans le cadre du modèle optique. Nous rappellerons brièvement les hypothèses de GLAUBER utilisées dans le modèle de diffraction multiple avant de donner quelques conséquences cinématiques de la production cohérente.

1). Calcul de l'amplitude cohérente dans le modèle optique

Nous nous intéressons à une réaction du type :



f représente la particule du faisceau,

c le noyau cible de masse $M(A)$,

r le noyau de recul,

s le système mésonique produit.

Les ondes incidentes et sortantes peuvent être décrites par des ondes planes :

$$\begin{aligned} \psi_f &= e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} \\ \psi_s &= e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}} \end{aligned}$$

Le moment transféré aux nucléons est $\vec{q} = \vec{k}_f - \vec{k}_s$

a/ Amplitude cohérente sans absorption

Nous allons d'abord effectuer le calcul en négligeant l'absorption de la particule du faisceau avant son interaction et celle du système final avant sa sortie du noyau.

Nous nous plaçons dans l'approximation d'impulsion qui est raisonnable lorsque l'énergie est suffisamment élevée pour considérer les nucléons éloignés les uns des autres et qu'ils se déplacent lentement par rapport aux particules incidentes et sortantes.

Pour obtenir l'amplitude cohérente, nous sommes les amplitudes $T_i(q)$ sur chaque nucléon i en tenant compte de la distribution spatiale de ces nucléons dans le noyau :

$$T_y(q) = \sum_{i=1}^A T_i(q) e^{i\vec{k}_f \vec{r}_i} e^{-i\vec{k}_s \vec{r}_i} = \sum_{i=1}^A T_i(q) e^{i\vec{q} \vec{r}_i} \quad (1)$$

Si nous supposons que les amplitudes sur tous les nucléons sont identiques :

$$T_i(q) = A T_n(q) \sum_{i=1}^A e^{i\vec{q} \vec{r}_i}$$

en tenant compte de la distribution spatiale $\rho(\vec{r})$ des nucléons dans le noyau :

$$\int \rho(\vec{r}) d\vec{r} = 1$$

$$T_y(q) = A T_n(q) \int e^{i\vec{q} \vec{r}} \rho(\vec{r}) d\vec{r}$$

et par suite :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega^2} \right)_{\text{nucléon}} \times A^2 \times |F(q)|^2 \quad (2)$$

avec

$$F(q) = \int e^{i\vec{q} \vec{r}} \rho(\vec{r}) d\vec{r}$$

transformée de FOURIER de la fonction de distribution des nucléons dans le noyau ; elle est appelée facteur de forme du noyau.

On constate sur l'expression (2) que la diffusion vers l'avant est multipliée par un facteur A^2 et que la forme du pic de diffraction est essentiellement contrôlée par $|F(q)|^2$, c'est-à-dire par la dimension du noyau.

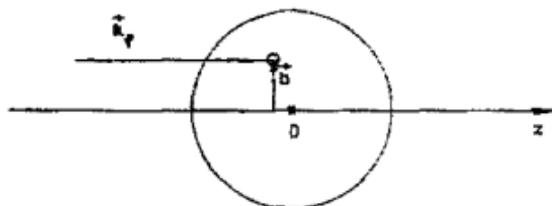
a/ Amplitude cohérente avec absorption

Pour les particules ayant une section efficace totale dans l'intervalle $0,1 < \sigma < 30$ mb le libre parcours moyen dans un noyau tel que le fluor est de l'ordre de grandeur du rayon de ce noyau. Il convient donc de tenir compte de l'absorption que subissent la particule du faisceau ainsi que le système s pro-

Si nous supposons que l'amplitude de l'onde reste plane entre les nucléons et que les propriétés du milieu varient peu sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde, nous pouvons décrire les particules entrantes et sortantes par des fonctions de la forme :

$$\Psi = e^{i\vec{k}\vec{r}} \phi(r)$$

où $\phi(r)$ traduit l'atténuation de l'onde due à l'absorption.



Les diffusions ont lieu à très petit angle, nous admettrons donc que la direction de la particule produite est la même que celle de la particule du faisceau.

Si la direction z est celle de la propagation de la particule (voir Figure) et si $\rho_0(\vec{r})$ représente le nombre de nucléons par unité de volume, nous pouvons écrire l'atténuation de l'onde plane sous la forme :

$$d\phi = \frac{2i\pi}{k} \rho_0(\vec{r}) f(0) \phi dz$$

$$d\phi = \frac{2i\pi}{k} \rho_0(\vec{r}) \text{Im} f(0) [\alpha_1 + i] \phi dz$$

$$d\phi = -\frac{\alpha_1}{2} \rho_0(\vec{r}) [1 - i\alpha_1] \phi dz$$

où α_1 est le rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique de la particule sur le nucléon.

Les fonctions d'ondes entrantes et sortantes s'écrivent donc :

$$\Psi_f = e^{i\vec{k}_f \vec{r}} - \int_{-\infty}^z \frac{\alpha_f}{2} (1 - i\alpha_f) \rho_0(t, z') dz'$$

$$\Psi_S = e^{i\vec{k}_S \cdot \vec{r}} - \int_z^{\infty} \frac{\sigma_S}{2} (1 - i\alpha_S) \rho_c(\vec{b}, z') dz'$$

où $\rho_0(\vec{r})$ désigne maintenant la distribution du nombre de nucléons à l'intérieur du noyau :

$$\int \rho_0(\vec{r}) d^3\vec{r} = A$$

en les portant dans l'expression (2) on obtient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{nucléon}} \left| \int_0^z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_T}{2} (1 - i\alpha_T) \rho_0(\vec{r}) dz' \times e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \times \int_z^{+\infty} \frac{\sigma_S}{2} (1 - i\alpha_S) \rho_0(\vec{r}) dz' \times \rho_0(\vec{r}) d^3\vec{r} \right|^2$$

et si nous posons :

$$T(\vec{b}, z) = \int_{-\infty}^z \rho(\vec{b}, z') dz'$$

et :

$$S(\vec{b}, z) = T(\vec{b}, \infty)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{nucléon}} \left| \int_{z=-\infty}^{+\infty} \int_{b=0}^{+\infty} J_0(\vec{q} \cdot \vec{b}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \times \left[\frac{\sigma_T}{2} (1 - i\alpha_T) T(\vec{b}, z) \right] \times \left[\frac{\sigma_S}{2} (1 - i\alpha_S) (S(\vec{b}) - T(\vec{b}, z)) \right] \times \rho_0(\vec{b}, z) db dz \right|^2$$

L'absorption ne change pas de façon importante la forme de la section efficace différentielle. Par contre, la variation de la section efficace totale cohérente s'écarte considérablement de la loi en A^2 lorsque A augmente, pour des valeurs de sections efficaces totales sur nucléon de l'ordre de 20 à 30 mb.

2). Section efficace incohérente dans le modèle optique

Nous avons vu que, dans le cas des réactions incohérentes, la section efficace s'obtient par l'addition des carrés des amplitudes, soit :

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{incoh}} = \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{nucléon}} \times A \left| \int_E^Z \frac{\sigma_f}{2} (1 - i\alpha_f) \rho_0(\vec{r}) dz' \times e^{i\vec{q}\vec{r}} \times \int_E^{+\infty} \frac{\sigma_s}{2} (1 - i\alpha_s) \rho_0(\vec{r}) dz' \right|^2 \rho_0(\vec{r}) d\vec{r}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{incoh}} = \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{nucléon}} \times A \left| \int_{-\infty}^Z \sigma_f \rho_0(\vec{r}) dz' \times \int_Z^{+\infty} \sigma_s \rho_0(\vec{r}) dz' \right|^2 \times \rho_0(\vec{r}) d\vec{r}$$

L'intégrale ne dépend plus du transfert, la forme de la distribution de la section efficace différentielle incohérente est donc identique à celle de la distribution sur nucléon.

3). Le modèle de GLAUBER

L'idée essentielle de la théorie de GLAUBER⁽⁶⁾ consiste à prendre pour le déphasage de l'onde d'une particule traversant un noyau complexe la somme des déphasages individuels sur chaque centre diffuseur et d'effectuer cette somme sur tous ces centres diffuseurs :

$$X = \sum_{i=1}^A X_i$$

A condition que lors des diverses collisions l'énergie transférée par la particule incidente au nucléon soit faible, l'amplitude de diffraction d'un état initial $|i\rangle$ à un état final $|f\rangle$ avec un transfert q s'écrit :

$$F_{fi}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle f | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A) | i \rangle d\vec{b}$$

la fonction de profil Γ pour le noyau s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A) &= 1 - e^{i\chi(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A)} \\ &= 1 - \prod_{j=1}^A \left[1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j) \right] \\ &= \sum_j \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j) - \sum_j \sum_m \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j) \Gamma_m(\vec{b} - \vec{s}_m) + \dots \end{aligned}$$

Si pour la fonction de profil on prend l'inverse de la transformée de FOURIER de l'amplitude de diffusion :

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} f(\vec{q}) d\vec{q}$$

l'expression de $F_{fi}(\vec{q})$ est une somme de puissances croissantes des amplitudes f_j qui se termine avec le terme d'ordre A . Les termes d'ordre 1 peuvent être interprétés comme la somme des contributions des simples diffusions, les termes d'ordre 2 comme la somme des contributions des doubles diffusions et ainsi de suite.

Plusieurs expériences ont montré que la théorie de la diffraction multiple de SLAUBER fournit une excellente description des interactions particule-noyau.

Dans cette théorie, il est nécessaire de faire la somme sur toutes les possibilités que possède le projectile pour diffuser sur les A nucléons cibles et de faire une moyenne simultanément sur la fonction d'onde du noyau et sur tous les moments de transfert intermédiaires. En pratique, une telle sommation ne peut être effectuée de façon explicite que dans les cas où l'expression de la fonction d'onde du noyau est sous une forme très simplifiée. Dans le cas des noyaux lourds une approximation consiste à faire tendre le nombre de nucléons A vers l'infini.

et leur dimension vers 0, cette méthode conduit à la limite optique de la théorie de GLAUBER qui s'avère être très bonne jusqu'à des valeurs de A relativement faibles⁽⁷⁾ (A = 4).

Les prédictions de ce modèle sont quasiment insensibles au choix de la forme de la densité nucléaire.

Pour les réactions incohérentes, la limite optique est valable pour les transferts élevés mais la section efficace différentielle ne présente pas la décroissance attendue pour les faibles valeurs du transfert ($q \approx \frac{1}{R}$), contrairement au résultat du calcul explicite de GLAUBER.

4). Conséquences cinématiques de la cohérence

Le fait que les réactions cohérentes se limitent à la région des très faibles moments de transfert conduit à un certain nombre de relations cinématiques qui leur sont caractéristiques.

Soit P_i, E_i, m_i l'impulsion, l'énergie et la masse de la particule i (i = f, c, s ou r).

Le quadrimoment de transfert est donné par :

$$t = (P_s - P_f)^2 = m_s^2 + m_f^2 - 2E_f E_s + 2P_f P_s \cos \theta$$

où θ représente l'angle entre l'impulsion de la particule du faisceau f et celle du système s. Cette expression contient la masse du système final s.

Dans l'étude des réactions de production cohérente, il est commode de d'utiliser la variable t' définie par :

$$t' = |t| - t_{\min}$$

où t_{\min} représente la valeur minimum de |t| nécessaire pour créer une masse m_s . elle est obtenue pour $\theta = 0$.

$$t_{\min} = -(m_s^2 + m_f^2) + 2E_f E_s - 2P_f P_s$$

d'où :

$$t' = |t| - t_{\min} = 2P_f P_s (1 - \cos \theta)$$

Pour les réactions à très faible transfert et sur des cibles lourdes,

on a :

$$E_f - E_s = E_r - E_c = \frac{p_r^2}{2m_r} - \frac{p_c^2}{2m_c} = 0$$

donc :

$$t_{\min} = -(E_s - E_f)^2 + (p_s - p_f)^2 = (p_s - p_f)^2$$

$$t_{\min} = q_{//}^2$$

puisque nous supposons la cible au repos et $m_r = m_c$

$$t = (p_c - p_r)^2 = m_c^2 + m_r^2 - 2E_r m_c = m_c^2 + m_r^2 - 2 \left[m_r + \frac{p_r^2}{2m_r} \right] m_c$$

$$t = -p_r^2 = -q^2$$

d'où $t' = q_{\perp}^2$

La relation $E_f = E_s$ conduit à $p_f^2 - p_s^2 = m_s^2 - m_f^2$, d'où :

$$q_{//} = \frac{m_s^2 - m_f^2}{2p_f}$$

Le déphasage entre les amplitudes provenant de deux nucléons 1 et 2 est donné par

$$iq(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

Pour obtenir une réaction cohérente, il est nécessaire que de telles amplitudes s'ajoutent en phase, donc que les expressions $iq(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ soient petites par rapport à π . Si R désigne le rayon du noyau, cette condition peut s'écrire :

$$qR \ll 1$$

Cette condition approximative conduit à une limitation de la masse du système s pouvant être produit de manière cohérente :

$$m_s^2 \ll m_f^2 + \frac{2p_f}{R}$$

C.- MECANISME D'ECHANGE ET REGLES DE SELECTION

Considérons la forme la plus générale de la matrice de transition agissant sur le nucléon i :

$$\tau_i(q) = a + b \hat{\sigma}_i + c \hat{\tau}_{\alpha i} + d \hat{\sigma}_i \hat{\tau}_{\alpha i}$$

où les coefficients a , b , c et d sont des fonctions de l'énergie totale et du moment de transfert q ; $\hat{\sigma}$ et $\hat{\tau}$ sont les matrices de PAULI agissant respectivement sur le spin et l'isospin des nucléons. Lorsque l'on effectue la sommation de l'amplitude cohérente sur tous les nucléons :

$$\int \phi_s^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \left[\sum_i e^{iq\vec{r}_i} \tau_i(q) \right] \phi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_1, \dots, d\vec{r}_A$$

le terme indépendant de l'isospin conduit à une contribution égale à Aa alors que pour les termes dépendant de l'isospin la contribution de c_3 par exemple est égale à $(N-Z)c_3$ et pour ceux dépendant du spin, celle de b_3 est égale à $(N\uparrow - N\downarrow)b_3$, $N\uparrow$ et $N\downarrow$ désignant le nombre de nucléons ayant le spin dirigé vers le haut et vers le bas. $N\uparrow - N\downarrow$ est au plus égal à 2 (noyaux impair-impair). Les contributions des termes de spin et d'isospin par rapport au terme scalaire sont donc respectivement de l'ordre de $\frac{J}{A}$ et $\frac{N-Z}{A}$ respectivement et, par conséquent, peu importantes dans le cas de notre mélange composé de $^{12}_6\text{C}$ ($J=0$), $^{19}_9\text{F}$ ($J=\frac{1}{2}$) et $^{79}_{15}\text{Br}$ ($J=\frac{3}{2}$). La matrice de transition se réduit donc essentiellement à son terme scalaire.

Si nous interprétons les réactions de production cohérente en termes de mécanismes d'échange, l'hypothèse d'un noyau cible ayant un spin et un isospin nuls ainsi que la limitation due à la conservation de l'état du noyau conduisent aux règles de sélection suivantes :

- a). l'isospin du système produit et donc sa charge sont ceux de la particule incidente.
- b). dans le cas où la particule incidente a un spin 0 et pour les systèmes produits vers l'avant, l'hélicité est la même que celle de la particule du faisceau dans un système d'hélicité,
- c). dans le cas où la particule incidente a un spin 0 et pour les systèmes produits vers l'avant avec échange de parité naturelle, la série de spin parité est la même que celle de la particule incidente.

Ces règles de sélection rigoureuses pour les noyaux avec $I = 0, J = 0$ ainsi que l'observation empirique que l'échange de la parité non naturelle est pratiquement négligeable, permettent à certaines réactions de "filtrer" les résonances.

Les restrictions sur les mécanismes d'échange suggèrent l'étude de certains processus qui sont masqués d'habitude par des processus plus abondants. Ainsi, la production cohérente de ρ par des π par exemple élimine l'échange de π , permettant ainsi l'étude de la contribution de l'échange d'un ω .

Le tableau VII indique, pour un faisceau de pions, les états finals possibles dans le cas de l'échange des nombres quantiques du P ou de ceux du ω .

Réaction	Echange dominant	Section efficace à 0°	Spin parité des états finals	Candidats
$\pi N \rightarrow N \pi$	P	Finie	0^-	π
$\pi N \rightarrow N 2\pi$	ω	0	$1^-, 2^-, \dots$	ρ, ω
$\pi N \rightarrow N 3\pi$	P	Finie	$0^-, 1^-, \dots$	A_1, A_3
$\pi N \rightarrow N 4\pi$	ω	Finie	$0^-, 1^-, \dots$	δ
	ω	0	$0^+, 1^-, \dots$	$\rho(1700)$
$\pi N \rightarrow N 5\pi$	P	Finie	$0^-, 1^-, \dots$	

TABLEAU VII

Etats finals possibles dans les réactions cohérentes produites par des π . La conservation de la G parité interdit la production d'un nombre pairs de pions dans le cas de l'échange des nombres quantiques du P et celle d'un nombre impair de pion dans le cas de l'échange des nombres quantiques du ω .

Les nombres quantiques les plus simples qui puissent être échangés sont ceux du Pomeron. Dans ce cas et selon les hypothèses énoncées précédemment, les nombres quantiques du système final sont identiques à ceux du système initial sauf le spin et la parité :

$$P_S = P_f (-1)^{\Delta J}$$

(Règle empirique de GRIBOV - MORRISON qui n'est rigoureuse que dans le cas de la production vers l'avant lorsque le faisceau a un spin 0 et le noyau un spin et un isospin 0) ⁽⁹⁾.

Puisque le noyau n'est pas dans un état propre de la conjugaison de charge ni de la G parité, il peut échanger une trajectoire avec $G = C = -1$ et rester dans son état fondamental, autorisant ainsi la production cohérente avec échange de la trajectoire du ω qui a une parité naturelle et une G parité négative^[10].

II. ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DES SYSTEMES $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

ET $\pi^+ \pi^0 \pi^0$

A.- MISE EN EVIDENCE DE LA PRODUCTION COHERENTE - PARAMETRISATION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

1). Mise en évidence de la production cohérente

Les Figures 9a et 9b représentent les distributions du t' entre la cible et le recul pour les événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^0 \pi^0$. Sur ces distributions nous observons immédiatement une différence de pente entre la région des faibles t' et celle des t' plus élevés. Le pic vers l'avant est une indication de la présence d'événements produits de façon cohérente.

Afin de vérifier que nous n'avons pas perdu d'événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ qui se placeraient dans la région des faibles t' , nous avons comparé la distribution de l'angle du π^+ secondaire avec le π^+ du faisceau avec la même distribution obtenue avec le lot d'événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (Figure 10). Les deux distributions ont une allure identique et chacune présente 29% de cas où l'angle est inférieur à 50 mrd. Nous en concluons qu'au dépouillement les pertes d'événements "une branche" à faible angle sont négligeables.

2). Paramétrisation de la section efficace différentielle

a/ Forme de la section efficace différentielle

Au § I-B-1 nous avons montré que la dépendance de la section efficace différentielle pour les événements cohérents est essentiellement due au facteur de forme du noyau :

- si on se place dans le cas du modèle sans absorption en utilisant une forme gaussienne pour la densité nucléaire :

$$\rho(r) = \frac{1}{(R\sqrt{c})^3} e^{-\frac{r^2}{R^2}} \quad \text{avec } R^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$$

Le facteur de forme a une décroissance exponentielle en q^2 de pente $\frac{R^2}{2}$.

