



**HAL**  
open science

# Recherche de la production cohérente de mésons vectoriels par des neutrinos $\nu_{\mu}$ dans Gargamelle

Abdelkader Bouchakour

► **To cite this version:**

Abdelkader Bouchakour. Recherche de la production cohérente de mésons vectoriels par des neutrinos  $\nu_{\mu}$  dans Gargamelle. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1980. Français. NNT: . tel-00396166

**HAL Id: tel-00396166**

**<https://theses.hal.science/tel-00396166>**

Submitted on 17 Jun 2009

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

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

AZ

EX-CRN-HE 80-18  
CI



26 MAI 1981

C.R.N.

reches nucléaires de Strasbourg

CRN/HE 80-18

**THESE**

*présentée*

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE 3<sup>ème</sup> CYCLE**

*par*

**Abdelkader BOUCHAKOUR**

RECHERCHE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS VECTORIELS  
PAR DES NEUTRINOS  $\nu_{\mu}$  DANS GARGAMELLE



Thesis-1980-Bouchakour

Institut National  
de Physique Nucléaire  
et de Physique  
des Particules

Université  
Louis Pasteur  
de Strasbourg

67037 STRASBOURG-CEDEX FRANCE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050495

# THESE

CRN/HE 80-18

*présentée*

A L' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE  
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE 3<sup>eme</sup> CYCLE**

*par*

**Abdelkader BOUCHAKOUR**

RECHERCHE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS VECTORIELS  
PAR DES NEUTRINOS  $\nu_{\mu}$  DANS GARGAMELLE

*Soutenue le 24 Novembre 1980 devant la Commission d'Examen*

**MM. P.CHEVALLIER**

**J.LEITE LOPES**

**M.PATY**

**Mme M.K.GAILLARD**

**M. P.MUSSET**

*Président*

*Examineurs*

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES  
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHES CNRS ET INSERM

Président	Professeur	F.MARCOUX
Vice-Présidents	Professeur	J.H.WEIL
	Professeur	Ph.ROPARTZ
Présidents Honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

**E.R. DES SCIENCES MÉDICALES**

<b>E.R. des Sciences Médicales</b>	:	Directeur	<b>Marc DORNER</b>
<b>E.R. des Sciences Biomédicales</b>	:	Directeur	<b>André KIRN</b>

**PROFESSEURS HONORAIRES** : J.CALLOT - J.CLAVERT - Fr.ISCH.

**PROFESSEURS HONORAIRES** : J.BENOIT - J.CALLOT - E.FORSTER - G.GREINER - Ch.GROSS - A.JUNG - Ch.KAYSER - P.MANDEL - METZGER - J.NORDMANN - A.ROHMER - F.SCHMID - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - J.STAHL - J.VEDRINE - P.VINTEMBERGER - WARTER - G.WINCKLER

**PROFESSEURS**

ADLOFF	Chirurgie générale	J. GRENIER	Chir.Gén.Serv.de Consult.	J. MEHL	Médecine du Travail
APROSIO	Anatomie normale	J. HERAN	Ext.et d'Investig. Chir	B. METZ	Physiologie appliquée
ARON	Histologie	L. HOLLENDER	Pathologie expérimentale	R. MINCK	Bactér. Virol.Immunol.Générale
ASCH	Rhumatologie	Fr. ISCH	Chir.Digest.et Gle-Serv.Chir.Gle III	P. MULLER	Clin.Gynécol.et Obstétr. II
BASSET	Clin.Derm.et Syphiligr.	L. ISRAEL	Réed.Fonct.et Electromyogr.	E. PHILIPPE	Anatomie Pathologique
BATZENSCHLAGER	Anat.Pathologique	H. JAHN	Clin. Psychiatrique	R. RENAUD	Gynécologie
BEYER	Clin.Pédiat.et Puéric.I	J. JUIF	Néphrologie et Hémodialyse	E. ROEGEL	Pneumo-Phthisiologie
BLOCH	Electroradiologie	Th. KAMMERER	Pédiat. et Puériculture	F. ROHMER	Clin. Neurologique
BLOCH	Pharmacologie	P. KARLI	Clin. Psychiatrique	J. RUCH	Biologie Médicale
BOCKEL	Clin.Médicale B	B. KELLER	Neurophysiologie	Y. RUMPLER	Embryologie
BOLLACK	Chir.Urol.(Pav.Chir.A)	I. KEMPF	Gyn. et Obstétrique II	A. SACREZ	Cardiologie
BRINI	Clin.Ophthalmologique	R. KIENY	Orth. et Traumatologie	G. SCHAFF	Physiologie
BRONNER	Clin.Ophthalmologique	A. KIRN	Path. et Clin. SémioI. Chirurgicales	E. SCHVINGT	Orthopéd. et Traumatol
BUCK	Clin.Chir.des Enfants	J.G.KORITKE	Virologie	J. SCHWARTZ	Pharm. et Méd. Expérim
BURGHARD	Pneumo-Phthisiologie	M. KREMER	Anatomie normale	A. SIBILLY	Urgence et Policlinique
CHAMBRON	Chimie biologique	J. LAVILLAUREIX	Parasit. et Pathol. Tropicale	L. SINGER	Clin. Psychiatrique
CHAMBRON	Physique biologique	Y. LEGAL	Méd. Prév. et Hygiène	F. STEPHAN	Pathol.Gén.et Expérim
CHAMPY	Stom.et Chir.Max.Faciale	J.M.LEVY	Anatomie Pathologique	D. STORCK	Clin. Médicale A
CHAMMONT	Méd. Légale et Sociale	J.M.MANTZ	Institut de Puériculture	G. VINCENDON	Chimie Biologique
CLAVERT	Embr.et Morph.Expér.	F. MARCOUX	Réanimation Médicale	R. VOEGTLIN	Thérapeutique (cardiol.
CONRAUX	Clin.Oto Rhino Laryng.	J. MARESCAUX	Médecine du Travail	A. WACKENHEIM	Electro-Radiologie
DORNER	Clin.Médicale B	Ch. MARX	Histologie	P. WARTER	Electro-Radiologie
EBTINGER	Clin.Psychiatrique	S. MAYER	Physiologie	J.P. WEILL	HydroI.Thérap.et Climatol
GANDAR	Clin.Gynécol.et Obs.I		Hématologie	D. WILLARD	Serv. de Pédiatrie IV
GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie			J.P. WITZ	Chirurgie Thoracique