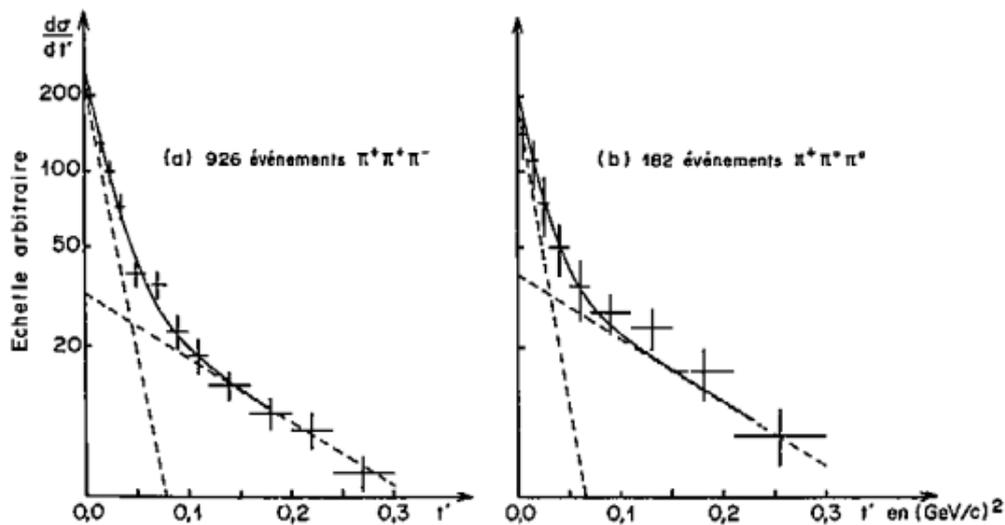


Figure 9

Section efficace différentielle

- a). pour les événements avec le système $\pi^+\pi^+\pi^-$ dans l'état final
 b). pour les événements avec le système $\pi^+\pi^+\pi^0$ dans l'état final

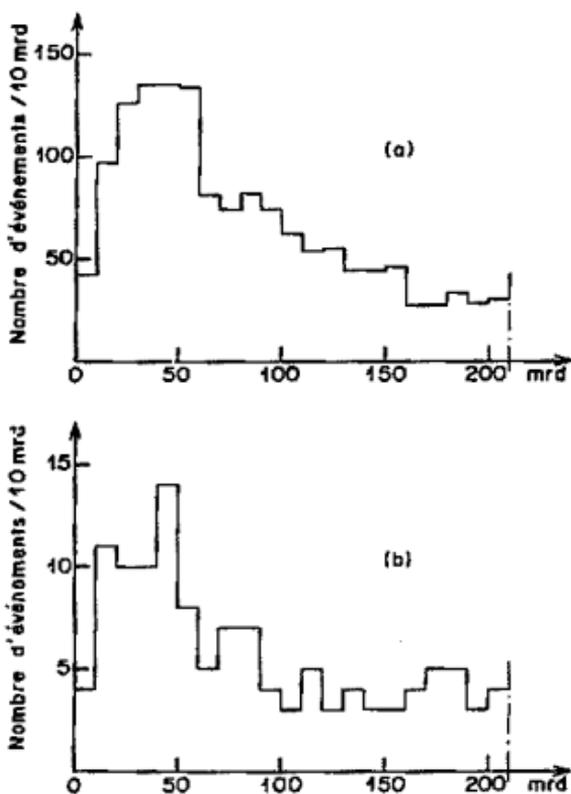


Figure 1D

- a). Distribution des angles entre les π^+ secondaires et le π^+ du faisceau pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^+$
- b). Distribution de l'angle entre le π^+ secondaire et le π^+ du faisceau pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$.

- si on se place dans le cas du modèle plus réaliste avec absorption, avec comme densité nucléaire une forme de WOODS - SAXON, plus adaptée pour les noyaux lourds :

$$\rho(r) = \frac{b}{1 + e^{\frac{r-c}{a}}} \quad \text{avec } c = 1,12 A^{1/3} \text{ F} \\ \text{et } a = 0,545 \text{ F}$$

l'allure de la distribution avant le premier minimum reste voisine de l'exponentielle.

Pour les réactions à 3π la section efficace différentielle sur nucléon est de la forme ⁽¹¹⁾ :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}} = \alpha_2 e^{-\lambda_2 t'}$$

Comme le facteur de forme a également une décroissance exponentielle, la section efficace cohérente aura la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{coh}} = \alpha_1 e^{-\lambda_1 t'}$$

α_1 et α_2 sont des constantes de normalisation.

b/ Influence du bruit de fond

La principale source de bruit de fond pour la réaction à 3π chargés est constituée par les événements :



pour lesquels les γ ne sont pas matérialisés dans la chambre.

Pour les événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ le bruit de fond vient des réactions :



avec 4γ matérialisés et :



avec 3 γ matérialisés et 1 γ n'appartenant pas à la réaction, pointant par hasard sur le vertex de l'interaction.

Nous montrerons par ailleurs (§ II.B.2 de la troisième partie) que l'importance de ces bruits de fond est faible ; il convient cependant d'en connaître l'influence sur la forme de la section efficace différentielle observée.

Dans le cadre de la même expérience, nous avons mesuré les candidats pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^+ \pi^0$. Pour les événements retenus après l'ajustement cinématique nous avons ignoré les γ du π^0 et tenté l'ajustement pour la réaction sans π^0 . La forme de la distribution de t' , obtenue pour les événements passant avec succès ce test, dans la région de transfert qui nous intéresse est voisine d'une exponentielle de pente similaire à celle observée pour les réactions incohérentes.

Le même résultat est obtenu pour le bruit de fond du type 3 généré à partir des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ vrais, en ignorant un γ et en rajoutant un γ au hasard.

c/ Ajustement de la somme de deux exponentielles à la section efficace différentielle

Les distributions représentées sur les Figures 9 a et 9 b peuvent donc être paramétrisées par la relation :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = a_1 e^{-\lambda_1 t'} + a_2 e^{-\lambda_2 t'} \quad (\text{II.A.2})$$

dans la région de t' allant de 0 jusqu'à 0,303 (GeV/c)² environ.

Notre résolution, relativement médiocre, joue un rôle essentiel sur la valeur des pentes de ces distributions. Il convient donc d'établir la correspondance entre les pentes observées et les pentes réelles. Pour cela, nous avons généré des événements d'après la méthode exposée au § III-A de la première partie et pour chaque trace les quantités suivantes ont été calculées :

$$a_1^2 = \sigma_{1M}^2 - a_{1S}^2$$

l'indice i désignant les quantités $\frac{1}{p}$, λ et ϕ , les indices M et S indiquant qu'il s'agit de l'incertitude due à la mesure et de celle due à la diffusion multiple (scattering).

- le tirage au hasard sur la distribution donnée par notre expérience d'une longueur de mesure de traces L et la relation entre $\sigma_{\frac{1}{p}}^2$ et cette longueur ont permis de déterminer $\sigma_{\frac{1}{p}}^2$; $\sigma_{\phi M}^2$ et $\sigma_{\lambda M}^2$ ont été générés suivant des distributions identiques à celles obtenues pour les événements vrais.

- $\sigma_{\frac{1}{p} S}^2$, $\sigma_{\phi S}^2$ et $\sigma_{\lambda S}^2$ sont calculés en fonction de $\frac{1}{p}$, ϕ , λ , L et les caractéristiques du liquide de la chambre.

Les quantités $\frac{1}{p}$, ϕ et λ sont ensuite distordues suivant une loi normale et affectées des incertitudes de mesure.

Un lot d'événements généré de cette façon et traité par le programme de cinématique nous a indiqué que la distribution de t' obtenue après l'ajustement a une forme encore très voisine d'une exponentielle et que sa pente est identique à celle de la distribution du moment transverse au carré avant l'ajustement. L'ajustement cinématique ne modifie donc pas la distribution en t' ; il suffit donc de prendre celle-ci avant le "fit". Il a été aisément possible d'obtenir les points représentés sur la Figure 11 reliant la pente observée à la pente réelle pour différentes valeurs de celle-ci.

Une autre façon de procéder consiste à utiliser les propriétés de l'ajustement à une contrainte qui permettent de déduire une relation approximative entre les pentes réelles et observées ⁽¹²⁾ :

$$\frac{1}{\lambda_{\text{obs.}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{réel.}}} + \alpha^2 \quad (1)$$

avec $\alpha^2 = 0,012 \text{ (GeV/c)}^2$ dans le cas de notre expérience.

La courbe de la Figure 11 représente la variation de $\lambda_{\text{obs.}}$ obtenue par la relation (1); on constate que l'accord entre les deux méthodes est satisfaisant. Le Tableau ci-dessous indique les pentes mesurées, celles obtenues après la correction pour la résolution ainsi que le nombre d'événements cohérents observés (désigné par N_{COH}), ceci dans les deux canaux à trois pions.

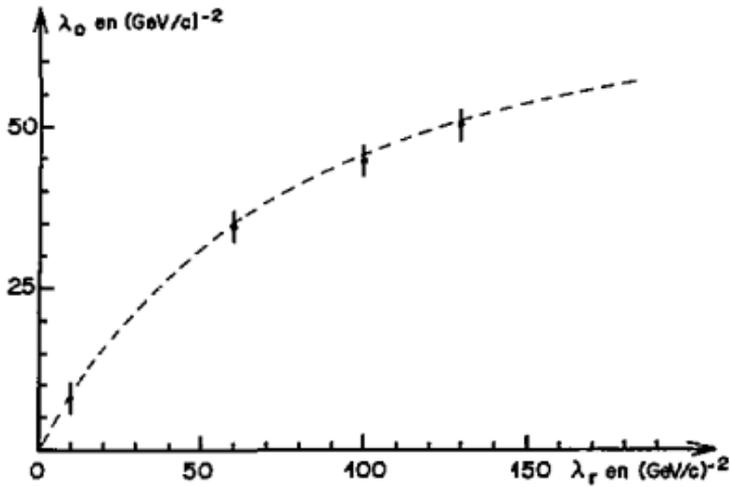


Figure 11

Relation entre la pente observée et la pente réelle de la distribution de t' pour les canaux à 3π . Les points ont été obtenus par une méthode de Monte Carlo. La courbe représente la variation de $\lambda_0 = \frac{\lambda_r}{1 - \alpha^2 \lambda_r}$.

Réaction	$\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0 \pi^0$
λ_1 en $(\text{GeV}/c)^{-2}$	48 ± 8	51 ± 18
λ_1 en $(\text{GeV}/c)^{-2}$ corrigé	~ 112	~ 130
λ_2 en $(\text{GeV}/c)^{-2}$	7 ± 2	6 ± 2
N_{coh}	453 ± 51	64 ± 20

Les pentes de la partie cohérente des distributions de $\frac{d\sigma}{dt}$ sont en accord avec la valeur attendue pour notre liquide, qui est voisine de $115(\text{GeV}/c)^{-2}$. Les pentes de la partie incohérente sont celles observées dans les réactions π^+ - nucléon à des énergies voisines ⁽¹¹⁾.

B. - SELECTION DES EVENEMENTS PRODUITS DE FACON COHERENTE

1). La technique du diagramme d'espace de phase longitudinal

a/ Avantage de cette technique

Il a été montré expérimentalement que, pour des réactions à haute énergie, les moments transverses de toutes les particules secondaires sont limités à de très faibles valeurs comparativement au moment de la particule incidente. L'observation des moments longitudinaux permet donc d'étudier certaines relations dynamiques entre particules.

La méthode usuelle consistant à étudier les distributions des moments longitudinaux des particules fournit une vue incomplète du phénomène : c'est pourquoi VAN HOVE ^(13,14,15) suggéré de représenter un événement par un point dans un espace de phase longitudinal.

b/ Espace de phase longitudinal pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N 3\pi$

Si q_r , q_l , q_+ et q_N représentent, dans le centre de masse de la réaction, les moments longitudinaux du π^0 le plus rapide, du π^0 le plus lent, du π^- et de la cible N, on peut définir la quantité :

$$Q = \sum |q_i| \quad i = r, l, \bar{r}, N$$

qui est approximativement constante à haute énergie et égale à l'énergie dans le centre de masse de la réaction.

Chaque événement peut donc être représenté par les quatre variables :

$$x_i = 2 q_i / Q$$

qui se réduisent à deux variables indépendantes puisqu'elles vérifient les contraintes :

$$\begin{cases} \sum x_i = 0 \\ |\sum |x_i|| = 2 \end{cases}$$

Si on néglige les quelques cas où la particule de recul va vers l'avant dans le centre de masse de la réaction ($x_N > 0$), l'espace de phase se réduit à quatre régions qui correspondent aux configurations suivantes :

$$\text{Région I} : x_r, x_l, x_{\bar{r}} > 0 > x_N \quad ; \quad x_r > x_l, x_r + x_l + x_{\bar{r}} = -x_N = 1$$

$$\text{Région II} : x_r, x_{\bar{r}} > 0 > x_l, x_N \quad ; \quad x_r + x_{\bar{r}} = -(x_l + x_N) = 1$$

$$\text{Région III} : x_r > 0 > x_l, x_{\bar{r}}, x_N \quad ; \quad x_r = -(x_l + x_{\bar{r}} + x_N) = 1$$

$$\text{Région IV} : x_r > x_l > 0 > x_{\bar{r}}, x_N \quad , \quad x_r + x_l = -(x_{\bar{r}} + x_N) = 1$$

On peut choisir x_l et $x_{\bar{r}}$ comme variables indépendantes. Dans ce cas ces régions définissent dans le plan deux triangles (régions I et III), un carré (région II) et un rectangle (région IV).

Si chaque événement est affecté d'un poids :

$$w(x) = \left(\sum_1 x_i^2 / E_i \right) \left(\prod_1 E_i / \sum_1 \frac{1}{2} |q_i| \right)$$

et si N_w représente la somme des poids dans une cellule de côté Δx du diagramme on a, pour un nombre N d'événements, la relation suivante entre la valeur moyenne de N_w et l'élément de matrice invariant $M(x, \vec{r})$:

$$\bar{N}_w = \frac{N}{F_0} \Delta x \int |M(x, \vec{r})|^2 \delta_2 \left(\sum_1 \vec{r}_1 \right) \prod_1 d_2 \vec{r}_1$$

où \vec{r}_1 représente les moments transversaux

F le facteur de flux

et σ la section efficace intégrée sur tout le diagramme.

Les cellules placées aux limites extérieures des triangles des régions I et III ont une surface inférieure à Δx^2 . Si on effectue une correction adéquate pour ces cellules particulières toutes les valeurs de N_w sont, aux erreurs près, directement proportionnelles à la valeur de la quantité :

$$|M(x, \vec{r})|^2 \Pi d_2 \vec{r}_1$$

2). Choix d'un lot d'événements produits de façon cohérente

La production cohérente de 3π peut être expliquée, en terme de mécanisme d'échange, par l'échange de la trajectoire du Pomeron. Nous avons tenté de sélectionner les événements produits par un tel mécanisme en utilisant une analyse d'espace de phase longitudinal.

a/ Diagramme d'espace de phase longitudinal pour les événements à 3π

La Figure 12 représente les diagrammes d'espace de phase longitudinal pour les réactions à 3π . A chaque région est associé un graphe simple représentant un mécanisme d'échange possible pour les événements qui le peuplent. Les segments verticaux des diagrammes ont une longueur proportionnelle à la somme des événements d'une même cellule (Figures 12 a et 12 b) et à la somme des poids pour tous les événements d'une même cellule (Figures 12c et 12d).

On observe une population d'événements très importante dans la première région du diagramme.

Une analyse analogue a été effectuée pour des réactions de pions négatifs sur protons à 11 et 16 GeV/c^[16]. La région I contient les événements produits par dissociation diffractive du π^- ; les distributions de N_w sont très similaires à celles que nous observons ; cependant à 11 GeV/c, la chute de N_w est moins raide sur les bords de cette région. Il faut remarquer que notre lot d'événements incohérents est incomplet à cause des coupures imposées lors du dépouillement. C'est la raison pour laquelle les régions II, III et IV sont moins peuplées que dans le cas des réactions sur proton libre.

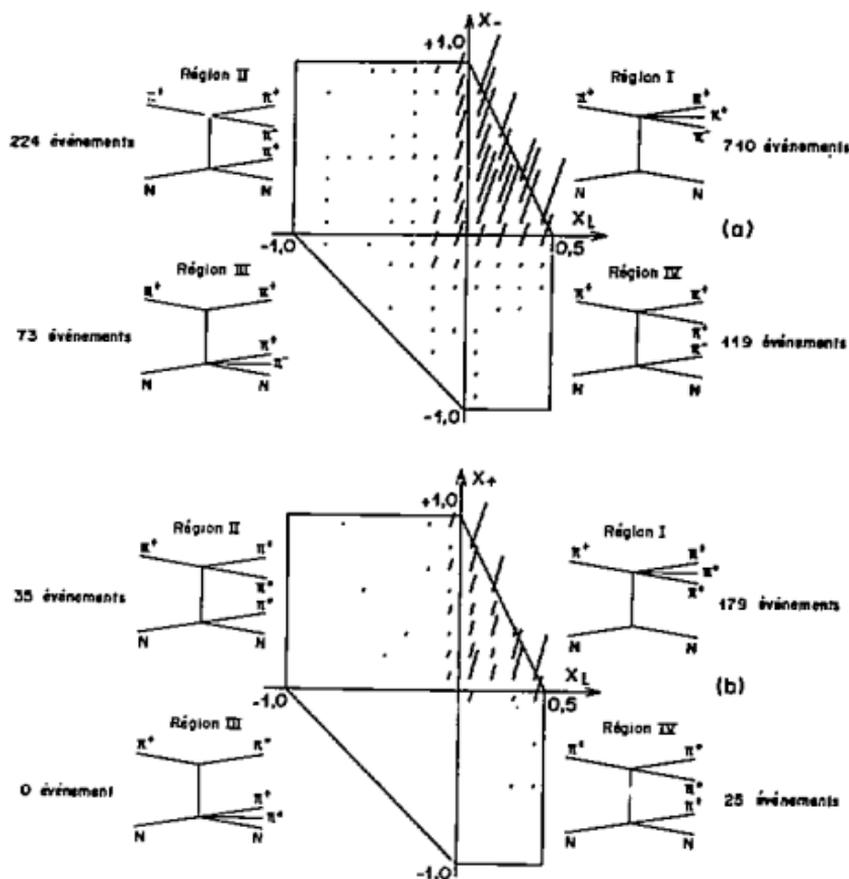


Figure 12a et b

Diagrammes d'espace de phase longitudinal

- a). pour les événements du canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$
 b). pour les événements du canal $\pi^+ \pi^+ \pi^0$

La longueur des segments est proportionnelle au nombre d'événements dans des cellules de dimensions $0,125 \times 0,125$. La long des lignes $x_- + 2x_+ = 1$ (Figure a) et $x_- + 2x_+ = 1$ (Figure b) les événements de chaque cellule triangulaire ont été ajoutés à ceux de la cellule situés immédiatement en dessous.

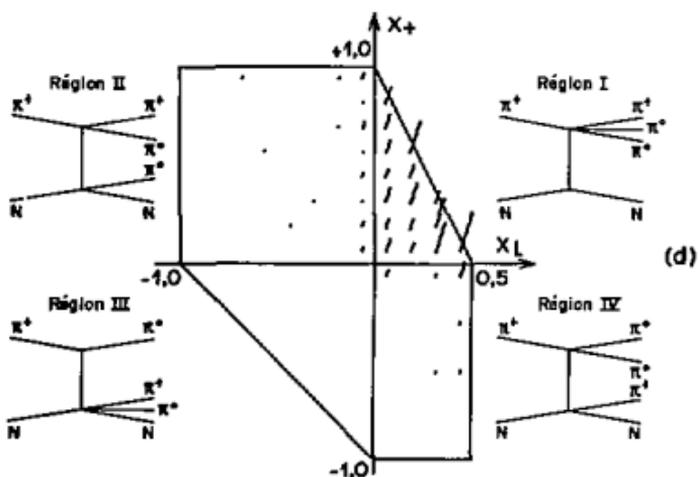
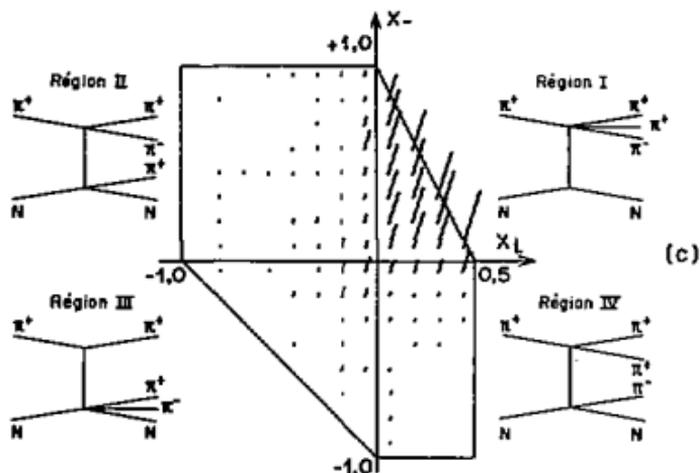


Figure 12c et d

Diagrammes d'espace de phase longitudinal pondérés

c). pour les événements du canal $\pi^+ \pi^+ \pi^0 \pi^-$
 d). pour les événements du canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^-$

La longueur des segments est proportionnelle à la somme des poids des événements dans des cellules de $0,125 \times 0,125$.

La Figure 13 représente la distribution de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour les événements à trois pions chargés de la région I (Figure 13 a) et pour les événements des autres régions (Figure 13 b).

La première distribution peut être paramétrisée par la somme de deux exponentielles (formule II.A.2) ; les valeurs obtenues pour les pentes après correction pour la résolution sont :

$$\lambda_1' = (115 \pm 57) (\text{GeV}/c)^{-2} \quad \text{et} \quad \lambda_2' = (8 \pm 5) (\text{GeV}/c)^{-2}$$

qui sont celles attendues pour la production cohérente d'une part et la dissociation diffractive sur proton d'autre part.

La distribution de $\frac{d\sigma}{dt}$ pour les autres régions ne peut pas être paramétrisée par la somme de deux exponentielles. Par contre, une simple exponentielle de pente $\lambda = 10,4 \pm 1,5$ fournit un bon ajustement. Pour effectuer cet ajustement nous n'avons pas tenu compte du premier point afin d'éviter la contamination par les événements de la première région. Nous avons vérifié que cette contamination n'affecte de façon sensible que ce premier point en examinant la distribution de $\frac{d\sigma}{dt}$ des régions II, III et IV où l'on ignore les événements situés dans les bandes voisines des limites de la première région. Une étude par une méthode de Monte Carlo indique que la proportion d'événements cohérents observés hors de la région I est de 15 %.

Pour notre lot d'événements, la région I contient donc 85 % des événements cohérents et 48 % seulement des événements incohérents. Le choix des événements situés dans la région I constitue donc un bon moyen de séparer une partie des événements incohérents de notre lots.

La Figure 14 montre les distributions de masse $\pi^+ \pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^-$ et $\pi \pi$ pour chaque région du diagramme d'espace de phase longitudinal.

Pour la région I où les trois pions sont produits dans la même direction dans le centre de masse de la réaction, la masse 3π présente un pic important dans la région du $A_1(1070)$ et la masse $\pi^+ \pi^-$ indique une très forte production de ρ^0 . Pour les autres régions, toutes les distributions suivent un espace de phase calculé en tenant compte de la limite en transfert de notre expérience et des contraintes relatives à chaque région (courbes de la Figure 14), sauf

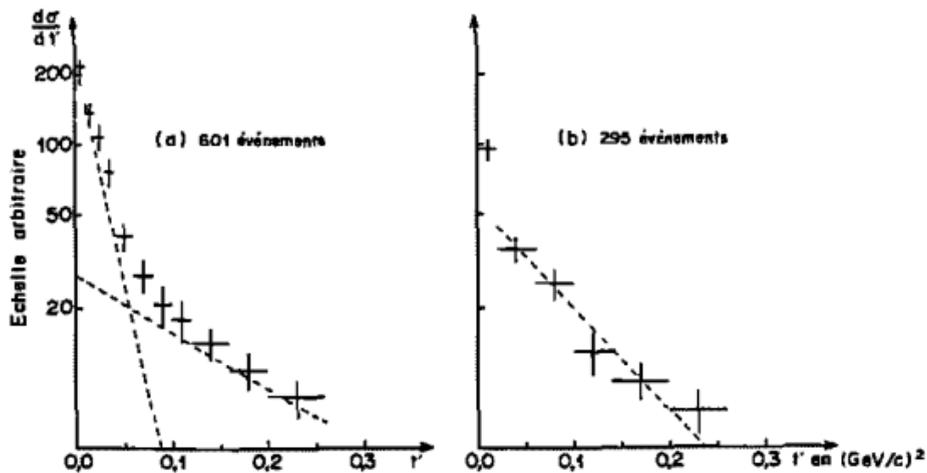


Figure 13

Section efficace différentielle pour les événements du canal $\pi^+\pi^+\pi^-$

a), pour les événements situés dans la région I du diagramme d'espace de phase longitudinal

b), pour les événements situés dans les autres régions

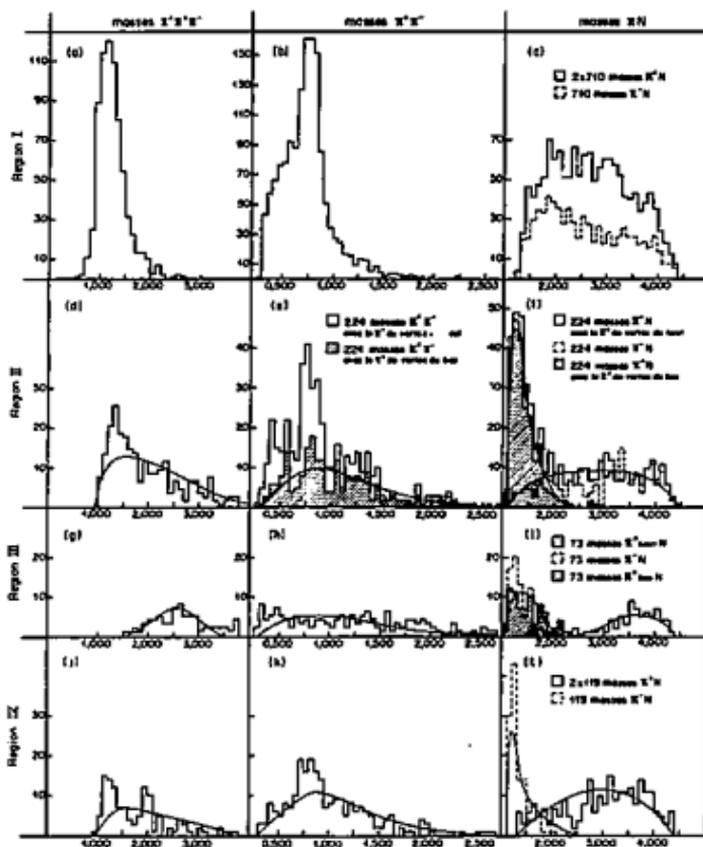


Figure 14

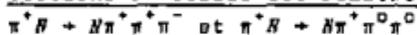
Distributions des masses invariantes $\pi^+\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ et πN pour chaque région du diagramme d'espace de phase longitudinal. Les histogrammes hachurés correspondent aux combinaisons avec le π^+ produit au vertex du bas.

dans la région II où la masse $\pi^+\pi^-$ obtenue avec les deux pions du même vertex indique une production de p^0 . Notre résolution ne nous permet pas de mettre en évidence la production de N^* lorsqu'un pion et un nucléon sont produits au même vertex puisque le maximum de l'espace de phase πN se place dans la région de la masse du N^* .

b/ Coupures permettant la sélection des événements produits de façon cohérente

Afin d'obtenir un lot enrichi d'événements produits de manière cohérente nous avons sélectionné les événements de la région I ayant un t' inférieur à $t'_0 = 0,08(\text{GeV}/c)^2$. Cette coupure a été choisie de manière à réduire le bruit de fond dû aux événements incohérents à environ 20% et elle se situe à une valeur de t' plus élevée que celle utilisée habituellement lorsqu'on considère la distribution globale ($t' = 0,04(\text{GeV}/c)^2$) et qui permet de réduire le bruit de fond à 25% environ au mieux.

3). Sections efficaces des réactions de production cohérente



Pour la région de t' définie par $t' < t'_0$, le nombre d'événements cohérents est :

$$N_{\text{coh}} = \alpha_1 \int_0^{t'_0} e^{-\lambda_1 t'} dt'$$

Pour la première région du diagramme d'espace de phase longitudinal, nous avons obtenu :

$N_{\text{coh}} = 373 \pm 75$	pour le mode $\pi^+\pi^+\pi^-$
$N_{\text{coh}} = 57 \pm 10$	pour le mode $\pi^+\pi^0\pi^0$

A cause du principe d'exclusion de PAULI on s'attend à ce que le comportement de la section efficace différentielle pour les événements incohérents s'écarte de la variation exponentielle donnée par le modèle optique. Le modèle de GLAUBER TREFIL⁽¹⁷⁾ parvient à reproduire cette décroissance de $\frac{d\sigma}{dt'}$ lorsque t' tend vers 0. Les valeurs de N_{coh} indiquées ci-dessus sont donc probablement légèrement sous-estimées.

On obtient les sections efficaces de production cohérentes ($\sigma_{coh} = N_{coh} \times \sigma_0 \times C$) après les diverses corrections pour les conditions expérimentales :

$$\sigma_{coh} = (2,1 \pm 0,4) \text{mb/noyau pour le mode } \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

$$\sigma_{coh} = (1,0 \pm 0,4) \text{mb/noyau pour le mode } \pi^+ \pi^0 \pi^0$$

C.- SPECTRE DES MASSES 2 π ET 3 π DES EVENEMENTS PRODUITS DE FACON COHERENTE

1). Influence du facteur de forme sur les distributions de masse 3 π

Le modèle de GLAUBER TREFIL permet de montrer que l'amplitude de production cohérente est proportionnelle au facteur :

$$Y(m_{3\pi}) = \exp - \left[\left(\frac{m_{3\pi}^2 - m_{\pi^+}^2}{2k_{lab}} \right)^2 \cdot \frac{R^2}{4} \right]$$

La section efficace de production cohérente est donc une fonction décroissante de la masse 3 π produite. La Figure 15 représente la variation avec la masse produite, de la fonction :

$$FF(A, m_{3\pi}) = \frac{\sigma_{coh}(m_{3\pi}, A)}{\sigma_{coh}(m_{3\pi}^0, A)} \quad \text{pour } m_{3\pi}^0 = 0,9 \text{ GeV}/c^2 \text{ qui correspond au début de notre distribution de masse } 3\pi$$

Ce calcul a été effectué pour notre liquide et en supposant que la section efficace d'interaction du système 3 π est égale à celle du π^+ incident. Nous montrerons dans la 3ème Partie que ce choix est raisonnable, d'autant plus que la valeur de $FF(A, m_{3\pi})$ est peu sensible à la variation de ce paramètre.

La courbe de la Figure 15 montre que l'influence du facteur de forme sur notre spectre de masse 3 π n'est pas négligeable, il sera nécessaire d'en tenir compte lorsque nous tenterons de paramétriser le spectre de masse.

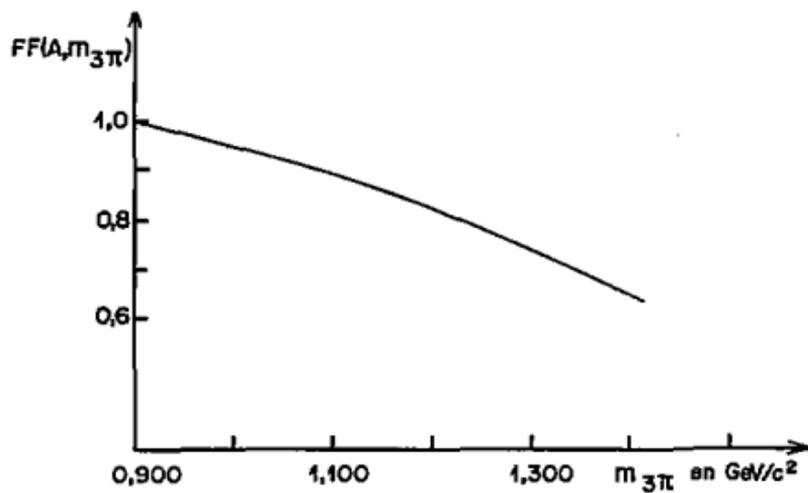


Figure 15

Influence du facteur de forme du noyau sur la section efficace de production cohérente en fonction de la masse du système produit.

2). Spectre des masses: 3π

Les distributions de masse $\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0\pi^0$ sont représentées sur la Figure 16 ; chacune présente une gosse dans la région du $A_1(1070)$. On constate que 82% des événements $\pi^+\pi^+\pi^-$ sont au moins une combinaison $\pi^+\pi^-$ dans la région du ρ^0 ($0,630 < M_{\pi^+\pi^-} < 0,900 \text{ GeV}/c^2$) tandis que 79% des événements $\pi^+\pi^0\pi^0$ ont au moins une combinaison dans la région de masse du ρ^+ (avec la même définition).

Aucun signal n'est visible dans la région de masse du A_2 . Ce résultat n'est pas inattendu puisque le A_2 possède un spin-parité 2^+ . Ce même résultat a été obtenu de façon très nette pour le mode $\pi^+\pi^+\pi^-$ dans des expériences sur deutérium^(18,19) ce qui exclut l'hypothèse de la production de A_2 non visible sur nos distributions à cause de l'influence du facteur de forme du noyau.

Bien que nous ne puissions pas mettre en évidence la présence de f^0 sur la distribution de masse 2π (Figure 17) on remarque que les événements ayant une masse 2π dans la région du f^0 ($1,080 < M_{2\pi} < 1,440 \text{ GeV}/c^2$) sont accumulés dans la région de masse du $A_3(1640)$. Pour le mode $\pi^+\pi^+\pi^-$ ces événements représentent un pourcentage de 10% du lot total.

3). Spectre des masses 2π

La Figure 17 représente les distributions de masse $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^+$, $\pi^+\pi^0$ et $\pi^0\pi^0$ pour les événements produits de manière cohérente. Le spectre des masses $\pi^+\pi^-$ présente une forte indication de ρ^0 , celui des masses $\pi^+\pi^0$ une forte indication de ρ^+ . Par contre, le spectre des masses $\pi^0\pi^0$ ne présente aucune structure particulière.

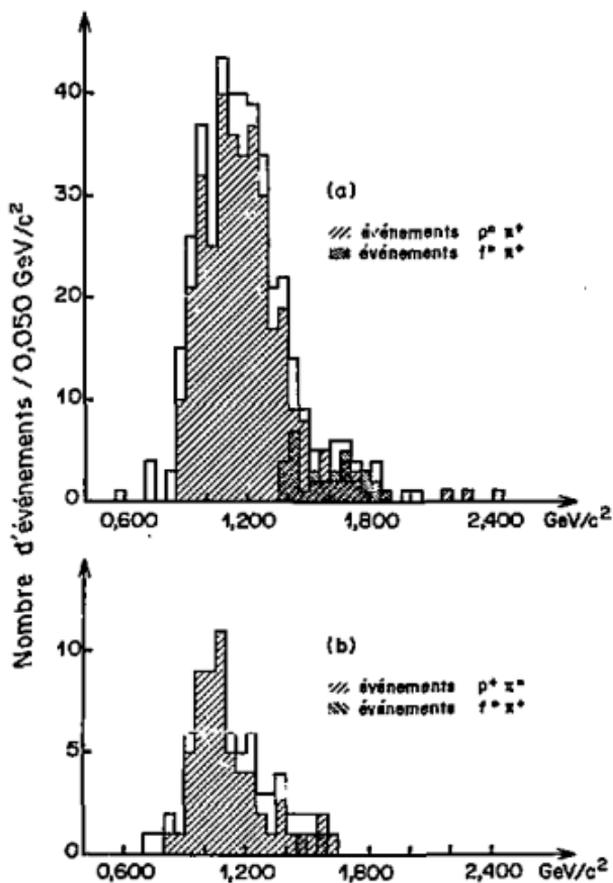


Figure 16

Distributions des masses 3π

a). masses $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

b). masses $\pi^+ \pi^0 \pi^0$

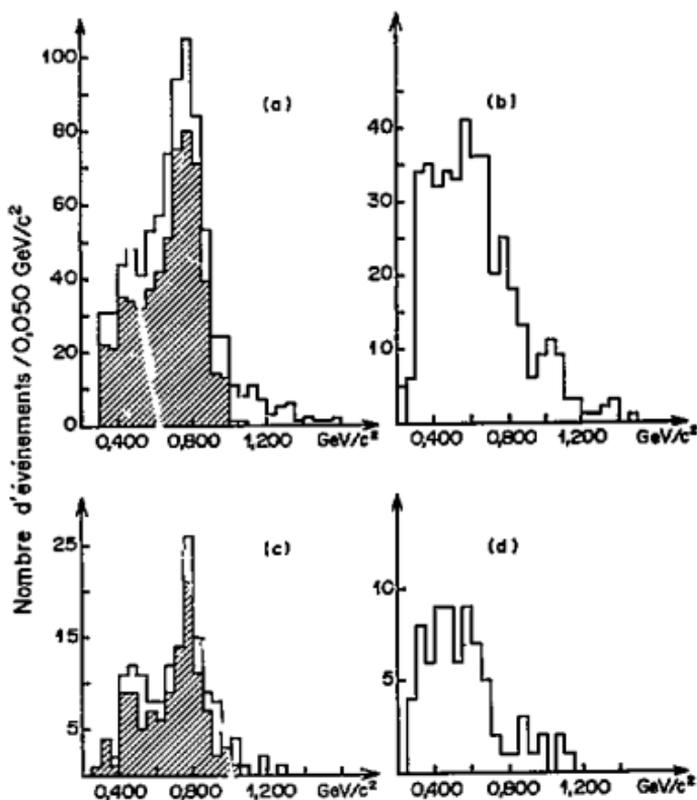


Figure 17

Distributions des masses 2π

- a). masses $\pi^+\pi^-$ pour les événements du canal $\pi^+\pi^+\pi^-$ (2 combinaisons par événement)
- b). masses $\pi^+\pi^0$ pour les événements du canal $\pi^+\pi^+\pi^0$ (2 combinaisons par événement)
- c). masses $\pi^+\pi^0$ pour les événements du canal $\pi^+\pi^0\pi^0$ (2 combinaisons par événement)
- d). masses $\pi^0\pi^0$ pour les événements du canal $\pi^+\pi^0\pi^0$ (2 combinaisons par événement)

Les histogrammes hachurés représentent les distributions des masses $\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0$ pour les événements ayant la masse 3π dans la bande du A_1 .

III. ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU SYSTEME $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

A.- SECTION EFFICACE DE PRODUCTION COHERENTE

1). Section efficace différentielle

La Figure 16 représente la distribution de la section efficace différentielle pour les événements à 5π .

L'ajustement d'une courbe de forme exponentielle conduit à une pente $\lambda = 7.2 \pm 1.1(\text{GeV}/c)^{-2}$.

Cette valeur est à comparer à $\lambda = 4$ attendu pour les réactions de production sur protons libres. La différence observée peut être une indication de la présence d'événements produits de façon cohérente.

L'ajustement de la somme de deux exponentielles de la forme II.A.2 fournit les pentes non corrigées suivantes :

$$\lambda_1 = 30 \pm 26 (\text{GeV}/c)^{-2}$$

$$\lambda_2 = 4 \pm 5 (\text{GeV}/c)^{-2}$$

Ces pentes sont compatibles avec celles attendues pour la production cohérente et incohérente, mais le nombre d'événements cohérents déterminé de cette façon : $N_{\text{coh}} = 21 \pm 21$ est compatible avec 0.

Nous avons donc calculé une limite supérieure de la section efficace de production cohérente du système 5π :

$$\sigma_{\text{coh}}(\pi^+ N \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- N) \leq 0,08 \text{ mb/noyau}$$

avec 95% de confiance.

2). Section efficace totale

Nous avons vu que la dépendance de la section efficace différentielle, en fonction du transfert causée par le noyau est exponentielle et de pente $\frac{R^2}{2}$.

$$\text{Si nous supposons } \sqrt{\frac{3}{2}} R = R_0 A^{1/3}$$

la section efficace cohérente sans absorption s'écrit :

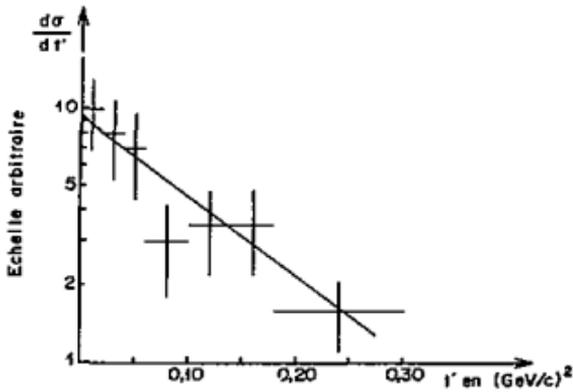


Figure 18

Section efficace différentielle de la réaction à 5π

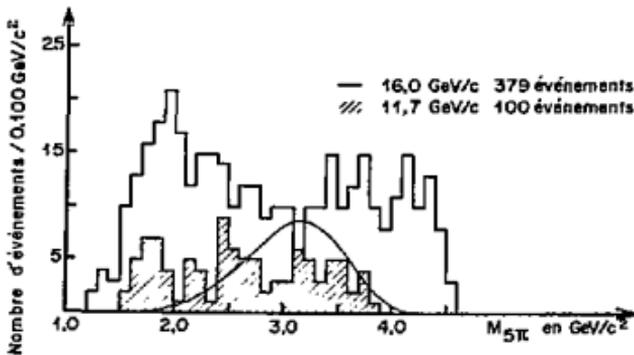


Figure 19

Distribution des masses 5π pour notre expérience (histogramme hachuré) en comparaison avec celle obtenue à 16 GeV/c. La courbe représente un espace de phase périphérique à 11 GeV/c normalisé à notre distribution.

$$\sigma_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_{\text{nucléon}} \approx \frac{q_{//}^2 R_0^2 A^{2/3}}{3} \cdot \frac{2}{R_0^2} A^{4/3}$$

- A cause des déphasages entre les amplitudes de production sur deux nucléons la section efficace de production cohérente ne varie donc pas comme $A^{4/3}$ mais croît, passe par un maximum, puis tend vers 0 lorsque A augmente. Pour étudier la variation de la section efficace de production cohérente à l'aide des mesures obtenues par diverses expériences, il est donc nécessaire de normaliser les sections efficaces à un même noyau.