**PROFESSEUR ASSOCIÉ** : F. DEFEUDIS (Biochimie)

**PROFESSEURS CONVENTIONNÉS** : A. PETROVIC (Physiologie) - E. WEIL (Toxicologie industrielle)

**MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS :**

BABIN	Orthopédie et traumat. I	A. JAEGER	Réanimation Médicale	G. MORAND	Chirurgie Thoracique
BAREISS	Médecine Interne	M. JESEL	Réeduc. Fonctionnelle	F. OBERLING	Clin. des Maladies du Sang
BOURJAT	Electro-Radiologie	P. KEHR	Orthop. et Traumatologie	J.C. OTTENI	Anesthésiologie
BRECHENMACHER	Cardiologie	R. KEILING	Cancérologie	G. PAULI	Pneumo-Phthisiologie
V.BROCHARD	Clin. Médicale B	F. KEMPF	Electro-Radiologie	P. REVILLE	Endocrin.Métabol et Nutrition
BUCHHEIT	Neurochirurgie	J. KEMPF	Chimie Biologique	P. REYS	Chirurgie Générale
COLLARD	Neurologie	T. KIENY	Parasitologie	J. RITTER	Clin.Gynécol et Obstétr.
DELLENBACH	Clin. Gynécologique II	G. KLOTZ	Oto-Rhino-Laryngologie	M. ROOS	Embryologie
EISENMANN	Chir. Cardio-Vasculaire	F. KUNTZMANN	Médecine Interne	P. SAUVAGE	Clin.Chirurg. ds Enfants
FABRE	Histologie	D. KURTZ	Clin. Neurologique	G. SAVA	Chirurgie Générale II
FINCKER	Clin. Médicale	G. LANG	Orthop. et Traumatologie	J.P. SCHIEBER	Physiologie
FLAMENT	Ophthalmologie	J.MLANG	Clin. ds Maladies du Sang	G. SCHLAEDER	Gynécol. et Obstétr. I
GEISERT	Pédiatrie et Puéricult.III	D. MAITROT	Neurochirurgie	H. SICK	Anatomie Normale
GERHARD	Clin.Ophthalmologique	J.L.MANDEL	Chimie Biologique	C. STOLL	Inst. de Puériculture
GROSSHANS	Clin.Dermatologique	J. MARK	Chimie Biologique	J.D.TEMPE	Réanimation Médicale
HABEREY	Physiologie	J. MESSER	Pédiatrie	J. TONGIO	Electro-Radiologie
IMBS	Pharmacologie	G. METHLIN	Physique Biologique	J.P. WALTER	Electro-Radiologie
IMLER	Clin. Médicale B	C. MEYER	Chirurgie Gale III	J.M.WARTER	Neurologie
JAECK	Chirurgie générale	H. MONTEIL	Bactériol. Virologie		

**MAITRES DE CONFÉRENCES CONVENTIONNÉS** : A. MALAN (Physiol. Resp.) J.J. VOGT (Thermophysiology)

**RECTEUR DE RECHERCHE** : A. PETROVIC \* (Physiologie)

**MAITRES DE RECHERCHE :**

R.ELOY *	Endocrinologie	G. LECLERC +	Pharmacologie	J. VELLY +	Pharmacologie
GOMBOS *	Neurochimie	G. REBEL +	Neurochimie	N. VIRMAUX-COLIN+	Neurochimie
HAFFEN-STENGER *	Endocrinologie	R. RECHENMANN *	Biophys. ds Rayonnements	J.J. VOGT +	Thermophysiology
JACOB -	Neurochimie	M. SENSENBRENNER+	Neurochimie	A. WAKSMANN +	Neurochimie

**U.E.R. D'ODONTOLOGIE**

Directeur : **Robert FRANK**

**PROFESSEURS DE GRADE EXCEPTIONNEL :**

M. DOCC Dentisterie Opératoire  
R. FRANK Biol. et Mat. Fondam.

P. KLEVANSKY Parodontologie

J. LITZLER Prothèse

**PROFESSEURS DE PREMIER GRADE :**

M. BASTIAN Prothèse  
A. COMTE Dentisterie Opératoire  
R. HAAG Pathol et Thérap. dent.

J.L. LACOSTE Orthopédie dento-faciale  
M. LANGER Prothèse

P. NICOLAS Pathol. et Thérap. dentaires  
A. SCHLIENGER Prothèse

**PROFESSEURS DE DEUXIEME GRADE :**

C. ALLEMANN Dentisterie Opératoire  
W. BACON Orthopédie dento-faciale  
Ch. BOLENDER Orthopédie dento-faciale  
P.MCAHEN Biol. et Mat. Fondam.