- La variation de la section efficace cohérente est donnée par le facteur $\exp \left(- \frac{q_{//}^2 R_0^2 A^{2/3}}{3} \right)$ et par la section efficace sur nucléon.

Le terme cinématique qui dépend de $q_{//} = \frac{m^2 - m_f^2}{2P_f}$ croît avec l'énergie du faisceau.

La variation de la section efficace sur nucléon dépend du mécanisme envisagé pour la réaction. Dans le cas du modèle de REGGE, cette variation est donnée par (20) :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{nucléon}} \rightarrow B(t) \left(\frac{s}{S_0} \right)^{2\alpha(t)-2} = b(t) s^{\alpha} \left(\frac{s}{S_0} \right)^{2\alpha(0)-2}$$

où $\alpha(t)$ représente la trajectoire de REGGE échangée

$$\text{et } s = (P_f + P_c)^2 = m_f^2 + m_c^2 + 2m_c E_f$$

A haute énergie, $s \approx E_f^2$, donc :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{nucléon}} \rightarrow P_f^{2\alpha(0)-2}$$

Dans le cas de la production de 5π le processus est en principe dominé par l'échange de la trajectoire du Pomeron, donc $\alpha(0) \approx 1$ et $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{nucléon}}$ devient indépendant de l'énergie.

Deux autres mesures de la section efficace de production cohérente de 5π par la réaction $\pi^- N + \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- N$ ont été effectuées. L'une à 16 GeV/c dans une chambre à bulles à liquide lourd remplie de Fréon (C_2F_5Cl)^[21] a abouti à $\sigma_{coh}(16 \text{ GeV/c}) = 0,10 \pm 0,03 \text{ mb/noyau}$; ce résultat est directement comparable au nôtre puisque le noyau moyen du liquide avait la même masse que celui de notre mélange. L'autre, à 60 GeV/c réalisée en émulsion^[22], a donné un libre parcours moyen de $(135 \pm 68) \text{ m}$, ce qui correspond pour notre liquide à $\sigma_{coh}(60 \text{ GeV/c}) = 0,79 \pm 0,40 \text{ mb/noyau}$.

Les trois expériences fournissent des résultats en accord avec la théorie qui prévoit un accroissement de la section efficace avec l'énergie.

5.- SPECTRE DES MASSES 5π

La Figure 19 représente la distribution des masses 5π pour notre lot d'événements en comparaison avec celui obtenu dans l'expérience de 16 GeV/c. L'allure de ce spectre dans les expériences de production de cinq pions sur hydrogène suit l'espace de phase représenté par la courbe de la Figure 13. Par rapport à cette courbe notre distribution présente un excès d'événements dans la région des masses de $1,9 \text{ GeV}/c^2$. Les auteurs de l'expérience à 16 GeV/c ont montré que ce pic, situé au voisinage du seuil de production du système $A_{2,p}$ est renforcé lorsque l'on sélectionne les événements à faible transfert.

Si le système de 5π produit est réellement constitué par un A_2 et un p de masse $1,9 \text{ GeV}/c^2$ qui, comme dans le cas de la production de $p\pi$ dans le canal 3π , est le système à deux mésons dont la masse est la plus faible possible, il n'est pas étonnant que la section efficace de production cohérente à 11,7 GeV/c soit très faible. En effet, pour créer une telle masse à cette énergie, le transfert minimum nécessaire est de l'ordre de grandeur du maximum du transfert autorisé par la production cohérente.

IV. ANALYSE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU SYSTEME $\pi^+ \pi^0$

L'échange de trajectoire isoscalaires de parité naturelle constitue une contribution importante à la production de p dans les réactions de π sur des protons^(23,24). Jusqu'à présent, l'échange de telles trajectoires lors des réactions de production cohérente n'a été observé que pour les faisceaux de K dans des réactions sur cible de deutérium^(25,26) et des réactions sur cibles constituées de noyaux lourds⁽²⁷⁾.

Nous présentons ici les résultats de l'analyse du canal $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$.

A. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Figure 20 représente la distribution de t' pour tous les événements $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$ ainsi que le résultat de l'ajustement d'une courbe de forme exponentielle :

$$\frac{dd}{dt'} = e^{-\lambda t'} \quad \text{avec} \quad \lambda = 7,6 \pm 1,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

Nous avons porté sur la Figure 21 les histogrammes des masses $\pi^+ \pi^0$ pour tous les événements et pour ceux ayant un $t' < 0,08 \text{ (GeV/c)}^2$. La courbe de cette figure, normalisée au nombre total d'événements, représente la forme de l'espace des phases pondéré par $e^{-7,6 t'}$. Nous observons une production de l'ordre de 35 % de p^+ identique pour les deux distributions.

B. - INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous allons examiner le cas de la production incohérente seule ainsi que l'hypothèse de production incohérente accompagnée de production cohérente. Cette étude sera faite en utilisant les connaissances sur les réactions sur hydrogène à 8 GeV/c⁽²⁸⁾. Nous supposons qu'à 11,7 GeV/c le comportement de la section efficace différentielle n'est pas très différent de celui à 0 GeV/c.

1). Cas de la production incohérente seule

Il est bien connu que dans l'hypothèse d'un mécanisme d'échange la réaction $\pi^+ p \rightarrow p^+ \pi^+$ peut avoir lieu aussi bien par échange d'un méson pseudoscalaire que par échange d'un méson vecteur. Les réactions qui peuvent être décrites

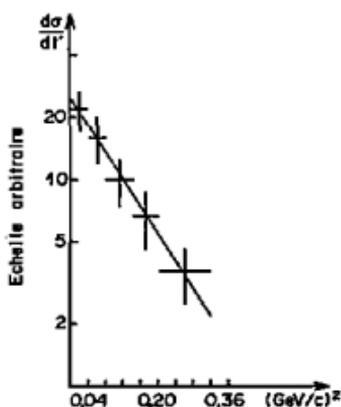


Figure 20

Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$.

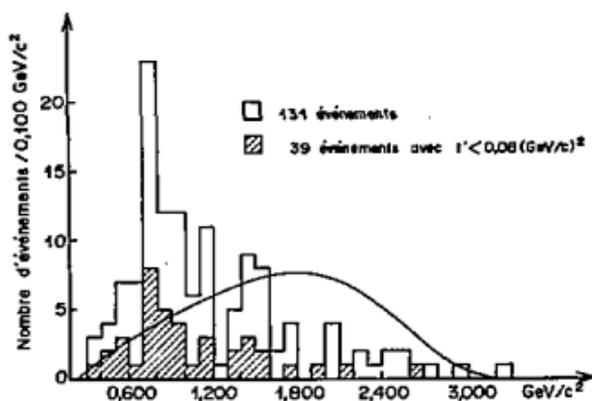


Figure 21

Distribution des masses $\pi^+ \pi^0$ pour la réaction $\pi^+ N \rightarrow N \pi^+ \pi^0$
 L'histogramme hachuré représente la distribution obtenue
 pour les événements avec $t' < 0,08(\text{GeV}/c)^2$.

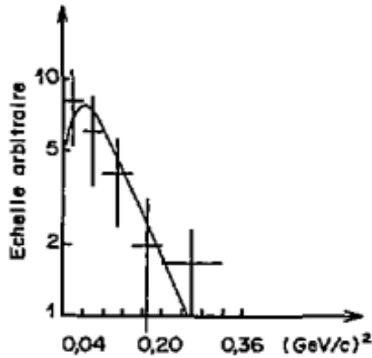


Figure 22

Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^+ N + N \pi^+ \pi^0$
pour les événements avec $630 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^+ \pi^0} < 900 \text{ MeV}/c^2$.

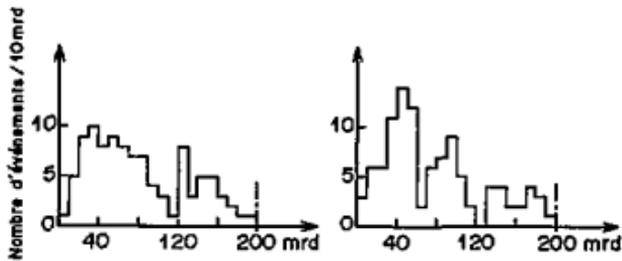


Figure 23

Distributions des angles entre les π secondaires et le π^+ du faisceau
a). pour le π^+ secondaire
b). pour le π^0 secondaire

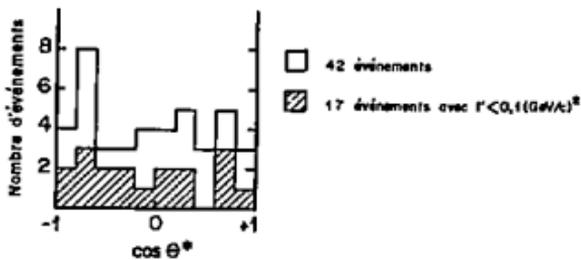


Figure 24

Distribution angulaire du π^+ du p dans le centre de masse du p .

par un mécanisme d'échange d'un méson vecteur ont une section efficace différentielle qui varie comme t' au voisinage de $t' = 0$ (28).

Une expérience de π^+ sur proton à 8 GeV/c (28) a confirmé l'hypothèse de DIU et LE SELLAC (30) selon laquelle la section efficace différentielle des réactions qui peuvent avoir lieu par échange d'un méson pseudoscalaire présente également un creux à $t' = 0$. Les réactions incohérentes ne peuvent donc en aucun cas générer un pic au voisinage de $t' = 0$.

La Figure 22 représente la distribution de t' pour les événements accumulés au voisinage de la masse du ρ^+ :

$$630 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^+\pi^0} < 900 \text{ MeV}/c^2$$

Par la méthode du minimum du χ^2 nous avons ajusté sur cette distribution une courbe $f(t')$ dont la forme est celle obtenue dans l'expérience des π^+ de 8 GeV/c sur proton. $f(t')$ n'ayant pas une forme analytique simple, nous avons introduit dans le programme d'ajustement une table reliant $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}}$ et t' reproduisant la distribution donnée dans la référence 28. Cette distribution présente un maximum au voisinage de $t' = 0,05(\text{GeV}/c)^2$ suivi d'une décroissance très bien représentée par une exponentielle de pente $\lambda = 8,4 \pm 0,9(\text{GeV}/c)^{-2}$ jusqu'à $t' = 0,40(\text{GeV}/c)^2$. Nous observons que l'ajustement conduit à un résultat satisfaisant ($\chi^2/\text{ND} = 1,6/3$) et que le premier point est à moins d'un écart standard de la courbe ajustée.

Avant de conclure, dans l'hypothèse où la section efficace différentielle a une forme identique à 8 et à 11,7 GeV/c, que notre distribution est compatible avec celle de la production incohérente uniquement, nous devons vérifier si nous n'avons pas perdu, lors du dépouillement des photographies, des événements qui se placeraient dans la région des faibles t' .

Une telle perte pourrait résulter de la non détection des événements pour lesquels l'angle entre le π^+ secondaire et le π^+ du faisceau est très faible malgré les précautions prises lors du dépouillement consistant à détecter d'abord les γ et à chercher ensuite leur origine.

Nous avons comparé la distribution de l'angle entre le π^+ du faisceau et le π^+ secondaire avec celle de l'angle entre le π^+ du faisceau et le π^0 (Figure 23) dans le système du laboratoire, pour les événements $\pi^+\pi^0$. En supposant,

comme il est raisonnable, que dans la région angulaire qui nous concerne la détection des π^0 est indépendante de leur angle avec le faisceau et en outre que les distributions dans le laboratoire sont analogues, ces deux distributions nous indiquent qu'il n'y a pas de biais significatif dans la détection des événements avec un π^+ à faible angle, ce que nous avons déjà remarqué lors de l'étude de la cohérence dans le canal $\pi^+\pi^0\pi^0$.

2). Cas où il y a production cohérente

La section efficace différentielle cohérente est liée à la section efficace différentielle de la même réaction sur nucléon par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}} FF(t', \sigma_p^+)$$

où le facteur de forme FF dépend de la section efficace totale sur nucléon de la particule sortante σ_p^+ .

$\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}}$ correspond à la partie de l'amplitude qui peut contribuer à la production cohérente.

Il a été montré⁽²⁷⁾ que pour des réactions sur proton dominées par le processus d'échange de la trajectoire du ω la section efficace différentielle a une forme très bien décrite par la fonction $t'e^{-\lambda t'}$ pour $0 \leq t' \leq 0,30(\text{GeV}/c)^2$. D'autre part, la dépendance en t' du facteur de forme est approximativement exponentielle dans la région $t' < 0,10(\text{GeV}/c)^2$ avec une pente Λ voisine de $115 (\text{GeV}/c)^{-2}$. $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{coh}}$ varie alors comme $t'e^{-(\Lambda + \lambda)t'}$ et présente un pic à $t' = 0,01(\text{GeV}/c)^2$ suivi d'une décroissance très rapide de pente $\Lambda' = 125 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

Afin d'estimer le nombre d'événements pouvant être produits de façon cohérente contenus dans notre lot nous avons ajusté à notre distribution une courbe de la forme :

$$\alpha f(t') + \beta t' e^{-\Lambda_0 t'}$$

où le premier terme correspond à la contribution des événements incohérents et le second à celle des événements cohérents, en fixant $\Lambda_0 = 50(\text{GeV}/c)^{-2}$ qui correspond à la valeur attendue pour une pente théorique $\Lambda' = 125(\text{GeV}/c)^{-2}$. On obtient ainsi une contribution de trois événements cohérents.

3). Distribution angulaire

Il nous est possible d'avoir une indication sur la nature de la trajectoire échangée en examinant la distribution de l'angle θ entre le π^+ incident et le π^+ de désintégration du ρ^+ dans le système du centre de masse du ρ .

En effet, pour les réactions du type $0^- \rightarrow 1^-$ produites par échange d'un pseudoscalaire ($J_{P_e} = 0^-$) les éléments de matrice densité sont nuls sauf ρ_{00} qui vaut 1 et la distribution de θ est de la forme⁽³¹⁾ :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} \approx \cos^2 \theta$$

Par contre, pour les réactions $0^- \rightarrow 1^-$ produites par échange de nature-lité plus ($P_e = (-1)^{J_e}, J_e \geq 1$) $\rho_{00} = 0, \rho_{11} = 1/2$ et :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} \approx \sin^2 \theta$$

Nous avons porté sur la Figure 24 la distribution de $\cos \theta$ pour nos événements, elle nous indique qu'aucun des deux mécanismes ne domine, ce qui est en accord avec le faible nombre d'événements cohérents observés et justifie a posteriori la forme que nous avons adoptée pour la section efficace différentielle des événements incohérents.

C.- SECTION EFFICACE DE PRODUCTION COHERENTE

1). Estimation du bruit de fond

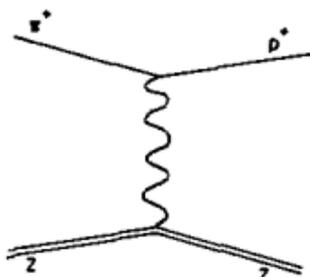
Nous allons examiner successivement les principales sources de bruit de fond possibles qui sont :

- les événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ pour lesquels deux des γ ont pas été détectés,
- les événements $\pi^+ \pi^0$ où un γ non détecté est remplacé par un faux γ ,
- les événements $\pi^+ \pi^0$ produits par interaction électromagnétique.

a/ Pour la première source, le nombre d'événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ où deux γ ne sont pas détectés est estimé à partir du nombre d'événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ observés. Nous avons ajusté nos événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ à l'hypothèse $\pi^+ \pi^0$ (rejet de 2γ). Le nombre d'événements de bruit de fond acceptés après les coupures en probabilité, $t^+ < 0,08(\text{GeV}/c)^2$ et masse $\pi^+ \pi^0$ dans le ρ^+ est de 4,1.

b/ Le bruit de fond restant après soustraction du lot $\pi^+ 2\gamma$ des "bons événements" ajustés et des événements précédents avant ajustement et coupures (§ IV.C.1a) est constitué d'événements de la seconde source soit (50 ± 8) événements avant ajustement cinématique. Nous avons utilisé notre lot de bons événements $\pi^+ \pi^0$ pour ajuster l'hypothèse $\pi^+ \pi^0$ aux pseudo événements obtenus en remplaçant un γ par un faux γ . Le pourcentage des événements acceptés est de 20% mais, après les coupures, le nombre d'événements de bruit de fond se réduit à 0,5.

c/ La troisième source de bruit de fond pourrait générer un pic à faible t' . En effet, la dépendance en Z^2 de la section efficace sur noyau de charge Z de la réaction décrite par la figure :



pourrait laisser supposer une contribution non négligeable. Pour l'estimer, nous avons utilisé pour la section efficace différentielle, l'expression donnée^[32] :
pour une cible de charge Z_c :

$$\frac{d\sigma}{dq dm} = \frac{2\pi Z_c^2 \alpha}{m^2} \times \frac{g^2}{4} \times \frac{FF^2(q)}{q^3} \times \left(q^2 - \frac{(m^2 - m_\pi^2)^2}{4E_\pi^2} \right) \times Bw(\rho)$$

avec g^2 relié à $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$ par :

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = \frac{m}{24} \frac{g^2}{4\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m^2} \right)^3$$

où m est la masse du ρ .

En utilisant la valeur expérimentale de $\Gamma(\rho^+ + \pi\gamma)$ [33], $\Gamma \leq 190$ keV et en intégrant l'expression de $\frac{d\sigma}{dq dm}$, on trouve une section efficace de production par interaction électromagnétique : $\sigma \lesssim 6$ $\mu\text{b/noyau}$, ce qui correspond à moins d'un événement dans nos histogrammes.

Le nombre total d'événements de bruit de fond dans la région $t' < 0,08$ $(\text{GeV}/c)^2$ est de 5 ± 3 .

2). Section efficace cohérente

Il nous est impossible de mettre en évidence la production cohérente du ρ^+ . Nos distributions contiennent 2 ± 6 événements qui peuvent avoir été produits par un tel mécanisme. Nous pouvons en déduire une limite supérieure de production cohérente du ρ^+ par des π de 11,7 GeV/c. Après les corrections dues à la visibilité des γ , aux pertes lors du dépouillement et aux coupures, cette limite s'établit à :

$$\sigma_{\text{coh}}(\pi^+ N + \rho^+ N) \lesssim 0,070 \text{ mb/noyau}$$

avec 95 % de confiance.

TROISIÈME PARTIE

ETUDE DES SYSTEMES 3π PRODUITS DANS LES REACTIONS



Dans cette partie nous analyserons avec plus d'attention les distributions obtenues pour les canaux à trois pions.

Après avoir étudié les distributions de masse 2π et 3π nous évaluerons le rapport d'embranchement :

$$\frac{A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0}{A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+}$$

qui fournit des informations sur l'état de spin isotopique du système $\rho\pi$ dans la région du A_1 .

Nous étudierons également les corrélations angulaires dans le système du tripion avant de donner une estimation de la section efficace d'interaction A_1 - nucléon qui ne peut être actuellement estimée que dans des expériences sur noyaux lourds grâce à la possibilité offerte au A_1 d'interagir. Cette section efficace peut fournir une indication sur la nature du A_1 .

I. ETUDE DES DISTRIBUTIONS DE MASSE

A. - SPECTRE DES MASSES 2π

Au Chapitre II de la seconde partie nous avons déjà présenté les distributions de masse $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^0$ (Figure 17) et signalé la très forte production de ρ^0 et de ρ^+ . L'estimation des proportions exactes est rendue difficile par la présence possible d'interférences. Afin de connaître les valeurs moyennes et les largeurs des pics du ρ nous avons ajusté sur les distributions la somme incohérente d'une Breit Wigner et d'un fond dont la forme a été obtenue en traçant à la main une courbe sur la distribution des masses $\pi^+ \pi^-$.

Après correction pour la résolution, les résultats pour les masses et les largeurs sont les suivants :

$$\rho^0 \left\{ \begin{array}{l} M_{\rho^0} = 0,766 \pm 0,004 \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_{\rho^0} = 0,155 \pm 0,022 \text{ GeV}/c^2 \end{array} \right.$$

$$\rho^+ \left\{ \begin{array}{l} M_{\rho^+} = 0,785 \pm 0,012 \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_{\rho^+} = 0,111 \pm 0,036 \text{ GeV}/c^2 \end{array} \right.$$

Ils sont en très bon accord avec la masse et la largeur communément admises⁽³³⁾ pour le ρ et confirment que notre calibration est bonne.

B.- SPECTRE DES MASSES 3π

Les Figures 25a et 25b représentent les distributions de masse $\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0\pi^0$ obtenues avec le coupure $t' < 0,08(\text{GeV}/c)^2$ en utilisant la sélection de la première région du diagramme d'espace de phase longitudinal. Ces histogrammes présentent une bosse dans la région du A_1 mais aucun signal n'est visible dans les régions du A_2 et du A_3 alors qu'à ces énergies le A_2 et le A_3 sont très visibles sur les distributions obtenues dans les expériences sur hydrogène (Fig. 25c et d).

L'absence de A_2 est facilement interprétée par les règles de sélection gouvernant les processus de production cohérente. Ce n'est pas le cas pour le A_3 qui a été observé de façon très claire dans des expériences de production cohérente sur deutérium⁽¹⁹⁾. Le A_3 peut donc être produit de façon cohérente mais l'atténuation, en fonction de la masse, donnée par le facteur de forme du noyau dans la région du A_3 est suffisamment importante dans notre expérience pour réduire considérablement le signal. Les Figures 25c et 25d représentent les distributions de masse $\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0\pi^0$ obtenues dans l'étude des réactions sur hydrogène respectivement à $11,7 \text{ GeV}/c$ ⁽³⁴⁾ et $11,0 \text{ GeV}/c$ ⁽³⁵⁾. Sur l'histogramme de la Figure 25c qui est celui des événements sélectionnés dans la première région du diagramme de VAN HOVE nous avons tracé, à la main, une courbe reproduisant le A_1 et le A_3 . Nous avons ensuite ajusté cette courbe, modifiée par le facteur de forme du noyau, sur notre distribution (courbe de la Figure 25a) ; on constate que le signal du A_3 s'évanouit pour nos conditions.

Le canal $\pi^-\pi^0\pi^0$ sur hydrogène est beaucoup plus difficile à interpréter directement ; ce spectre a été obtenu en utilisant une méthode de masse manquante pour sélectionner les $2\pi^0$ et par conséquent la nature du fond est mal connue. On remarque cependant que sur la distribution de la Figure 25d le signal du A_1 semble plus net et plus étroit que sur la Figure 25c.

Pour déterminer la valeur moyenne et la largeur des bosses que nous observons dans notre expérience, nous avons ajusté sur les distributions de masse, entre $0,900$ et $1,300 \text{ GeV}/c$ et après avoir soustrait le bruit de fond dû aux événements non produits de manière cohérente, une courbe dont la forme est celle d'une Breit et Wigner modifiée par le facteur de forme du noyau.

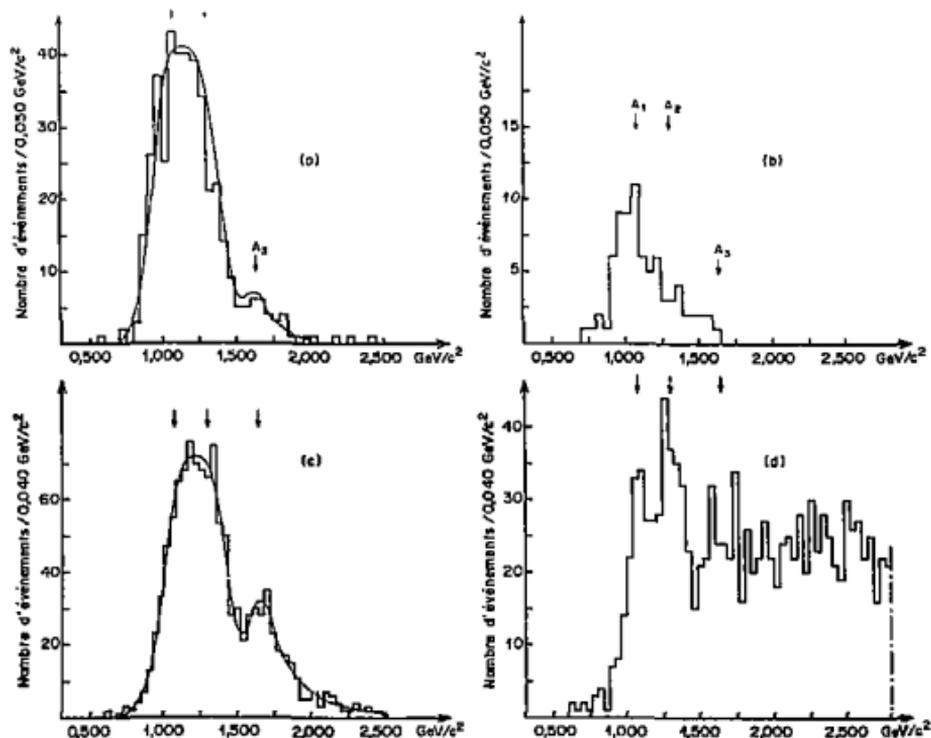


Figure 25

- a). Distribution des masses $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour les événements produits de manière cohérente
 b). Distribution des masses $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour les événements produits de manière cohérente
 c). Distribution des masses $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour les événements produits sur hydrogène
 d). Distribution des masses $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pour les événements produits sur hydrogène

Après correction des largeurs pour notre résolution, on obtient :

$$\begin{aligned} \text{canal } \pi^+ \pi^+ \pi^- & \left\{ \begin{array}{l} M_{3\pi} = 1,130 \pm 0,024 \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_{3\pi} = 0,390 \pm 0,080 \text{ GeV}/c^2 \end{array} \right. \\ \text{canal } \pi^+ \pi^0 \pi^0 & \left\{ \begin{array}{l} M_{3\pi} = 1,060 \pm 0,024 \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_{3\pi} = 0,187 \pm 0,064 \text{ GeV}/c^2 \end{array} \right. \end{aligned}$$

La forme de Breit et Wigner convient mal dans le cas du canal à 3π chargés : une courbe de Gauss n'est pas plus adéquate et conduit à la même valeur centrale.

La distribution des masses $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ présente donc une large bosse sans structure bien définie. Par contre, la distribution des masses $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ est caractérisée par un pic plus étroit, de masse et de largeur comparables à celles du A_1 cité dans les tables de particules.

Nous avons vérifié que ni la résolution angulaire ni la résolution en moment, différentes pour les π^0 et les π^+ , ne peuvent expliquer totalement la différence de largeur observée. Nous avons comparé le spectre de masse $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ obtenu pour les événements bien mesurés (Figure 26 a) à celui des événements ayant de grandes incertitudes sur le moment mesuré des traces (Figure 26 b). Ces spectres ont des largeurs comparables.

Pour un événement, candidat au mode $\pi^+ \pi^0 \pi^0$, il est possible de combiner les 4 γ de trois manières différentes pour tenter l'ajustement des $2\pi^0$. Pour les 19% d'événements de notre lot présentant un double "fit" nous avons effectué un choix au hasard parmi les deux ajustements réussis. Nous avons vérifié que, dans la région de transfert contenant les événements produits de manière cohérente, la masse 3π dépend très peu de ce choix qui par conséquent ne biaise pas notre distribution de masse $\pi^+ \pi^0 \pi^0$.

Le modèle de DECK ⁽³⁶⁾ prédit un pic dans la distribution de masse $p\pi$ au voisinage de son seuil. Dans ce modèle le pic n'est pas dû à une résonance entre le p et le π mais est simplement une conséquence cinématique du modèle. En effet, le pion incident se dissocie en un p et un π et le pion diffuse sur le nucléon cible. Cette diffusion est fortement dirigée vers l'avant, il en résulte une masse $p\pi$ voisine du seuil. BERGER a regretté ce modèle ⁽³⁷⁾ ; il suppose que

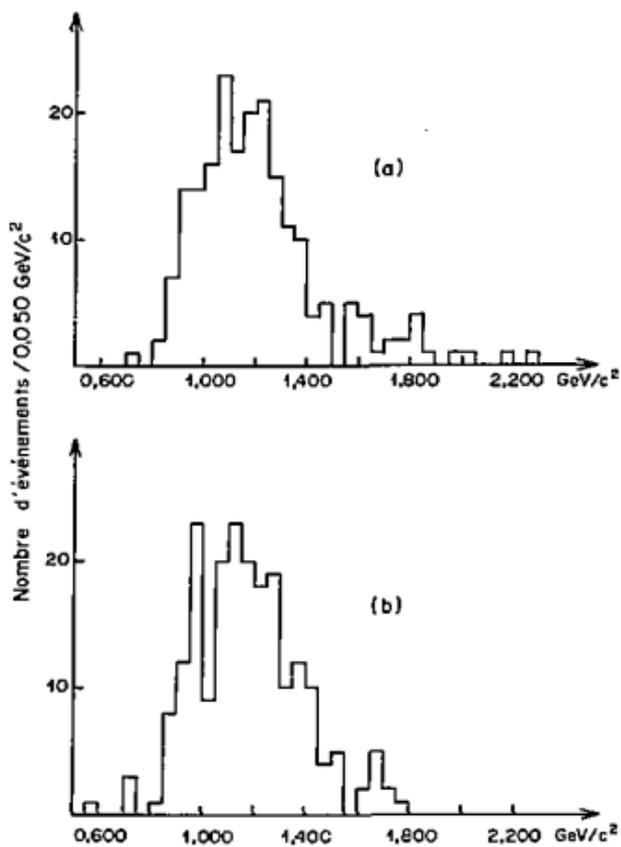


Figure 26

Distribution des masses $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

- pour les événements bien mesurés (toutes les traces secondaires mesurées ont un $\frac{\Delta P}{P} < 0,30$)
- pour les événements mal mesurés (au moins une trace secondaire mesurée a un $\frac{\Delta P}{P} > 0,30$)

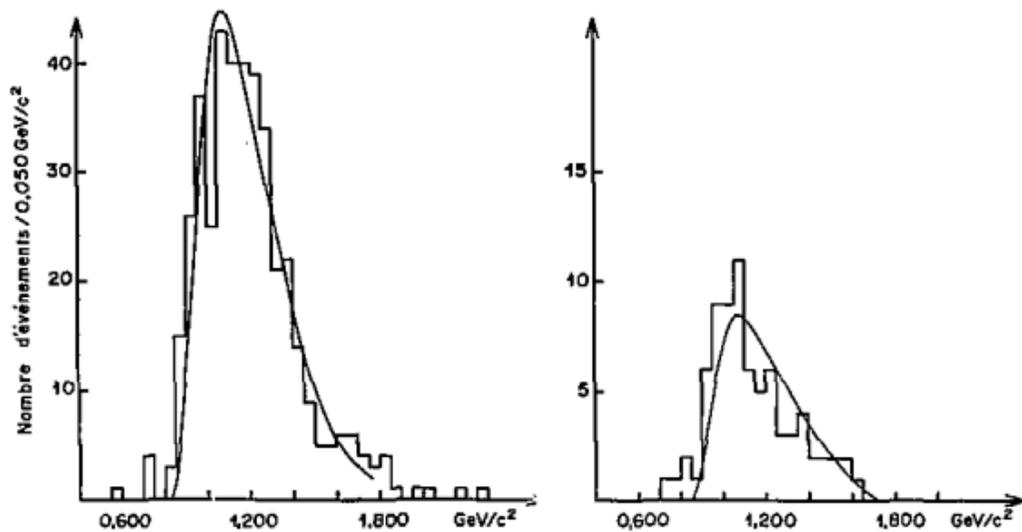
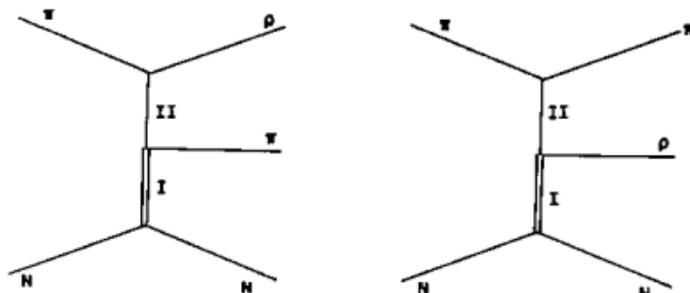


Figure 27

Distributions des masses $M_{\pi\pi}$ pour les événements produit de manière cohérente.
 Les courbes représentent les prédictions du modèle de DE. reggeisé.

la réaction $\pi N \rightarrow \rho \pi N$ a lieu essentiellement par l'intermédiaire d'une double collision périphérique du type représenté par les diagrammes ci-dessous :



où I et II correspondent à ces échanges de pôles de REGGE.

À 11 GeV/c un tel modèle conduit à une masse 3π dont le maximum se trouve à $1,100 \text{ GeV}/c^2$ et dont la largeur est de $0,450 \text{ GeV}/c^2$ environ, il décrit de façon acceptable notre distribution de masse $\pi^+\pi^+\pi^-$ mais de façon assez peu satisfaisante notre distribution de masse $\pi^+\pi^0\pi^0$ (Figure 27). On peut montrer que les distributions de masse $\pi^+\pi^-$ pour le canal $\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ pour le canal $\pi^+\pi^0\pi^0$ obtenues avec ce modèle sont similaires à celles que nous observons (38,39).

II. RAPPORT D'EMBRANCHEMENT $\frac{A_1 + \rho^+ \pi^0}{A_1 + \rho^0 \pi^+}$

Deux expériences ont été réalisées dans le but de mesurer le rapport d'embranchement :

$$R^- = \frac{A_1^- + \rho^- \pi^0}{A_1^- + \rho^0 \pi^-}$$

L'une à 16 GeV/c dans une chambre à bulles à liquide lourd⁽⁴⁰⁾ a conduit à $R^- = 0,67 \pm 0,21$. L'autre effectuée à 11 GeV/c dans une chambre à bulles à hydrogène⁽³⁵⁾ a permis d'estimer les sections efficaces de production :

$$\sigma(A_1^- + \pi^- \text{ neutres}) = 68 \pm 21 \mu\text{b}$$

$$\sigma(A_1^- + \pi^- \pi^+ \pi^-) = 83 \pm 18 \mu\text{b}$$

Dans les deux expériences la valeur obtenue pour le rapport d'embranchement R^- (si l'on suppose que $A_1^- + \pi^- + \text{neutres}$ est dominée par le mode $\pi^- \pi^0 \pi^0$) est compatible avec 1 qui est celle attendue pour un état de spin isotopique pur mais les incertitudes attachées à ces résultats sont importantes et rendent ces derniers peu significatifs.

Après avoir montré comment on peut prédire la valeur du rapport R dans l'hypothèse où le A_1 est un système $\rho \pi$ dans un état de spin isotopique pur, nous expliquerons de quelle manière nous avons effectué les corrections dues aux pertes, aux coupures et au bruit de fond pour donner une estimation de la valeur du rapport d'embranchement R^+ .

$$A. - \frac{\text{RAPPORT D'EMBRANCHEMENT ISOTOPIQUE}}{A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^0} \quad \frac{A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0}{A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+} \quad \text{POUR UN ETAT PUR DE SPIN}$$

1). Avant de considérer la désintégration en $\rho \pi$ prenons le cas général de la désintégration d'un méson A en trois pions :

$$A \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \pi_3$$

L'amplitude de désintégration peut s'écrire :

$$M = \sum M_I M_F M_{JP}$$

où M_I dépend de l'isospin, M_{JP} du spin et de la parité et M_F de l'énergie impulsion.

Pour construire M_I on utilise les opérateurs a_+, a_-, c représentant l'isospin du premier, du second et du troisième pion. Les composantes de charge sont définies par :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = \frac{a_+ + a_-}{\sqrt{2}} \\ a_2 = \frac{i(a_- - a_+)}{\sqrt{2}} \\ a_3 = a_0 \end{array} \right.$$

avec les définitions similaires pour b et c.

Les symboles a_+, a_- ou a_0 se trouvant dans l'expression de M réfèrent à des processus pour lesquels le premier pion d'impulsion p_1 possèdera la charge + et respectivement - ou 0.

Considérons différents états d'isospin possibles dans le cas de 3π .

a/ Cas I = 0

Le terme d'isospin de l'amplitude s'écrit :

$$M_I = a \times b \cdot c$$

et l'amplitude générale de la désintégration :

$$M = (a \times b \cdot c) D$$

où D représente une fonction complètement antisymétrique pour la permutation des pions.

Le seul mode de désintégration permis est le mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

b/ Cas I = 1

Les facteurs d'isospin possibles sont :

$$a(b \cdot c) \quad , \quad b(c \cdot a) \quad \text{et} \quad c(a \cdot b)$$

Le coefficient de $a(b \cdot c)$ doit être symétrique pour les pions 2 et 3.

Soit $A = A(23)$ une telle fonction et $B = A(31)$, $C = A(12)$ les fonctions associées par permutation des pions. L'amplitude de désintégration d'un système d'isospin $I = 1$ s'écrit donc :

$$M = a(b \cdot c)A + b(c \cdot a)B + c(a \cdot b)C$$

pour les modes chargés positivement, on aura :

$$M(\pi^+ \pi^+ \pi^-) = A + B$$

$$M(\pi^0 \pi^0 \pi^+) = C$$

Le rapport d'embranchement pour ces modes s'écrit donc :

$$\frac{\Gamma(\pi^0 \pi^0 \pi^+)}{\Gamma(\pi^+ \pi^+ \pi^-)} = \frac{\sum |C|^2}{\sum |A+B|^2} \quad (1)$$

où la sommation est faite sur le diagramme de Dalitz.

Si l'on écrit A , B et C en séparant la partie symétrique de la partie antisymétrique :

$$A = \frac{1}{3}(A+B+C) + \frac{1}{3}(2A-B-C) \quad \text{etc...}$$

la substitution dans la relation (1), à cause de la symétrie entre A , B et C

conduit à l'annulation des termes d'interférence tels que $(A + B + C)(2C - A - B)$ lors de la sommation sur le diagramme de Dailtz et par suite :

$$\frac{\Gamma(\pi^0 \pi^0 \pi^+)}{\Gamma(\pi^+ \pi^+ \pi^-)} = \frac{\Sigma(|A + B + C|^2 + |2C - A - B|^2)}{\Sigma(4|A + B + C|^2 + |2C - A - B|^2)}$$

Écrit sous cette forme, on voit que ce rapport d'embranchement est toujours compris entre $\frac{1}{4}$ et 1.

c/ Cas I = 2

Les deux amplitudes d'isospin possibles peuvent être représentées par $M_2^{(a)}$ et $M_2^{(s)}$, où $M_2^{(a)}$ (antisymétrique en 1 et 2) est formé par la combinaison des pions 1 et 2 pour produire un état $I = 1$ qui, combiné avec le pion 3, forme un système d'isospin total égal à 2 ; $M_2^{(s)}$ (symétrique) est formé par la combinaison des pions 1 et 2 en un système d'isospin $I = 2$ et son symétrique par rapport à ces pions. On peut montrer⁽⁴¹⁾ que l'amplitude générale s'écrit dans ce cas :

$$M = M_2^{(a)} \sqrt{3}(A - B) + M_2^{(s)} (2C - A - B)$$

Pour le mode simplement chargé on a :

$$M(\pi^+ \pi^+ \pi^-) = M(\pi^0 \pi^0 \pi^+) = -2(2C - A - B)$$

il en résulte que :

$$\frac{\Gamma(\pi^0 \pi^0 \pi^+)}{\Gamma(\pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 1$$

2). Cas des désintégrations en $\rho\pi$

Considérons le cas d'une désintégration du système A en un ρ ($I = 1, J = 1$) et un π :

$$A \rightarrow \rho + \pi_3 + \pi_1 + \pi_2 + \pi_3$$

Soit $M_{3,12}$ l'amplitude de la désintégration sans le facteur de spin isotopique. Ce facteur est $a \times b$ pour la désintégration $\rho + \pi_1 + \pi_2$, il est

antisymétrique pour les pions 1 et 2 ; il en est donc de même pour $M_{3,12}$. Les amplitudes pour les différents états de spin isotopique s'écrivent :

$$M(I=0) = (a \times b, c) M_{3,12}$$

$$M(I=1) = c \times (a \times b) M_{3,12} = [a(b \cdot c) - b(a \cdot c)] M_{3,12}$$

$$M(I=2) = M_2^{(a)} M_{3,12}$$

Ces amplitudes doivent être symétrisées par rapport aux pions ; on obtient ainsi pour les fonctions D, A, B et C les expressions suivantes valables pour le cas $I=1$ et $I=2$:

$$D = M_{1,23} + M_{2,31} + M_{3,12}$$

$$A = M_{2,31} - M_{3,12}$$

$$B = M_{3,12} - M_{1,23}$$

$$C = M_{1,23} - M_{2,31}$$

On constate que l'on a la relation $A + B + C = 0$ et il en résulte pour le cas $I=1$:

$$\frac{\Gamma(\pi^0 \rho^+)}{\Gamma(\pi^+ \rho^0)} = 1$$

résultat identique à celui du cas $I=2$. La mesure de ce rapport d'embranchement ne permet donc pas de distinguer une résonance d'isospin 1 d'une résonance d'isospin 2.