J.P. CHARLIER Orthopédie dento-faciale  
B. KAESS Pathol et Thérap. dentaires  
M. LEIZE Prothèse

J.J. ROTH Parodontologie  
J. SOMMERMATER Pédodontie prévention  
H. TENENBAUM Parodontologie

**U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES**

Directeur **Pierre MÉTAIS**

**DOYENS HONORAIRES :** P. DUQUENOIS - M. HASSELMANN - G. DIRHEIMER

**PROFESSEURS HONORAIRES :** P. CORDIER J.P. EBEL - G. GAZET du CHATELIER - P. JAEGER - R. SARTORY

**PROFESSEURS :**

R. ANTON Pharmacognosie  
R. CARBIENER Botanique  
G. DIRHEIMER Toxicologie  
G. FERARD Chimie Biologique  
A. GAIRARD Physiologie  
D. GERARD Phys. et Biophysique  
M. HASSELMANN Chim. Anal. et Bromatol.  
C. HASSELMANN (dét) Chimie Analytique  
L. JUNG Pharm. Chimique

J.C. KOFFEL Pharm. chimique  
H. LAMI Mathématiques  
Y. LANDRY Pharmacologie  
C. LAPP Chim Gén et Minérale  
P. LAUGEL Chimie Analytique  
G. LAUSTRIAT Physique  
J. MALGRAS Immunologie  
C. MATHIS Pharmacie Galénique  
P. MÉTAIS Biochimie

B. PESSON Parasitologie  
Ph. POINDRON Virologie  
J. SCHREIBER Chim. Organique  
A. STAHL Bioch. Pharmaceutique  
A. STAMM Pharmacie Galénique  
J.C. STOCLET Pharmacodynamie  
D. VIDON Bactériologie  
C.G. WERMUTH Chimie Organique

**PROFESSEUR CONVENTIONNÉ :** B. ROTH-SCHECHTER (Pharmacodynamie)

**MAITRE DE RECHERCHE :** I.N.S.E.R.M. : J. BIETH (Enzymologie) - C.N.R.S. : G. KEITH (Chimie Biologique)

**U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES**

**U.E.R. de Géographie**

Directeur : **Pierre MICHEL**

**U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement**

Directeur : **Bruno WILL**

**PROFESSEUR HONORAIRE :** Et. JUILLARD

**PROFESSEURS :**

P. MICHEL Géographie  
A. MOLES Psychologie sociale  
H. NONN Géographie

R. RAYNAL Géographie  
H. REYMOND Géographie  
R. SCHWAB Géographie

A. TABOURET-KELLER Psychologie  
M. TARDY Psycho-Pédagogie  
J. TRICART Géographie

**DIRECTEUR DE RECHERCHE C.N.R.S. :** S. RIMBERT (Géographie)

**U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES**

Directeur **Rodolphe DOS SANTOS FERREIRA**

**DOYENS HONORAIRES :** P. CHAMLEY - J.P. FITOUSSI

**PROFESSEUR HONORAIRE :** P.L. REYNAUD

**PROFESSEURS :**

Ph. ARTZNER Mathématiques  
F. BILGER Sc. Économiques  
A. CHABERT Sc. Économiques  
P. CHAMLEY Sc. Économiques

R. DOS SANTOS FERREIRA Sc. Économiques  
J.P. FITOUSSI Sc. Économiques (dét.)  
LAGERARD-VARET Sc. Économiques

G. KOENIG Sc. Économiques  
J.J. OBRECHT Gestion  
J.P. POLLIN Sc. Économiques

**PROFESSEURS ASSOCIÉS :** W. BEAZER - A. LEIJONHUFVUD

**PROFESSEUR CONVENTIONNÉ :** H. CULMANN

**CHARGÉS DE CONFÉRENCES :** R. ERBES - A. LOSSER

## I.E.R. DES SCIENCES EXACTES

**Mathématiques**  
**Sciences Physiques et Chimiques**  
**Sciences de la Matière**  
**Sciences de la Vie et de la Terre**  
**Sciences du Comportement et de l'Environnement**  
**École d'Application des Hauts Polymères**  
**École Nationale Supérieure de Chimie**  
**Observatoire**  
**Physique du Globe**

Directeur : **Xavier FERNIQUE (Par intérim)**  
 Directeur : **Henri BENOIT**  
 Directeur : **Jean José FRIED**  
 Directeur : **Yves BOULANGER**  
 Directeur : **Bruno WILL**  
 Directeur : **Constant WIPPLER**  
 Directeur : **Marc DAIRE**  
 Directeur : **Alphonse FLORSCH**  
 Directeur : **Roland SCHLICH**

**PROFESSEURS HONORAIRES :** P. LACROUTE - J.H. VIVIEN - G. MILLOT

**PROFESSEURS HONORAIRES :** J. BRENET - J. BYE - H. CARTAN - C. CHABAUTY - A. CHRETIEN - J. DENY - Mlle S. GILLET - S. GORODETZKY  
 J. HOCART - P. JOLY - P. LACROUTE - R. LECOLAZET - G. LEMEE - P. L'HERITIER - A. LICHNEROWICZ - A. MAILLARD - L. NEEL - J. PARROD  
 J. ROHMER - J.P. ROTHÉ - L. SACKMANN - Ch. SADRON - H. SAUCIER - F. STUTINSKY - H. VILLAT - Et. WOLFF

**MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE :** R. WEIL

### PROFESSEURS

P. ADLOFF	Chimie Nucléaire	J. FARAUT	Mathématiques	M. MIGNOTTE	Informatique
J. ARMBRUSTER	Physique	P. FEDERLIN	Chimie	G. MILLOT	Géol. et Paléontologie
J. AVANISSIAN	Analyse supérieure	P. FELTZ	Physiol. Animale	G. MONSONEGO	Physique théorique
J. BARBANÇON	Mathématiques	X. FERNIQUE	Mathématiques	B. MORIN	Mathématiques I
J. BECKER	Phys. Mathémat.	J.G. FISCHER	Chimie	G. OURISSON	Chimie
J. BEFORT (dét)	Biochimie	D. FOATA	Mathématiques	J.P. RAMIS	Math. générales
J. BENEZRA	Dermato-Chimie	E. FOLLENIUS	Zoologie	G. REEB	Topologie
J. BENOIT	Physicochim. Macrom.	J.J. FRIED	Méc. ds Fluides	Ph. RICHARD	Physiol. animale
J. BENVENISTE	Physiologie végétale	D. FROELICH	Chim. Gén. Chim. Phys.	J.J. RIEHL	Chimie
J. BERNARD	Méth. Math de la Phys.	A. FUCHS	Mécan. rationnelle	C. ROBERT	Physique
J. BERNIER	Chimie Générale	A. GAGNIEU	Botanique	A. ROCHE	Physique du Globe
J. BONNIN	Géoph. interne	J.C. GALL	Géologie	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J. BOULANGER	Chimie biologique	A. GALLMANN	Physique	J. ROUX	Botanique
J. BOUTOT	Mathématiques	F. GAUTIER	Physique	F. SCHALLER	Biologie générale
J. BRINI	Chimie	R. GERARD	Mathématiques	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
J. BROSSAS	Chimie macromol.	G. GLAESER	Mathématiques	A. SCHMITT	Physique
J. BURGGRAF	Minéralogie	C. GODBILLON	Mathématiques	J.P. SCHWING	Chimie
J. BURNAGE	Mécan. ds Fluides	M. GOUNOT	Botanique	M.J. SCHWING	Chimie Physique
J. CERF	Physique générale	M. GROSSMANN	Physique	M. SIESKIND	Physique
J. CHARTIER	Chimie	M. GROSS	Chimie	G. SOLLADIE	Chimie organique
J. CHEVALLIER	Physique	L. HIRTH	Microbiologie	J. SOMMER	Chimie appliquée
J. CLAUSS	Chimie	C. JASCHEK	Astronomie	G. SUTTER	Phys. Électronique
J. COCHE	Physique nucléaire	J.P. JOUANOLOU	Mathématiques	Ch. TANELIAN	Chimie
J. DAIRE	Chim. Phys. Ind. et Scds Mat.	T. JUTEAU	Minéralogie	J. TERRISSE	Chimie
J. DANAN	Phys. Atom. et Phys. du Solide	R. KIRSCH	Zoologie	J.J. THIEBOLD	Biologie animale
J. DANIEL	Phys. expérimentale	F. LACROUTE	Biologie végétale	D. VIAUD	Mathématiques
J. DAUNE	Biophysique	J.C. LAFON	Inform. Appl.	J.H. VIVIEN	Zool. et Embryol. Expérim.
J. DEHAND	Chimie générale	G. LEBEURIER	Microbiologie	R. VOLTZ	Physique théorique
J. DELUZARCHE	Chimie	J. LEITE-LOPES	Phys. nucl. et corpusc.	J.H. WEIL	Chimie biologique
J. DUNOYER de		M. LEROY	Chimie	G. WEILL	Physique
J. SEGONZAC	Géologie	J. LUCAS	Géologie	R. WEISS	Chimie
J. DURANTON	Botanique	D. MAGNAC	Physique	PL. WENDEL	Physique
J. EBEL	Chim. Biologique	J. MARTINET	Mathématiques	B. WILL	Psycho-physiologie
J. EBERHART	Minéralogie	P. MIALHE	Physiol. animale	C. WIPPLER	Physicochim. des Hts Polym.
J. ERN	Physique	A. MICHARD	Géologie	J. WUCHER	Physique
				B. WURTZ	Chimie biologique

**PROFESSEUR ADJOINT :** J. SITTLER (Géologie)

### PROFESSEURS ASSOCIÉS :

J. BANDERET	E.A.H.P.	R. DUCKETT	Chimie EAHP	J. OSBORN	Chimie minérale
J. BOURROUILH	Géophysique	R. HOLMES	Chimie	C. SAVOY	Physique
J. BUCHANAN	Chimie	J. HONNOREZ	Géologie	Y. SIBUYA	Mathématiques
J. BUDNICK	Physique	P. MARGARETHA	Chimie	L. WILLIAMS	Biochimie
J. CONSTANTIN	Chimie	T. MIZOGUCHI	Physique	S. WILLIAMSON	Mathématiques