B.- DETERMINATION EXPERIMENTALE DU RAPPORT D'EMBRANCHEMENT

$$A_1 \rightarrow \rho^+ \pi^0$$

$$A_2 \rightarrow \rho^0 \pi^+$$

Afin d'évaluer le rapport d'embranchement R il est nécessaire de tenir compte des pertes en événements subies par nos deux lots depuis le dépouillement des photographies jusqu'à la représentation des événements sur les histogrammes ainsi que de la contamination des lots due à de faux événements.

Nous devons avant tout définir notre choix de la région du A_1 . Les résultats des diverses mesures de la masse et de la largeur du A_1 rencontrés dans la littérature sont pour le moins contradictoires (33). Les valeurs données dans les articles varient en effet de 1,030 à 1,119 GeV/c² pour la masse et de 0,050 à 0,160 GeV/c² en ce qui concerne la largeur. Pour la présente étude, nous définissons le A_1 sur notre spectre de masse 3π par l'intervalle :

$$0,900 < m_{3\pi} < 1,300 \text{ GeV}/c^2$$

Nous pouvons choisir cet intervalle de masse large puisqu'il se situe près du seuil et que le A_2 qui constitue la résonance voisine du côté des hautes masses est très fortement défavorisé.

1). Evaluation des pertes dues au dépouillement et aux coupures

a/ Pertes dues au dépouillement des événements

Nous avons effectué un double dépouillement pour les événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ et un triple dépouillement pour les événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$. Les efficacités totales pour les événements recueillis dans les deux laboratoires sont données dans le tableau VIII ; pour le canal à trois branches l'efficacité est celle des événements ayant $t' < 0,10$ (GeV/c)².

b/ Pertes par la matérialisation des γ hors de la chambre

Pour estimer les pertes dues à la matérialisation des γ hors de la chambre nous avons généré des événements Monte Carlo par la méthode décrite au paragraphe III.A de la première partie en utilisant la longueur de conversion :

$$\lambda_0 = 1/[0,022945 - 0,00734 \text{ Log } E + 0,001898(\text{Log } E)^2 - 0,0001832(\text{Log } E)^3]$$

(λ_0 est exprimé en cm, E est l'énergie d'un γ en MeV)

calculée (42) pour notre liquide puis, par simple comptage, déterminé le nombre d'événements à 4γ matérialisés dans notre volume fiduciaire.

Afin d'avoir une confirmation expérimentale de la valeur ainsi obtenue pour le pourcentage d'événements à 4γ vus et une évaluation de son erreur nous avons comparé, par la méthode du χ^2 , les distributions des longueurs de

matérialisation dans l'expérience aux distributions théoriques, après toutes les coupures, obtenues en faisant varier la longueur de conversion λ autour de λ_0 . Le minimum du χ^2 se place bien à la valeur $\lambda = \lambda_0$ et la proportion d'événements non vus à cause de la matérialisation d'un ou de plusieurs γ hors de la chambre s'établit ainsi à $61,0 \pm 1,5\%$.

c/ Pertes dues au dépouillement des γ

Nous avons étudié l'uniformité de la détection des γ dans la chambre en comparant dans six zones de la chambre la densité de γ observée à la densité attendue. La densité théorique a été calculée en générant à partir de chaque événement vrai un certain nombre d'événements fictifs qui ne diffèrent de l'événement initial que par les longueurs de matérialisation des γ . Le résultat de la comparaison n'indique pas de variation très importante de l'efficacité relative d'une zone à l'autre de la chambre (de $1,05 \pm 0,10$ dans la zone à efficacité maximum à $0,79 \pm 0,11$ dans la zone à efficacité minimum).

A l'aide des trois dépouillements et de la sélection, nous avons déterminé l'efficacité de détection des γ dans la zone la mieux éclairée de la chambre, puis calculé les efficacités dans chaque zone ainsi qu'une efficacité moyenne. La perte introduite par ce facteur s'élève à $13 \pm 4\%$ des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ à 4γ matérialisés.

d/ Pertes dues aux coupures

Les pertes résultant des coupures effectuées sur les γ ont été estimées en appliquant ces mêmes coupures à notre lot d'événements témoins. L'incertitude sur ce résultat est principalement due aux imperfections subsistant dans la simulation des événements et dans la simulation de la sélection. Elle est faible puisque, d'une part la méthode utilisée nous a permis de générer des événements dont le comportement cinématique est très proche de celui des événements réels, d'autre part la sélection des événements a été très bien imitée puisque dans 95% des cas le programme de simulation conduit pour un γ , pris individuellement, à la même classification que celle que ce γ a obtenue lors de la sélection sur la table de dépouillement.

Le Tableau VIII résume les évaluations obtenues pour les différentes pertes dont il convient de tenir compte.

Nature	Canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$	Canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$
	(1 = 2)	(1 = 3)
Efficacités de dépouillement (après 1 dépouillements)	S $0,95 \pm 0,02$ B $0,96 \pm 0,03$	S $0,97 \pm 0,02$ B $0,94 \pm 0,04$
Interactions avec un secondaire de longueur inférieure à 6 cm	$10,5 \pm 1,8 \%$	$3,7 \pm 0,6 \%$
Événements non mesurables	S $1,7 \%$ B $7,1 \%$	S 6% B 6%
Pertes dues à la matérialisation des γ hors de la chambre	—	$61,0 \pm 1,5 \%$
Pertes dues à l'efficacité de détection des γ	—	$13,0 \pm 4,0 \%$
Pertes dues aux coupures sur les γ	$2,6 \pm 0,5 \%$	S $16,5 \pm 1,3 \%$ B $20,5 \pm 1,7 \%$
Pertes à l'ajustement cinématique	$1,2 \pm 1,0 \%$	$6,0 \pm 2,0 \%$

TABLEAU VIII

Efficacités de dépouillement et évaluation des pertes.
Les résultats précédés de la lettre S (B) se réfèrent
aux lots d'événements analysés à Strasbourg (Budapest)

2). Evaluation du bruit de fond

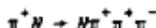
a/ Bruit de fond des événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

Le bruit de fond contenant les événements du canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ a essentiellement pour origine les événements $\pi^+ \pi^+ \pi^0$ pour lesquels le π^0 n'a pas été détecté.

Dans le cadre de l'expérience visant à étudier la production cohérente dans le canal (3)



nous avons mesuré les candidats à ce mode et obtenu ainsi 175 événements satisfaisant aux contraintes cinématiques. Pour ce lot nous avons ignoré les γ du π^0 et tenté un ajustement à la réaction :



60 % de ces pseudo événements satisfont à cet ajustement mais possèdent des caractéristiques différentes de celles des vrais événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (en particulier, on n'observe pas de pic dans la distribution de $\frac{d\sigma}{dt'}$ au voisinage de $t' = 0$). Les coupures effectuées vont donc réduire considérablement la proportion de bruit de fond. Dans la première région du diagramme d'espace de phase longitudinal, dans l'intervalle de masse du A_1 et pour $t' < 0,06(\text{GeV}/c)^2$ nous avons estimé le nombre d'événements de bruit de fond à 0,1. Cette contamination est par conséquent négligeable.

b/ Bruit de fond des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$

Le bruit de fond pour le canal $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ provient essentiellement des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ où 2γ n'ont pas été détectés et des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ à 3γ matérialisés dans la chambre et un faux γ .

- Nous avons estimé la contamination due à la première source en supposant que le comportement des événements $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ est voisin de celui des événements $\pi^+ \pi^+ \pi^0$. Après avoir remplacé un des π^+ et le π^- par des π^0 puis désintégré ces π^0 en γ , deux des six γ ont été ignorés. L'ajustement cinématique tenté pour cette configuration conduit à 19 % de réussite mais après les coupures en t' et en masse aucun événement n'est accepté, ce qui indique que la contribution de ce fond est négligeable.

- Pour estimer la contamination due à la seconde source nous avons déterminé le nombre d'événements avec un faux γ avant "fit" à partir de l'histogramme des masses $\gamma\gamma$ par la méthode déjà décrite pour le canal $\pi^+\pi^0$. L'ajustement cinématique a été tenté pour les événements $\pi^+\pi^0\pi^0$ en ignorant un γ et en ajoutant un γ pris au hasard sur les distributions de nos γ ambigus ; 33% de ces faux événements satisfont à cet ajustement.

Après les coupures le bruit de fond est ainsi estimé à 6 ± 3 événements.

3). Valeur du rapport d'embranchement

Connaissant le nombre d'événements dans chaque canal, les pertes et la proportion de fond, il est possible de calculer le rapport d'embranchement :

$$R^+ = \frac{A_1^+ + \rho^+ \pi^0}{A_1^+ + \rho^0 \pi^+} = 0,60 \pm 0,18$$

Si l'on suppose que le A_1 possède une largeur naturelle de $80 \text{ MeV}/c^2$ environ, compte tenu de notre résolution, la région de masse $0,950 < M_{\rho\pi} < 1,200 \text{ GeV}/c^2$ constitue une définition raisonnable du A_1 ; dans ce cas, le rapport d'embranchement prend une valeur légèrement plus élevée :

$$R^+ = 0,67 \pm 0,22$$

Notre résultat confirme la valeur obtenue lors de l'expérience de production cohérente réalisée avec des π^- de $16 \text{ GeV}/c$ ⁽⁴⁰⁾ :

$$R^- = \frac{A_1^- + \rho^- \pi^0}{A_1^- + \rho^0 \pi^-} = 0,67 \pm 0,21$$

dans cette expérience, la définition du A_1 était la suivante :

$$0,900 < M_{\rho\pi} < 1,300 \text{ GeV}/c^2$$

Remarque .-

Il n'y a pas de raison absolue pour que le rapport R soit exactement égal à l'unité même si le A_1 est une résonance pure avec $I = 1$. En effet, s'il existe une amplitude pour :

$$A_1 \rightarrow \pi \epsilon^0$$

où ϵ^0 est une résonance dipionique isoscalaire et pour laquelle :

$$\frac{\epsilon^0 + \pi^+ \pi^-}{\epsilon^0 + \pi^0 \pi^0} = \frac{2}{1}$$

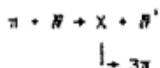
il peut y avoir une interférence qui déplace R par rapport à la valeur 1.

III. ETUDE DES CORRELATIONS ANGULAIRES DANS LE SYSTEME DES 3 PIJNS

A. - DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA NORMALE AU PLAN DE DESINTEGRATION

1). Distributions attendues pour des états purs de spin-parité

L'étude des corrélations angulaires entre les pions dans la réaction :



permet d'obtenir des informations sur le spin de X ainsi que sur le mécanisme de l'interaction.

Suivant BERNAN et JACOB⁽⁴³⁾ nous allons écrire la forme générale de certaines corrélations angulaires en fonction des éléments de la matrice densité $\rho_{mm'}$ décrivant la polarisation de X. Le système de référence choisi est celui situé dans le centre de masse des trois pions, l'axe Oz étant dans la direction du pion incident et xOz dans le plan de production (cf. Figure 28a). L'angle polaire θ et l'angle azimutal φ de la normale au plan de désintégration sont tels que :

$$0 \leq \theta \leq \pi$$

$$0 \leq \varphi \leq \pi$$

La conservation de la parité lors de la production conduit à une symétrie par rapport au plan xz et :

$$\rho_{mm'} = (-)^{m-m'} \rho_{-m-m'}$$

La probabilité de trouver les pions dans un certain état d'énergie impulsion s'écrit :

$$dP \sim \sum_{-J \leq m, m' \leq J} \rho_{mm'} M_m(\vec{p}_1) M_{m'}^*(\vec{p}_1) \delta_3(\vec{p}_j) \delta(E - \sum E_j) \prod_j d^3 \vec{p}_j / E_j \quad (1)$$

où M_m représente l'amplitude pour la transition $X \rightarrow 3\pi$ lorsque le composante de spin sur l'axe Oz est m ; E et J représentant la masse et le spin de X, E_1 et \vec{p}_1 les énergies et les impulsions des π dans le système X.

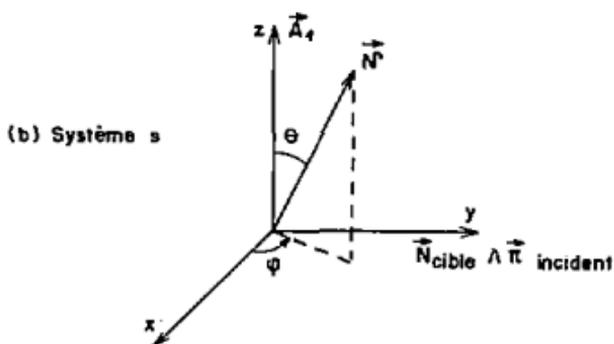
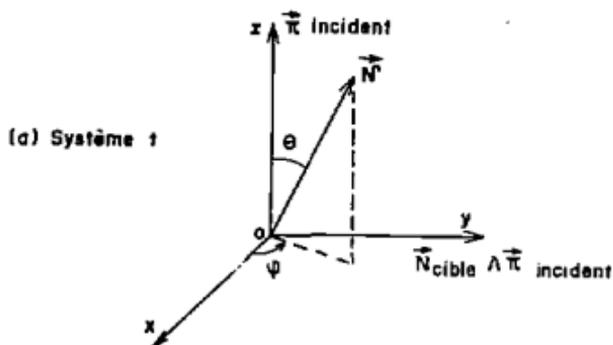


Figure 28

Systemes de référence choisis pour l'analyse
de la normale au plan de désintégration.

Les règles à utiliser pour décrire des amplitudes M décrivant un triangle, connaissant son spin et sa parité, ont été données par ZEMACH⁽⁴¹⁾.

Dans le système des 3π , les seuls vecteurs dont on dispose sont les vecteurs \vec{p}_1 et les pseudovecteurs $\vec{q} = \vec{p}_1 \times \vec{p}_j, j \neq 1$. A cause de la parité intrinsèque négative des 3π les éléments M_{JP} des particules X de parité normale ($J^P = 0^-, 1^+, \dots$) seront construits à l'aide des \vec{p}_1 uniquement; pour les particules X de parité anormale ($J^P = 1^-, 2^+, \dots$) les M_{JP} seront linéaires en \vec{q} . Les amplitudes M_{JP} sont écrites à l'aide de tenseurs $T_{11,12,\dots,1J}$ de rang J symétriques et de trace nulle.

Pour les états de spin parité les plus bas les représentations les plus générales sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \underline{0}^- & M_{JP} = 1 \\ \underline{1}^+ & M_{JP} = \alpha_1 \vec{p}_1 + \alpha_2 \vec{p}_2 + \alpha_3 \vec{p}_3 \\ \underline{1}^- & M_{JP} = \vec{q} \\ \underline{2}^+ & M_{JP} = \alpha_1 T(1q) + \alpha_2 T(2q) + \alpha_3 T(3q) \\ & \text{tel que } T(1q) + T(2q) + T(3q) = 0 \\ \underline{2}^- & M_{JP} = \alpha_1 T(11) + \alpha_2 T(22) + \alpha_3 T(33) \\ & \text{tel que } T(12) = \frac{1}{2}[T(33) - T(11) - T(22)] \end{aligned}$$

les indices entre parenthèses indiquent le rang des tenseurs ainsi que le nombre de fois que $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{q}$ ont été utilisés pour le construire.

Les amplitudes correspondantes aux états propres de m ⁽⁴⁴⁾ sont reportées dans l'expression (1) et après intégration sur le diagramme de DALITZ on obtient les distributions de probabilité $P(\cos \theta, \varphi) d \cos \theta d \varphi$ suivantes pour les différents états de spin parité de X .

$$\begin{aligned} \underline{0}^- & P(\cos \theta, \varphi) \sim \text{Cte} \\ \underline{1}^+ & P(\cos \theta, \varphi) \sim \rho_{00} \sin^2 \theta + \rho_{11} (1 + \cos^2 \theta) + \rho_{1-1} \sin^2 \theta \times \cos 2\omega + \sqrt{2} \text{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \varphi \\ & \rho_{00} = 1 - 2\rho_{11} \end{aligned}$$

$$\underline{1}^- \quad P(\cos\theta, \varphi) \sim \rho_{00} \cos^2\theta + \rho_{11} \sin^2\theta - \rho_{1-1} \sin^2\theta \times \cos 2\varphi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos\varphi$$

$$\rho_{00} = 1 - 2\rho_{11}$$

$$\underline{2}^+ \quad P(\cos\theta, \varphi) \sim \frac{1}{4} \rho_{00} \sin^2 2\theta + \left(\frac{\sqrt{3}}{8}\right) \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 4\theta \cos\varphi - \left(\frac{\sqrt{3}}{6}\right) \operatorname{Re} \rho_{20} \sin^2 2\theta \cos 2\varphi$$

$$+ \frac{1}{3} \rho_{11} (\cos^2\theta + \cos^2 2\theta) + \frac{1}{3} \rho_{1-1} (\cos^2\theta - \cos^2 2\theta) \cos 2\varphi$$

$$- \frac{2}{3} \operatorname{Re} \rho_{12} \cos^2\theta \sin 2\theta \cos\varphi - \frac{2}{3} \operatorname{Re} \rho_{1-2} \sin^2\theta \sin 2\theta \cos\varphi (4\sin^2\varphi - 1)$$

$$+ \frac{1}{3} \rho_{22} \sin^2\theta (1 + \cos^2\theta) - \frac{1}{3} \rho_{2-2} \sin^4\theta \cos 4\varphi$$

$$\rho_{00} = 1 - 2\rho_{11} - 2\rho_{22}$$

$$\underline{2}^- \quad P(\cos\theta, \varphi) \sim \rho_{00} \left[\left(\frac{3}{2} \sin^4\theta - 2 \sin^2\theta + \frac{2}{3}\right) + \frac{2}{3} \alpha (3 \sin^2\theta - 1) \right] + \frac{\sqrt{2}}{3} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos\varphi$$

$$\times [1 - 3 \cos^2\theta + 2\alpha] + \left(\frac{\sqrt{3}}{3}\right) \operatorname{Re} \rho_{20} \sin^2\theta \cos 2\varphi [3 \cos^2\theta - 1 + 4\alpha]$$

$$+ 2\rho_{11} \sin^2\theta [\cos^2\theta + \alpha] - 2\rho_{1-1} \sin^2\theta \cos 2\varphi [\cos^2\theta - \alpha]$$

$$- \operatorname{Re} \rho_{12} \sin 2\theta \cos\varphi [\sin^2\theta - 4\alpha] - \operatorname{Re} \rho_{1-2} \sin^2\theta \sin 2\theta \cos\varphi$$

$$\times [2 \cos 2\varphi - 1] + \frac{1}{2} \rho_{22} [\sin^4\theta + 8\alpha \cos^2\theta] + \frac{1}{2} \rho_{2-2} \sin^4\theta \cos 4\varphi$$

$$\rho_{00} = 1 - 2\rho_{11} - 2\rho_{22}$$

avec :

$$\alpha = (\beta + \gamma) / (3\beta + \gamma)$$

$$\beta = \int d\omega_1 d\omega_2 \left[\sum_n F_n P_n^2 \right]^2$$

$$\gamma = 4 \int d\omega_1 d\omega_2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m < n} F_m F_n^* (P_m P_n \sin \chi_{mn})^2 \right\}$$

$$\chi_{mn} = \operatorname{Arcos} \left[\frac{\vec{P}_m \cdot \vec{P}_n}{P_m P_n} \right] \quad ; \quad \chi_{mn} < \pi$$

α dépend de la dynamique du système et est tel que $0 \leq \alpha \leq 1$

2). Cas de la production vers l'avant

Dans le cas de la production vers l'avant la collision possède une symétrie complète par rapport aux rotations autour de l'axe z : la matrice ρ est par conséquent diagonale. En termes d'hélicité, l'amplitude pour le processus peut s'écrire :

$$T_{fi} \sim \sum_j [(2j+1) \langle \lambda_{N'} \lambda_X | T^j | \lambda_N \rangle D_{\lambda_{N'} \lambda_X}^j(0, \phi)]$$

pour $\theta \rightarrow 0$:

$$D_{\lambda_{N'} \lambda_X}^j(0, \phi) \sim \theta^{|\lambda_X - \Delta\lambda|}$$

où $\Delta\lambda$ représente le changement d'hélicité de la cible.