**PROFESSEURS CONVENTIONNÉS :** P. BOUVEROT (Physiologie respiratoire) - P. DEJOURS (Physiologie respiratoire)

**ASTRONOME ADJOINT :** A. FLORSCH (Astronomie)

### RECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S. :

J. BIELLMANN	Chimie	J. MEYER	Botanique
J. BOUVEROT	Physiologie respiratoire	A. PORTE	Biologie cellulaire
J. DEJOURS	Physiologie respiratoire	P. REMPP	Physicochimie macromoléculaire
J. KNIPPER	Physique nucléaire et corpusculaire	R. SCHLICH	Géophysique marine
J. KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	A. SKOULIOS	Physicochimie macromoléculaire
J. MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	M. VAN REGENMORTEL	Virologie
J. MEYER	Mathématiques	A. VEILLARD	Chimie moléculaire
J.P. MEYER	Physique	A. ZUKER	Physique théorique

**MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. :**

J.ChABBE	Physicochim.ds Interactions et ds Interfaces	G. MAIRE	Chimie
P. ALBRECHT	Chimie	A. MALAN	Physiologie respiratoire
E. ASLANIDES	Physique nucléaire et corpusculaire	E. MARCHAL	Physicoch.Mol et Macromoléculaire
F. BECK	Physique nucléaire et corpusculaire	R. MORAND	Physique nucléaire
G. BECK	Biochimie	D. MORAS	Chimie
J.P. BECK	Physiologie	Th. MULLER	Physique nucléaire et corpusculaire
R. BERTINI	Physique nucléaire	G. MUNSCHY	Physique
M. BONHOMME	Géologie	M. NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
H. BRAUN	Physique nucléaire	A. NICOLAIEFF	Virologie végétale
P. BRAUNSTEIN	Chimie	H. PAQUET	Géologie
M.CCADEVILLE	Physique des Solides	M. PATY	Physique nucléaire et corpusculaire
H. CALLOT	Chimie	Cl. PICOT	Physicochimie macromoléculaire
S. CANDAU	Physique	L. PINCK	Biologie cellulaire
M. CHAMPAGNE	Biophysique	P. POIX	Chimie
J.P. COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	J. POUYET	Biophysique
A. CORET	Physique	B. REES	Chimie
M. CROISSIAUX	Physique nucléaire et corpusculaire	P. REMY	Biochimie
D. DISDIER	Physique nucléaire et corpusculaire	J. RINGEISSEN	Physique
J. DOUBINGER	Géologie	J.P. ROTH (s/Dir.Inst.deRech)	Physicochimie macromoléculaire
A. DURHAM	Virologie	P. SAUVAGE	Chimie
F. DURST	Physiologie Végétale	R. SCHANTZ	Physiologie Végétale
S. EL KOMOSS	Physique	F. SCHEIBLING	Physique nucléaire et corpusculaire
B. FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire	F. SCHUBER	Chimie organique
M. FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	N. SCHULZ	Physique nucléaire et corpusculaire
E. FRANTA	Physicochimie moléculaire	C. SCHWAB	Physique
A. FRIDMANN	Physique corpusculaire	R. SELTZ	Physique nucléaire et corpusculaire
J.MFRIEDT	Physicoch.ds Interactions et ds Interfaces	P. SEFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
Y. GALLOT	Physicochimie macromoléculaire	Cl. SITTLER	Géologie
J.P. GERBER	Phys. Nucl. et corpusculaire	MESTOECKEL	Biologie des Interactions cellulaires
Ph. GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	Cl. STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
JB.GRUN	Physique	M. SUFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
J. HERZ	Physicochimie macromoléculaire	K. TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J. HOFFMANN	Biologie animale	R. VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
G. KAUFMANN	Chimie	P. WAGNER	Physique nucléaire et corpusculaire
B. KOCH	Physiologie	G. WALTER	Physique nucléaire et corpusculaire
E. KOCHANISKY	Struc et dynam.mol.Chimie de coordin.	Fr. WEBER	Géologie
J. LANG	Physicochimie macromoléculaire	J.P. WENIGER	Zoologie
P. LAURENT	Physiologie comparée des régulations	J. WITZ	Biologie cellulaire
Cl. LERAY	Physiologie comparée des régulations	R. WOLFF	Chimie
F. LEYENDECKER	Chimie	R. ZANA	Physicochimie macromoléculaire
A. LLORET	Physique corpusculaire	J.P. ZILLINGER	Physique
B. LOTZ	Physicochimie macromoléculaire	L. ZILLIOX	Mécanique des Fluides
B. LUU	Chimie organique		

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Page
INTRODUCTION :	1
CHAPITRE I : <u>LES CONDITIONS EXPERIMENTALES</u>	3
1) Principe du faisceau	3
2) Détermination du flux des $\nu_{\mu}$	5
3) Système de détection	5
CHAPITRE II : <u>LES DONNEES EXPERIMENTALES</u>	13
1,2) Réactions recherchées. Critères de dépouillement	13
3) Volume d'étude	15
4) Résultats de dépouillement	16
5,6) Mesure des événements. Identification des traces	17
CHAPITRE III : <u>LA DETERMINATION DU LOT D'ANALYSE</u>	21
1,2) Reconstruction cinématique des événements	21
3) Coupures préliminaires	24
4) Lot final	27
CHAPITRE IV : <u>L'INTERPRETATION THEORIQUE DES REACTIONS COHERENTES</u>	29
1) Définition et caractéristiques de la cohérence	29
2) Mécanisme cohérent dans les réactions $\nu_{\mu}$	31
CHAPITRE V : <u>SIMULATION D'UN LOT D'EVENEMENTS COHERENTS</u>	43
1,2) Méthode	43
3) Résultats	48
CHAPITRE VI : <u>ANALYSE DU LOT FINAL DES EVENEMENTS</u>	53
1) Analyse préliminaire	55
2) Analyse des lots $(3\pi)^+$ , $(2\pi)^+$	61
3) Etude des bruits de fond dans $(3\pi)^+$ , $(2\pi)^+$	68
4) Analyse des lots $(2\pi)^{\circ}$ , $(3\pi)^{\circ}$	73
5) Etude des bruits de fond dans $(2\pi)^{\circ}$ , $(3\pi)^{\circ}$	76
6) Résumé de l'analyse et de l'étude des bruits de fond pour les 4 lots	78