Pour la production vers l'avant, lorsque la cible joue le rôle d'un spectateur ($\Delta\lambda = 0$), les transitions avec le plus faible $|\lambda_X|$ dominent et l'on peut annuler dans $P(\cos\theta, \phi)$ tous les éléments de ρ sauf :

$$\rho_{00} = 1 \text{ pour les cas } 1^+ \text{ et } 2^-$$

$$\rho_{11} = (-1)^{S_X + 1} \cdot a_{1-1} \text{ pour les cas } 1^- \text{ et } 2^+ \text{ (} S_X \text{ est le spin de } X \text{)}$$

Si nous supposons que pour les événements produits de façon cohérente les hypothèses ci-dessus sont vérifiées, nous pouvons avoir une indication sur le spin et la parité des systèmes 3π produits dans notre expérience en comparant les distributions de $P(\cos\theta)$ et $P(\phi)$ aux prédictions.

Il est connu que la sélection utilisant la première région du diagramme d'espace de phase longitudinal introduit un biais dans les distributions angulaires^[45], c'est pourquoi nous ne la suivrons pas mais nous utiliserons pour notre analyse angulaire les coupures suivantes :

$$0,990 < m_{3\pi} < 1,300 \text{ GeV}/c^2$$

$$t^* < 0,04 (\text{GeV}/c)^2$$

Le tableau ci-dessous contient, pour les deux modes, les résultats de la comparaison par une méthode de χ^2 de nos distributions avec les prédictions pour différentes valeurs de spin parité.

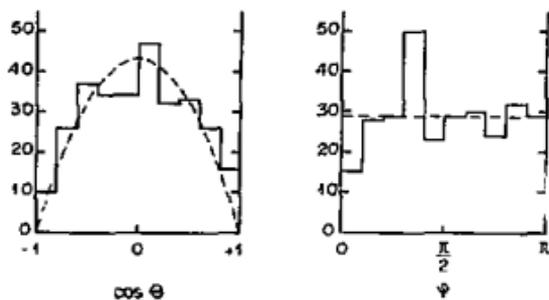
J^P	Canal $\pi^+\pi^+\pi^-$			Canal $\pi^+\pi^0\pi^0$		
	χ^2_{1}/ND $P(\cos\theta)$	χ^2_{2}/ND $P(\theta)$	$\chi^2_{1} + \chi^2_{2}$	χ^2_{1}/ND $P(\cos\theta)$	χ^2_{2}/ND $P(\theta)$	$\chi^2_{1} + \chi^2_{2}$
0^-	37,2/10	24,5/11	61,7	21,8/10	5,4/10	27,2
1^+	8,9/10	24,5/10	33,4	10,0/10	5,4/11	15,4
1^-	8,9/10	978/10	986,9	10,0/10	193,7/10	203,7
2^+	66,5/10	34,6/10	123,1	31,5/10	4,8/10	36,3
2^-	1095/10	24,5/10	1119,5	260/10	6,4/10	266,4

On constate que pour les deux modes les seules assignations de spin parité avec un χ^2 acceptable sont $J^P = 0^-$ et 1^+ . La Figure 22 représente la distribution de $\cos\theta$ et de θ pour les deux réactions avec un résultat de l'ajustement correspondant au cas $J^P = 1^+$. Si l'on admet la présence à la fois d'un état 0^- et d'un état 1^+ dans le canal $\pi^+\pi^+\pi^-$ un très bon ajustement est obtenu pour $P(\cos\theta)$ ($\chi^2/\text{ND} = 4,6/9$), la proportion de 0^- étant alors de 15,5%.

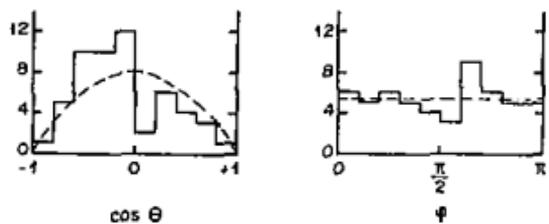
3). Cas de la production d'un état pur de spin parité 1^+

Si nous supposons que le système des 3π observé est un état pur de spin parité 1^+ nous pouvons déterminer les éléments de la matrice consist. Le tableau ci-dessous donne les résultats des ajustements des ρ_{ij} obtenus pour les deux canaux par la méthode du maximum de vraisemblance :

ρ_{ij}	Canal $\pi^+\pi^+\pi^-$	Canal $\pi^+\pi^0\pi^0$
ρ_{00}	$0,84 \pm 0,06$	$0,69 \pm 0,14$
ρ_{1-1}	$-0,15 \pm 0,09$	$3,19 \pm 0,26$
$\text{Re } \rho_{10}$	$0,04 \pm 0,05$	$-0,16 \pm 0,10$



a) Canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$: 289 événements



b) Canal $\pi^+ \pi^+ \pi^0$: 54 événements

Figure 29

Distributions angulaires de la normale au plan de désintégration.
Les courbes représentent les distributions attendues pour un état de spin parité 1^+ .

Les résultats sont en accord satisfaisant avec les prédictions pour la production cohérente. Les faibles écarts par rapport aux valeurs théoriques peuvent être dus à la présence d'événements produits sur un noyau cible restant dans un état excité car on montre⁽⁴⁶⁾ que dans ce cas des termes autres que ρ_{00} peuvent être non nuls.

4). Le problème de la conservation de l'hélicité

GILMAN, PUMPLIN, SCHWIMMER et STODOLSKY⁽⁴⁷⁾ ont suggéré que la conservation de l'hélicité dans le canal s pourrait être une propriété des processus diffractifs. Si l'hélicité est conservée dans la réaction de production du Λ_1 celui-ci doit avoir son spin orthogonal à sa direction de propagation dans le système de son centre de masse. L'élément de matrice ρ_{00} doit donc être égal à 1 et les autres égaux à 0 dans le système de référence d'hélicité (système s). Dans ce système, l'axe z est dirigé suivant la direction de propagation du système des 3π , l'axe y est, comme dans le système de GOTTFRIED - JACKSON (système t) perpendiculaire au plan de production; le système s se déduit donc du système t par une rotation autour de l'axe y et pour $t' = 0$ les deux systèmes sont confondus.

Pour des intervalles de t' nous avons calculé les éléments de matrice ρ_{ij} à la fois dans le système de JACKSON et dans le système d'hélicité pour les événements $\pi^+ \pi^+ \pi^-$. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Intervalles de t'	ρ_{ij}	système t	système s
$t' < 0,015(\text{GeV}/c)^2$	ρ_{00}	$0,89 \pm 0,07$	$0,93 \pm 0,07$
	ρ_{1-1}	$-0,04 \pm 0,12$	$-0,04 \pm 0,12$
	$\text{Re}\rho_{10}$	$0,00 \pm 0,06$	$-0,01 \pm 0,06$
$0,015 < t' < 0,040(\text{GeV}/c)^2$	ρ_{00}	$0,75 \pm 0,11$	$0,77 \pm 0,12$
	ρ_{1-1}	$-0,31 \pm 0,12$	$-0,28 \pm 0,12$
	$\text{Re}\rho_{10}$	$0,09 \pm 0,06$	$0,09 \pm 0,06$

A cause de la quasi identité des deux systèmes de référence surtout pour l'intervalle de $t' : t < 0,015(\text{GeV}/c)^2$, les résultats obtenus sont très voisins dans le système t et le système s , nous ne pouvons donc pas conclure au sujet d'une meilleure conservation de l'hélicité dans l'un ou l'autre des systèmes. Notre résultat est toutefois compatible avec une tendance de ρ_{00} à décroître lorsque t' augmente, tendance observée dans les réactions de production sur hydrogène^(46,49,50) et sur deutérium⁽⁵¹⁾.

B.- DISTRIBUTION ANGULAIRE DU π NON AMBIGU

Dans le système de GOTTFRIED - JACKSON, nous avons examiné les distributions angulaires du π^- pour le mode $\pi^+\pi^+\pi^-$ et du π^+ pour le mode $\pi^+\pi^0\pi^0$ pour tous les événements 3π avec :

$$0,900 < M_{3\pi} < 1,300 \text{ GeV}/c^2$$

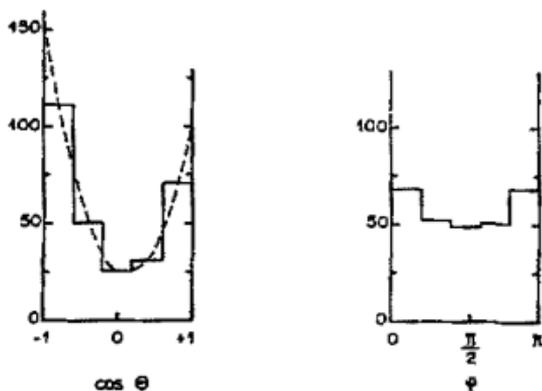
$$t' < 0,04(\text{GeV}/c)^2$$

Les distributions des angles azimutaux φ sont représentées sur les Figures 30 a et 30 b. Pour des états purs de spin parité 1^+ ces distributions doivent être isotropes, ce qui est approximativement le cas. Pour des états 1^S avec une composante de spin nul sur l'axe z la distribution de $\cos\theta$, où θ est l'angle polaire du π , varie comme $\cos^2\theta$. Les Figures 30 a et 30 b représentent ces distributions pour les deux canaux, elles indiquent une variation approximative en $\cos^2\theta$ et une asymétrie relativement appréciable dans le canal $\pi^+\pi^+\pi^-$. Cette asymétrie peut être reliée au fait bien connu que la distribution angulaire du p est asymétrique, ce qui est généralement expliqué par une interférence avec un état de spin parité 0^+ (le ϵ^0). Il est possible de montrer⁽⁵⁰⁾ que si la région du A_1 est constituée par un mélange de 0π et de 2π , tous deux dans l'état S , la distribution de $\cos\theta$ doit contenir des termes supplémentaires tels que :

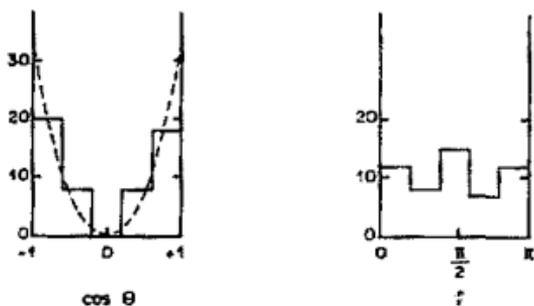
$$\alpha \cos\theta + \gamma$$

Les coefficients α et γ étant fonction de la proportion de 0^+ et 1^+ . Un tel mélange permettrait d'expliquer l'asymétrie observée à condition d'admettre la présence d'environ 40% de 0π (courbe de la figure 30 a).

L'isospin 0 du ϵ interdit sa désintégration en $\pi^+\pi^0$. Il semble donc normal que nous n'observions pas d'asymétrie significative sur la distribution angulaire du π^- dans le canal $\pi^+\pi^0\pi^0$.



a) Canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$: 289 événements



b) Canal $\pi^+ \pi^+ \pi^0$: 54 événements

Figure 30

Distributions angulaires:
 a). du π^- dans le canal $\pi^+ \pi^+ \pi^-$
 b). du π^+ dans le canal $\pi^+ \pi^+ \pi^0$

Remarque .-

L'étude de la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration n'exclut pas complètement la présence d'un état de spin parité 0^- et la distribution angulaire du π non ambigu peut suggérer la présence d'un état 0^+ .

La présence possible d'un état 0^+ de spin parité 0^- nécessiterait une réinterprétation des valeurs trouvées pour les éléments de matrice densité par l'analyse de la normale au plan de désintégration. Si on appelle δ le rapport des sections efficaces $0^-/1^+$ les relations suivantes existent entre les éléments de matrice densité observés ρ'_{ij} et les éléments de matrice pour un état de spin 1^+ ρ_{ij} :

$$\rho'_{00} = (\rho_{00} + \frac{\delta}{3}) / (1 + \delta) \quad \text{et} \quad \rho'_{ij} = \rho_{ij} / (1 + \delta) \quad i \neq j$$

Si nous supposons que notre lot d'événements $\pi^+ \pi^-$ contient une proportion de 16,5% d'événements dans un état de spin parité 0^- , l'hypothèse $\rho_{00} = 1$ conduit à une valeur $\rho'_{00} = 0,88$ ce qui serait compatible avec notre observation.

Il nous avons remarqué au § 11-B-3 que la présence du système 0^+ réduisait le rapport d'embranchement :

$$R = \frac{A_1 + \pi^+ \pi^- 0^+}{A_1 + \pi^+ \pi^- 1^+}$$

La présence de l'état 0^+ dans l'état d'origine 1^+ dans notre distribution de masse $\pi^+ \pi^-$ conduirait à $R < 0,6$. La valeur expérimentale du rapport n'est pas incompatible avec cette hypothèse.

IV RELATION DE LA SECTION EFFICACE D'INTERACTION A_1 -NUCLÉON

Pour mesurer la section efficace d'interaction du A_1 il est nécessaire de placer un nucléon cible à une distance de l'ordre de quelques fermis du point de production du A_1 . Ceci signifie pratiquement qu'il est nécessaire d'observer la production et l'interaction du A_1 dans un même noyau.

Nous avons montré dans la seconde partie comment le modèle de diffraction multiple de GLAUBER permet de relier la section efficace de production cohérente à la section efficace d'interaction du A_1 . En utilisant les résultats de notre expérience en liaison avec les données disponibles dans la littérature concernant les réactions π^+p nous pouvons donc estimer la section efficace d'interaction du A_1 .

Le modèle de GLAUBER a été développé par TREFIL [52,53,54] qui a obtenu la relation suivante entre la section efficace de production cohérente, la section efficace de production vers l'avant sur nucléon et la section efficace d'interaction du A_1 :

$$\sigma_{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{dt'} \right)_{\text{nucléon}}^{t'=0} G(\sigma_{A_1})$$

avec :

$$G(\sigma_{A_1}) = \int_0^{t'_{\text{max}}} dt' \int_{\text{Région } A_1} dM \exp \left[-\frac{R^2 t'_{\text{min}}}{2} + \frac{R^2 t'}{2A} \right] W(M) \\ \times \left[\sum_{k=1}^A \sum_{n=0}^k \frac{A!}{(A-k)!} \frac{[-\sigma_{\pi} (1-i\alpha_{\pi})]^{k-n}}{[2\pi(R^2+2\lambda_{\pi})]^{k-n}} \left[\frac{-\sigma_{A_1} (1-i\alpha_{A_1})}{2\pi(R^2+2\lambda_{A_1})} \right]^{n-1} \frac{\exp(-t'/4E)}{E(R^2+2\lambda_p)} \right]^2$$

où :

$$E = (k-n)/(R^2+2\lambda_{\pi}) + (n-1)/(R^2+2\lambda_{A_1}) + 1/(R^2+2\lambda_p)$$

$W(M)$ est le spectre de masse $\pi^+\pi^-\pi^-$ produit sur nucléon

λ_p représente le pente de $\frac{d\sigma}{dt'}$ pour la réaction $\pi^+\text{nucléon} + A_1^-\text{nucléon}$; nous avons utilisé $\lambda_p = 10,3 \pm 0,5(\text{GeV}/c)^{-2}$ [55].

$R = \sqrt{2/3 \langle r^2 \rangle}$ où $\langle r^2 \rangle$ représente le rayon carré moyen du noyau cible
 $R = 2,32 \pm 0,17$; $2,52 \pm 0,17$; $3,47 \pm 0,15$ fermis pour le carbone, le fluor et le brome (53).

λ_π est la pente de $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la diffusion élastique π^+ -nucléon. Nous avons utilisé $\lambda_\pi = 8,75 \pm 0,25(\text{GeV}/c)^{-2}$ (56).

α_π est le rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant de la réaction élastique $\pi^+N \rightarrow \pi^+N$.

$$\alpha_\pi = -0,200 \pm 0,020 \quad (57)$$

σ_π est la valeur moyenne des sections efficaces d'interaction π^+p et π^+n . Nous avons utilisé $\sigma_\pi = 24,7 \pm 0,1$ mb (58).

λ_{A_1} , α_{A_1} et σ_{A_1} sont les quantités correspondantes pour la A_1 et constituent trois paramètres à déterminer alors que nous ne disposons que d'une relation. En regardant les sections efficaces élastiques hadron-nucléons à haute énergie, on constate que toutes les pentes λ sont voisines et que tous les α sont faibles. Nous avons donc pris pour λ_{A_1} et α_{A_1} les mêmes valeurs que pour λ_π et α_π et étudié les variations de la section efficace cohérente lorsqu'on fait varier λ_{A_1} et α_{A_1} au voisinage de λ_π et α_π dans des limites raisonnables. Il s'avère que la section efficace cohérente est très peu sensible à ces variations; le seul paramètre ajustable de ce modèle est donc la section efficace totale d'interaction σ_{A_1} .

La quantité $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}}^{t'=0}$ ne peut être mesurée directement. Nous l'avons supposée égale pour les réactions sur proton et sur neutron et utilisé $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{proton}}^{t'=0}$ obtenus en faisant une interpolation entre des résultats obtenus à $8 \text{ GeV}/c$ (55) et à $15 \text{ GeV}/c$ (59).

$$\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{proton}}^{t'=0} = 1,11 \pm 0,17 \text{ mb} \cdot (\text{GeV}/c)^{-2}$$

La Figure 31 représente la variation de $\sigma_{\text{coh}} / \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{\text{nucléon}}^{t'=0}$ en fonction de σ_{A_1} que nous avons obtenue. Si nous définissons le A_1 par l'intervalle de masse :

$$0,900 < M_{\rho, \omega, \pi^+} < 1,300 \text{ GeV}/c^2$$

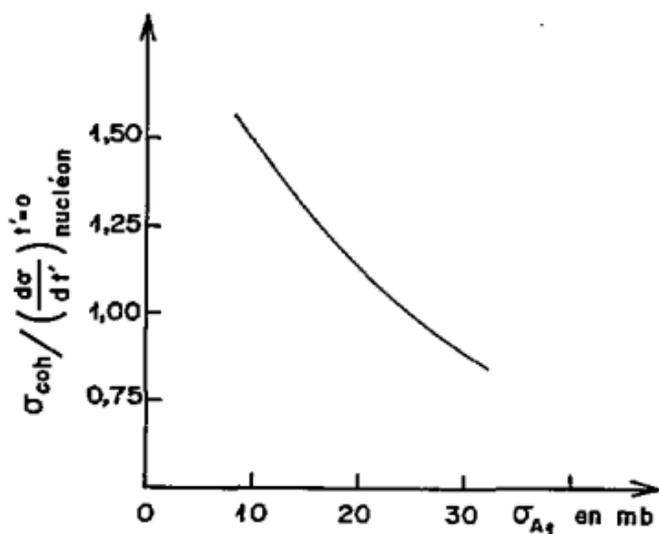


Figure 31

Variation du rapport $\frac{\sigma_{coh}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t'=0} / \text{nucleon}}$ en fonction de la section efficace d'interaction A_1 - nucléon obtenue pour notre liquide avec le modèle de GLAUBER - TREFIL.

nous en déduisons :

$$\sigma_{A_1} = 22 \pm \frac{12}{7} \text{ mb}$$

Interprétation du résultat

Nous avons déjà mentionné le modèle de DECK qui prédit une distribution de masse 3π voisine de celle que nous observons. GOLDHABER, JOACHAIN, LUBATTI et VEILLET⁽⁶²⁾ ont montré qu'un tel modèle, où le π et le p ne forment pas un système résonnant, avec l'hypothèse que $\sigma_p = \sigma_\pi$ conduit à une section efficace du A_1 telle que $\sigma_{A_1} \gtrsim 1,7 \sigma_\pi$.