CHAPITRE VII : <u>EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES. COMPARAISON</u>	
<u>AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES</u>	81
1,2) Corrections liées aux coupures expérimentales	81
3) Evaluation des sections efficaces. Comparaison avec la théorie, et avec d'autres résultats expérimentaux	83
CONCLUSION :	87
REFERENCES :	89
REMERCIEMENTS :	91

INTRODUCTION

Cette thèse présente les résultats de la recherche de mésons axiaux ( $A_1^+$ ,  $A_1^0$ ) et vectoriels ( $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ) produits dans des réactions élastiques et cohérentes par des neutrinos  $\nu_\mu$  sur des noyaux ( $C^{12}$ ,  $F^{19}$ ,  $Br^{80}$ ) :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + A_1^+ + N \quad (1)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + A_1^0 + N \quad (2)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \rho^+ + N \quad (3)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \rho^0 + N \quad (4)$$

Le détecteur-cible utilisé était la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle. Le faisceau  $\nu_\mu$  celui du SPS au CERN.

Le problème consistait à obtenir des informations sur la nature géométrique et isotopique du courant faible, autrement que par les études faites jusqu'à présent : diffusion profondément inélastique, canaux à  $1\pi$ . Ces dernières ne donnant de telles informations qu'à travers de nombreuses hypothèses théoriques.

L'idée était donc d'exploiter les propriétés des réactions élastiques cohérentes, réf. (I.1) : celles-ci imposant des limitations strictes concernant l'échange de particules entre le champ incident et la cible, l'état final créé doit posséder les mêmes caractéristiques quantiques (spin, isospin) que le champ incident.

Dans notre cas, celui-ci est associé aux bosons intermédiaires virtuels ( $W^+$ ,  $Z^0$ ) qui véhiculent l'interaction faible.

Le spin  $\vec{J}$  et l'isospin  $\vec{T}$  sont bien établis pour les mésons  $A_1$  et  $\rho$  : réf. (I.2). L'observation et la mesure des sections efficaces des réactions (1)-(4) nous renseignent donc directement sur la structure géométrique et isotopique du courant faible.

D'autre part, le modèle  $SU(2) \otimes U(1)$  prédit :

$$\begin{aligned} \sigma(A_1^+) &= 2 \sigma(A_1^0) \\ \sigma(\rho^0) &= \frac{1}{2} (1 - 2 \sin^2 \theta_w)^2 \sigma(\rho^+) \end{aligned} \quad , \text{ réf. (I,3)}$$

L'étude nous offre donc, en principe, une possibilité de mesurer le paramètre  $\sin^2 \theta_w$ .

D'une part, la cohérence demande l'emploi de noyaux. Ceux-ci sont également nécessaires pour l'obtention d'une statistique suffisante vu la faiblesse relative des sections efficaces :  $\sigma_\nu \sim 10^{-37} \text{ cm}^2$ .

D'autre part, l'utilisation de noyaux entraîne des erreurs élevées sur la mesure des impulsions. L'énergie  $E_\nu$  incidente étant inconnue et le recul de la cible n'étant pas observé dans les processus cohérents, nous ne pourrons ajuster cinématiquement les réactions (1)-(4) : cela constitue la difficulté essentielle de cette recherche.

## CHAPITRE I

### LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

#### I.1 PRINCIPE DU FAISCEAU

Les protons accélérés au SPS jusqu'à une impulsion de 350 GeV/c sont dirigés sur une cible de Beryllium. A chaque impulsion, le SPS délivre une moyenne de  $4 \times 10^{12}$  protons. Un système de focalisation, appelé corne magnétique, entourant la cible Be, permet de focaliser les particules secondaires d'un signe donné et de défocaliser celles de signe opposé. Cette sélection dépend uniquement du sens du courant dans la corne magnétique, fig. (I.1) :

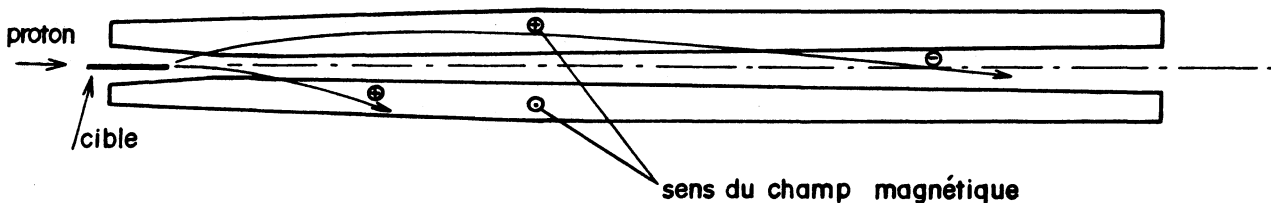


Fig.(I.2): Schéma de principe de la corne magnétique

La focalisation des mésons  $\pi^+$  et  $K^+$  et les désintégrations de ceux-ci fournissent les neutrinos. Au niveau de la cible, des  $\pi^-$  et  $K^-$  sont également créés et lorsqu'ils sont à petits angle par rapport à l'axe de la corne magnétique, ils sont peu dispersés par le champ et restent donc en équilibre avec les  $\pi^+$  et  $K^+$ .

La corne magnétique est suivie par un tunnel de 350 m de longueur, où les mesons  $\pi$  et  $K$  se désintègrent. A cause des longueurs de désintégration des  $\pi$  et  $K$

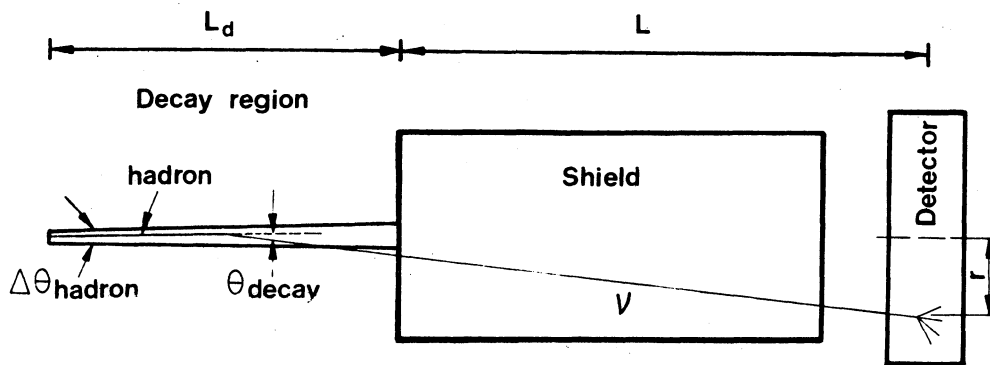
( $L_{\pi} = 56 \times P_{\pi}$  (m),  $L_K = 7.6 \times P_K$  (m) où  $P_{\pi,K}$  désigne l'impulsion (GeV/c))

qui peuvent être supérieures à celles du tunnel, tous les mésons ne se sont pas désintégrés à la sortie. Pour disposer d'un faisceau de neutrinos aussi pur que possible au niveau du détecteur, il faut arrêter tous les hadrons et surtout les muons provenant des  $\pi$  et  $K$ . En vue de cela, on dispose d'un

premier blindage en fer (de  $L = 300$  m) suivi d'un autre en terre ( $L = 100$  m). Les hadrons sont rapidement absorbés dans le fer (2 à 3 m) à cause de leur longueur d'interaction proche de 15 cm. Les muons qui eux ne perdent de l'énergie que par interaction électromagnétique, parcourent plusieurs dizaines de mètres. Cela détermine la longueur du blindage à utiliser.

Dans notre expérience, aucune sélection n'a été faite sur les impulsions des  $\pi$  et K focalisés. De cette manière, l'intensité du flux obtenu est maximale. Le spectre en énergie des neutrinos s'étend de 5 à 210 GeV, avec un maximum de flux à  $\sim 26$  GeV. L'inconvénient est que seule la direction du neutrino est connue: l'angle entre le faisceau et l'axe du détecteur est de 43 milliradians.

Une deuxième version de faisceau consiste à focaliser uniquement les  $\pi$  et K d'impulsion  $P_{\pi,K}$  donnée:



$$\operatorname{tg} \theta_d \approx \theta_d \approx \frac{2r}{(2L + L_d)}$$

$$E_\nu = \frac{M_{\pi,K}^2 - m_\mu^2}{2(E_{\pi,K} - P_{\pi,K} \cos \theta_d)}$$

Le désavantage d'un tel faisceau est sa faible intensité par rapport au premier. (Le rapport des intensités varie de  $10^{-1}$  à  $10^{-3}$  en moyenne).

## I.2 DETERMINATION DU FLUX DES NEUTRINOS

Elle se fait en deux étapes:

La première consiste, par une méthode de Monte-Carlo, à reproduire toutes les conditions de production et de désintégration des  $\pi$  et K, et à tenir compte de tous les dispositifs installés sur leurs trajectoires. La production des  $\pi$  et K s'inspire du modèle thermodynamique de Hagedorn (et al.) réf. (I.1) ajusté aux mesures expérimentales, réf. (I.2). Deux programmes, DISMUNU et NUFLUX, donnant des résultats concordants sont utilisés au CERN.

La deuxième étape part de la mesure du spectre des muons à l'aide de 6 détecteurs électroniques placés dans le blindage ferreux.

L'ajustement des deux déterminations fournit le spectre absolu des neutrinos, fig. (I.2).

L'incertitude sur la normalisation du flux varie suivant le domaine d'énergie considéré. Elle est, en moyenne, de 25% entre 5 et 10 GeV (à cause du flux intense de muons de haute énergie qui saturent les détecteurs, les rendant ainsi "aveugles" à ceux de basse énergie), de 12% entre 10 et 25 GeV, 10% entre 25 et 210 GeV.

## I.3 LE SYSTEME DE DETECTION,

Il se compose de 2 parties:

- A - La chambre à bulles Gargamelle
- B - Les détecteurs électroniques associés.