Au premier abord ce résultat $\sigma_{A_1} = (0,9 \pm 0,5) \sigma_\pi$ suggérerait que le A_1 se comporte comme une résonance plutôt que comme un effet cinématique dû à un π et un p produits ensemble. Il convient en réalité de se méfier d'une telle interprétation. En effet, une expérience récente de production cohérente de 3π sur noyaux lourds par des π^+ de 15 GeV/c⁽⁶¹⁾ a montré que la section efficace du système diffracté est sensiblement constante pour des masses effectives de ce système allant jusqu'à 1,5 GeV/c².

A la suite de cette expérience VAN HOVE⁽⁶²⁾ a proposé une modification du modèle de GLAUBER consistant à considérer le système diffracté comme composé de plusieurs constituants en interaction forte mais qui n'est pas dominé par une ou plusieurs résonances nettement séparées ; le système diffracté est supposé osciller rapidement entre plusieurs états quantiques durant sa propagation à travers le noyau. Ce modèle du continuum, valable aux très hautes énergies, prend bien compte des phénomènes observés et propose un certain nombre de prédictions qu'il sera intéressant de comparer avec des expériences futures à très hautes statistiques.

C O N C L U S I O N

L'étude de la production cohérente de systèmes mésoniques comprenant des π^0 à partir d'un faisceau de π^+ de 11,7 GeV/c s'est avérée particulièrement délicate, notamment à cause de l'énergie élevée et de la forte collimation des γ vers l'avant.

Notre méthode de sélection nous a néanmoins permis d'obtenir un lot d'événements très peu contaminé.

La recherche de la production cohérente de ρ^+ par des π^+ nous a permis de montrer que la section efficace de production cohérente avec changement de naturalité est faible : $\sigma_{\text{coh}}(\pi^+N \rightarrow N\rho^+) < 70 \mu\text{b/nucléon}$ à 11,7 GeV/c.

Dans les canaux à trois pions nous avons surtout observé la production cohérente des systèmes $\rho^0\pi^+$ et $\rho^+\pi^0$; les sections efficaces obtenues sont les suivantes :

$$\sigma_{\text{coh}}(\pi^+N \rightarrow N\pi^+\pi^+\pi^-) = 2,1 \pm 0,4 \text{ mb/nucléon}$$

$$\sigma_{\text{coh}}(\pi^+N \rightarrow N\pi^+\pi^0\pi^0) = 1,0 \pm 0,4 \text{ mb/nucléon}$$

Pour le A_1 , les distributions angulaires de la normale au plan de désintégration sont compatibles avec l'hypothèse courante $J^P(A_1) = 1^+$. Les éléments de la matrice densité calculés pour les événements produits vers l'avant dans l'hypothèse $J^P = 1^+$ sont compatibles avec la conservation de l'hélicité à la production.

La mesure du rapport d'embranchement : $\sigma(A_1 \rightarrow \rho^+\pi^0)/\sigma(A_1 \rightarrow \rho^0\pi^+)$ a conduit à la valeur $0,67 \pm 0,22$, située à 1,5 déviations standard de la valeur attendue pour une résonance $\rho\pi$ avec $I = 1$. Celle de la section efficace d'interaction du A_1 a donné : $\sigma_{A_1} = 22 \pm 12 \text{ mb}$, comparable à la section efficace du π^+ .

La plupart des résultats obtenus pour le canal $\pi^+ \pi^-$ ne coïncident que de façon approximative avec les résultats attendus dans l'hypothèse où le A_1 est une résonance $\rho\pi$ pure de spin isotopique 1 et de spin parité 1^+ . Nous ne disposons pas de modèle permettant d'expliquer les différences enregistrées ; on peut néanmoins avancer l'hypothèse que la bosse observée dans la région de masse du A_1 n'est peut-être pas due uniquement à une résonance $\rho\pi$ pure, avec $I=1$, $J^P=1^+$.

Cette expérience, tant par les résultats qu'elle apporte que par les points d'ombre qu'elle révèle, montre l'intérêt d'étudier plus avant ces problèmes. Nous avons vu que l'analyse "fine" en est possible. L'obtention de hautes statistiques est désormais clairement souhaitable, tant pour l'étude de la production cohérente avec échange de nombres quantiques, que pour celle de la région de masse du A_1 . Les propriétés d'un détecteur tel que la chambre à bulles "Gargamelle" devraient améliorer sensiblement l'efficacité de ce genre d'expérience.

B I B L I O G R A P H I E

11. LAZEYRAS
"Faisceau U3"
CERN/TC/BEAM 66-7
21. M. MAGUENAUER
Thèse 3ème Cycle, Faculté des Sciences de Strasbourg (1970)
31. J-P. ENGEL
Thèse 3ème Cycle, Faculté des Sciences de Strasbourg
A paraître
41. Notice sur le programme "JONAS"
Ecole Polytechnique, Juin 1964
51. D. MORELLET
"Electrons, gammas and π^0 in heavy liquid bubble chambers"
Cours donné à l'Ecole Internationale de la Physique des
Particules élémentaires, Herceg-Novi (1968)
61. R.J. GLAUBER
High Energy Physics and Nuclear Structure, North-Holland
(1967)
71. R.J. GLAUBER
High Energy Physics and Nuclear Structure, North-Holland
Ed. by S. DEVOYS (1969)
81. H.H. BINGHAM
"Review of coherent multiparticle production reactions"
CERN/D.Ph.II/PHYS/70-60
91. D.R.O. MORRISON
"Diffraction dissociation and Pomeron Exchange"
CERN/D.Ph.II/PHYS/70-64
101. L. STODOLSKY
Phys. Rev., 144, 1145 (1966)
111. M. DEUTSCHMANN, O. KROPP, R. SCHULTE, H. WEBER et M. WOTSCHNIK
C. GROTE, J. KLUGOW, H.W. MEIER et A. POSE
S. BRANDT, V.T. COCCONI, O. CZYZEWSKI, P.F. DALPIAZ, E. FLAMINIO,
H. HROMADNIK, G. KELLNER, D.R.O. MORRISON et S. NOWAK
Phys. Letters, 19, 608 (1965)
121. B. ESCOFFES
Thèse d'Etat, Faculté des Sciences de l'Université de
Paris-Sud (1971)

- 13). L. VAN HOVE
Phys. Letters, 28B, 429 (1969)
- 14). L. VAN HOVE
Nucl. Phys., 89, 331 (1969)
- 15). L. VAN HOVE
Phys. Reports, 10, 347 (1971)
- 16). W. KITTEL, S. RATTI et L. VAN HOVE
Nucl. Phys., 830, 333 (1971)
- 17). J. FORMANEK et J.S. TREFIL
Nucl. Phys., 84, 165 (1967)
- 18). B.J. DEERY, N.N. BISWAS, N.M. CASON, T.H. GROVES, P.B. JOHNSON,
V.P. KENNEY, J.A. POIRIER, O.A. SANDER, P.H. SMITH et W.D. SHEPARD
Phys. Rev., 30, 635 (1971)
- 19). K. PALER, R.C. BADEWITZ, H.R. BARTON, Jr., O.H. MILLER, T.R. PALFREY, Jr.
et J. TEBES
Phys. Rev. Letters, 25, 1675 (1971)
- 20). L. JAURÉAU
"Introduction to Regge poles"
Cours donné à l'École Internationale de la Physique des
Particules élémentaires, Herceg-Novi (1969)
- 21). R. HUSON, H.J. LUBATKI, J. SIX, J.J. VEILLET, H. ANNONI,
G. BELLINI, M. DI CORATO, E. FIORINI, K. MORIYASU, P. NEGRI,
M. ROLLIER
H.H. BINGHAM, C.W. FARWELL, W.D. FRETTER
Phys. Letters, 290, 208 (1966)
- 22). E.V. ANZON, I.Ya. CHASNIKOV, S.I. SHAKHOVA, I.S. STRELTSOV,
Zh.É. TAKIBAËV, A.H. VINNITSKY, V.G. VOYNOV
I. BOZCKI, E. FENYVES, E. GOMBOSI, E. NAGY
J. BABECKI, Z. CZACHOWSKA, O. CZYZEWSKI, S. FURMANska, J. GIERULA,
R. HOLYNSKI, A. JURAK, M. MIESZOWICZ, G. NOWAK, K. RYBICKI, W. WOLTER
I. DALKHAZHAY, R. KHOSHPIKHAMEDOV, E.S. SHAERATOVA, K.D. TOLSTOV
M.I. CHERYAVSKY, N.E. MASLÉNKOVA, M.I. TRETYAKOVA
K.I. ALEKSEËVA
K.M. THERNEV, P.T. TCDOROV
G.P. AZIMOV, D.G. SULTYMOV, T.V. BELNITSKY, E.A. TILL
C. BATAAR, B. CHAURAA, D. SHARKHUI, D. TUVDENDORZH
Phys. Letters, 31B, 241 (1970)
- 23). D.M. BERMAN et S.O. DRELL
Phys. Rev., 133, 8791 (1964)
- 24). A.P. COMIAGOURIS et J. TRAN THANH VAN
H.J. LUBATKI
Phys. Rev. Letters, 15, 1352 (1967)

- 25). R.L. EISNER, A.C. AMMANN, D.O. CARMONY, A.F. GARFINKEL, L.J. GUTAY, R.V. LAKSHMI, D.H. MILLER, G.W. TAUTFEST et W.L. YEN
Phys. Letters, 28B, 356 (1968)
- 26). K. BUCHNER, G. DEMM, G. GOEBEL, H. MUPE, T. JOLDERSMA, I.S. MITTRA, W. WITTEK
J.M. CRISPEELS, J. DEBAISIEUX, M. DELABAYE, P. DUFOUR, F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, J. MAISSE, G. THILL
A. GRANT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, U. KUNDT, F. MULLER, R.L. SEKULIN, G. WOLF
Nucl. Phys., 89, 286 (1969)
- 27). B. DAUGERAS, O. FOURNIER, J. HENNESSY et J.J. VEILLET
H.H. BINGHAM, C.W. FARREL, W.B. FRETTER, G.M. IRWIN, S. KAHN et A. LU
A.M. CNOPS, F.R. HUSON, R.I. LOUTTIT et D.J. MILLER
M. DI CORATO et M. ROLLIER
C. BOUTHET, J. CRUSSARD et J. GINESTET
Phys. Rev. Letters, 27, 1752 (1971)
- 28). M. ADERHOLZ, J. BARTSCH, M. DEUTSCHMANN, G. KRAUS et R. SPETH
C. GROTE, K. LANIUS, S. NOWAK et M. WALTER
H. BÖTTCHER, T. BYER, V.T. COCCONI, J.D. HANSEN, G. KELLNER.
A. MIHUL, D.R.D. MORRISON, V.I. MOSKALEV et H. TOFTE
Phys. Letters, 27B, 174 (1968)
- 29). G.V. DASS et C.D. FROGGATT
Nucl. Phys., 88, 661 (1968)
- 30). B. DIU et M. LE BELLAC
Nuovo Cimento, LIII A, 158 (1968)
- 31). N. SCHMITZ
Proceedings of the 1965 Easter School for Physicists.
Bad Kreuznach, April 1 - 15, 1965
CERN 65-24. p. 22
- 32). F.R. HUSON, J.F. ALLARD, D. DRIJARD, J. HENNESSY, A. LLORET, J. SIX et J.J. VEILLET
Phys. Letters, 20, 91 (1966)
- 33). Review of Particle Properties - Particle Data Group
Phys. Letters, 39B (1972)
- 34). G. TOMASINI
E. BASSLER, M. SAHINI et P. SCHILLING
P. BORZATTA, G. CELCHET, L. LIOTTA et S. RATTI
A. DAUDIN, M.L. FACCINI et M.A. JABIOL
Nuovo Cimento, 7A, 651 (1972)
- 35). F. COMTE, et G. TOMASINI
D. COROS, P. DITTMANN, P. VON HANDEL et B. HELLWIG
L. MANDELLI, S. RATTI, V. RUSSO, A. SILVESTRI et G. VEGNI
P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GANDOIS, C. KOCHOWSKI, C. LEWIN et L. MOSCA
Nuovo Cimento, LI A, (1967)

- 36). R.T. DECK
Phys. Rev. Letters, 13, 169 (1964)
- 37). E.L. BERGER
Phys. Rev., 166, 1525 (1968)
- 38). J.W. LAMSA, J.A. GAIDDS, R.B. WILLMANN et C. EZELL
Phys. Rev. D, 1, 3091 (1970)
- 39). B.L. YOUNG, J.T. DONOHUE, R.F. PEIERLS
Phys. Rev. D, 3, 2801 (1971)
- 40). B. DAUGERAS, R. HJONSON, H.J. LUBATTI, J. SIX, J.J. VEILLET, H. ANNONI
K. MORIYASU, M. ROLLIER
H.H. BINGHAM, C.W. FARWELL, W.B. FRETTER
Phys. Letters, 27B, 332 (1968)
- 41). C. ZEMACH
Phys. Rev., 133, B1201 (1964)
- 42). Rapport U.C.R.L. 2426 - Vol.4
- 43). S.M. BERMAN et M. JACOB
Phys. Rev., 139, B1023 (1965)
- 44). L.D. LANDAU et E.M. LIFSCHITZ
Quantum Mechanics (Pergamon Press, Inc., New York, 1962), 202
- 45). J.L. MEUNIER et G. PLAUT
Nucl. Phys., 63B, 557 (1972)
- 46). P. DENNERV, A. KRZYWICKI
Phys. Rev., 136, B839 (1964)
- 47). F.J. GILMAN, J. PUMPLIN, A. SCHWIMMER et L. STODOLSKY
Phys. Letters, 31B, 367 (1970)
- 48). Aachen - Berlin - Bonn - CERN - Cracow - Heidelberg - London - Vienna
Collaboration
Phys. Letters, 34B, 160 (1971)
- 49). G. ASCOLI, D.V. BROCKWAY, L. EISENSTEIN, M.L. IOFFREDO, U.E. KRUSE
et P.F. SCHULTZ
C. CASO et G. TOMASINI
P. VON HANDEL et P. SCHILLING
G. COSTA et S. RATTI
P. DARDNIAN et L. MOSCA
A.E. BRENNER, W.C. HARRISON, D. HEYDA, W.H. JOHNSON Jr., J.K. KIM,
M.E. LAW, J.E. MUELLER, B.M. SALZBERG et L.K. SISTERSON
I.F. JOHNSTON, J.D. PRENTICE, N.R. STEENBERG et T.S. YOON
J.T. CARROLL, A.R. ERWIN, R. MORSE, B.Y. OH, W. ROBERTSON et
W.D. WALKER
Phys. Rev. Letters, 26, 929 (1971)

- 50). Aachen - Berlin - Bonn - CERN - Cracow - Heidelberg - London - Vienna
Collaboration
"Tests of s and t-channel helicity conservation in $(p\pi^+\pi^-)$,
 $(K^+\pi^-\pi^+)$ and $(\pi^+\pi^-\pi^+)$ states produced in 16 GeV/c, $\pi^+\pi^+$
and 10 GeV/c $K^+\pi^+$ interactions"
Présenté à la Conférence d'Oxford, 5-7 Avril 1972
- 51). D. KEMP et S.M. SCARROTT
R. CONTI, D. TEDDORO et G. TOMASINI
E. CALLICARICH, S. RATTI et G. VEGNI
J. HUC, G. DE ROSNY, R. SOSNOWSKI, B. TURREAU et G. THERMES
M. BARRIER, J. BOZOKI, NGUYEN K.H. et Z. STRACHMAN
Lettere al Nuovo Cimento, 2, 471 (1971)
- 52). J.S. TREFIL
Phys. Rev. Letters, 23, 1075 (1969)
- 53). D. FOURNIER
L.A.L. 1237 (1970) - Rapport interne du Laboratoire de
l'Accélérateur linéaire, 91 - Orsay
- 54). B. ESCOUBES
C.B.L.L. 71-1 (1971) - Rapport interne du Laboratoire de
Physique Corpusculaire, Centre de Recherches Nucléaires.
67 - Strasbourg
- 55). M. ADERHOLZ, M. DEUTSCHMANN, E. KEPPEL, G. KRAUS, H. WEBER
C. GROTE, H.H. KAUFMANN, S. NOVAK, M. WALTER
H. BOTTCHE, T. BYER, V.T. COCCONI, P.F. DALPIAZ, J.D. HANSEN,
G. KELLNER, W. KITTEL, M. MARKYTAN, A. MIHUL, G.R.D. MORRISON,
H. TØFTE
Nucl. Phys. B8, 45 (1956)
- 56). K.J. FOLEY, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE, S. OZAKI, J.J. RUSSELL et
L.C.L. YUAN
Phys. Rev. Letters, 11, 425 (1963)
- 57). G. GIACOMELLI, P. PINI et S. STAGNI
CERN-HERA 69-1
- 58). E. FLAMINIO, J.J. HANSEN, D.R.D. MORRISON, W. TOVEY
CERN-HERA 70-5
- 59). J. BALLAM, A.D. BRODY, G.B. CHADWICK, D. FRIES, Z.G.T. GUIRAGOSSIAN,
W.B. JOHNSON, R.R. LARSEN, D.W.G.S. LEITH, F. MARTIN, M. PERL,
E. PICKUP et T.H. TAN
Phys. Rev. Letters, 21, 934 (1968)
- 60). A.S. GOLDHABER, C.J. JOACHAIN, H.J. LUBATTI et J.J. VEILLET
Phys. Rev. Letters, 22, 802 (1969)

- 61). C. BEMPORAC, W. BEUSCH, A.C. MELISSINOS, E. POLGAR, D. WEBSDALE,
J.D. WILSON, J.P. DUFAY, K. FREUDENREICH, R. FROSC, F.X. GENTIT,
P. MUHLEMANN;
P. ASTBURY J. CODLING, J.G. LEE, M. LETHEREN;
G. BELLINI, M. DI CORATO, G. VEGNI
Nucl. Phys., B33, 397 (1971)
- E2). L. VAN HOVE
Nucl. Phys., B46, 75 (1972)

Je prie Monsieur le Professeur P. Cser de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude. Je le remercie de m'avoir reçu dans son laboratoire et fait prendre contact avec la physique des particules élémentaires.

Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à Monsieur M. Paty qui m'a accueilli dans son groupe et a toujours su me guider avec la plus grande clairvoyance durant mon initiation au travail de recherche.

Je tiens ensuite à remercier tout particulièrement Monsieur A. Lioret qui, par son expérience, ses conseils et par le soutien constant qu'il m'a apporté, a beaucoup contribué au succès de ce travail. Mes remerciements s'adressent également à Madame S. de Unamuno, Mademoiselle N. Kurtz et à Messieurs J-P. Engel, B. Escoubès et J-L. Riester ainsi qu'aux collaborateurs du Central Research Institute for Physics de Budapest pour la part qu'ils ont prise à ce travail.

Monsieur le Professeur Van Hove et Monsieur A. Capella m'ont apporté de nombreuses explications concernant les aspects théoriques de cette expérience. Qu'ils trouvent ici la témoignage de ma reconnaissance.

Les discussions fructueuses que j'ai eues avec les physiciens du groupe de chambre à bulles à liquide lourd d'Orsey, en particulier avec Messieurs B. Dugeras, D. Fournier, D. Morellet et J-J. Veillet ainsi qu'avec Monsieur U. Nguyen-Khac du laboratoire de l'Ecole Polytechnique, ont été pour moi d'un prix inestimable, je ne saurais trop les en remercier.

Je ne saurais oublier toutes les personnes qui, à des titres divers, ont contribué matériellement à la réalisation de cette étude : en particulier Messieurs F. Antoni et R. Baumgarten qui ont assuré avec diligence le bon fonctionnement des appareils, ainsi que Mesdames C. Andriamihaina, M. Bauer, F. Deutschmann, M. Eck, M. Koffer, A. Naegels, C. Rit, S. Rollier pour la précision et le sérieux dont elles ont fait preuve dans le travail de dépouillement et de mesure.

Madame M. Maunier et Messieurs R. Peter, M. Mayer et R. Huck ont assuré la frappe et la mise en page du texte, l'exécution des dessins et des

photographies ainsi que l'impression. Je les remercie tous du soin qu'ils ont apporté à ces travaux.

J'exprime enfin ma gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation de recherche pour effectuer ce travail.