A - La chambre à bulles, fig. (I.4)

Elle est de forme cylindrique, disposée axialement le long du faisceau ; ses caractéristiques sont:

diamètre $\emptyset$	: 196 cm
longueur L	: 480 cm
volume total V	: 12 m <sup>3</sup>
volume visible VV	: 8 m <sup>3</sup>

Elle est équipée d'un système optique formé de deux rangées de 4 caméras, à objectifs "fish-eye" baignant dans le liquide, et disposées symétriquement le long de deux génératrices du cylindre. L'éclairage est assuré par 19 flashes fixés sur la paroi opposée.

L'angle entre l'axe optique d'une caméra et le plan horizontal est de  $\pm 33^\circ$ .

Fig. (I.2) : Spectre total des  $\nu_\mu$

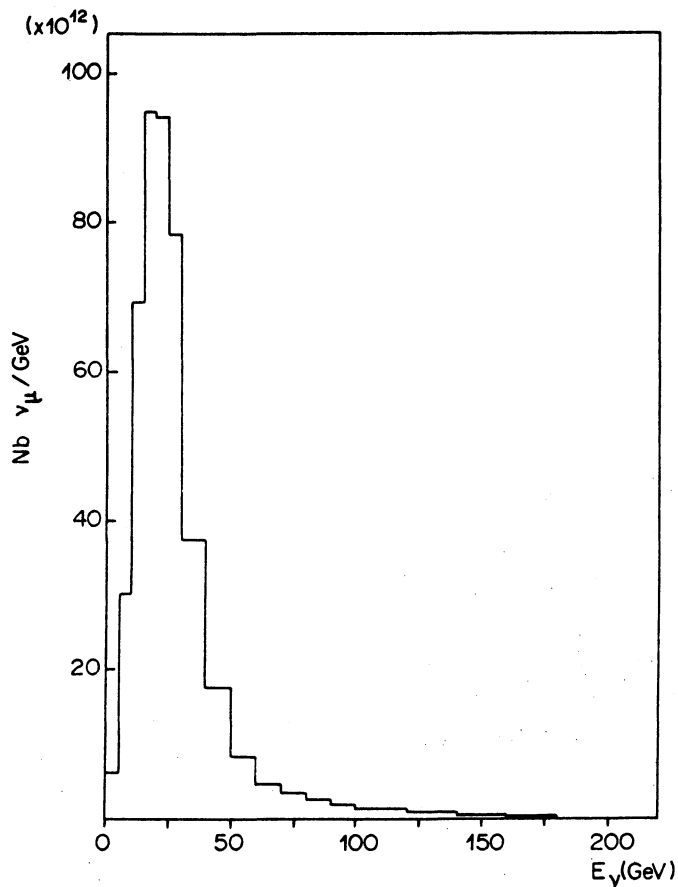
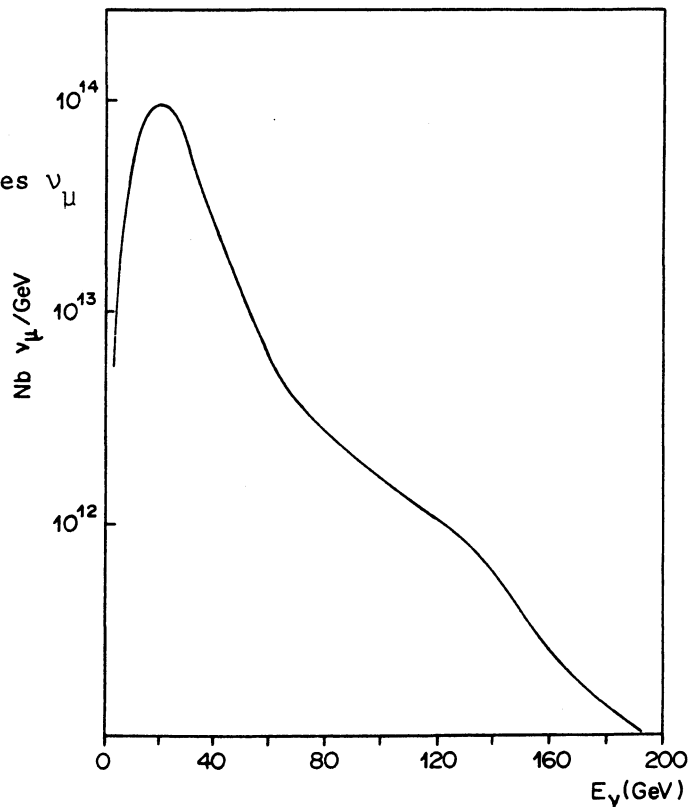


Fig. (I.3) : Spectre des  $\nu_\mu$  pour l'étude des événements cohérents

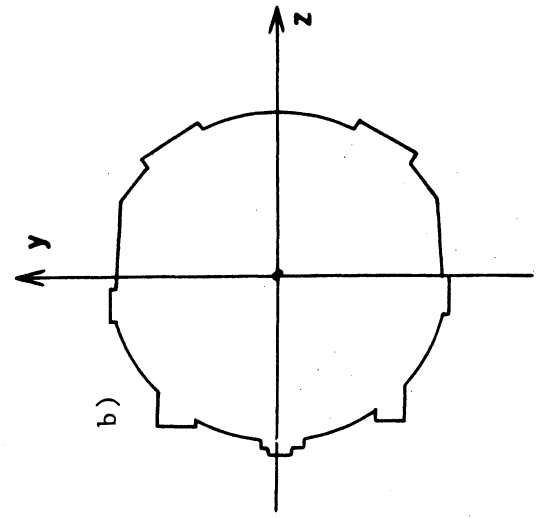
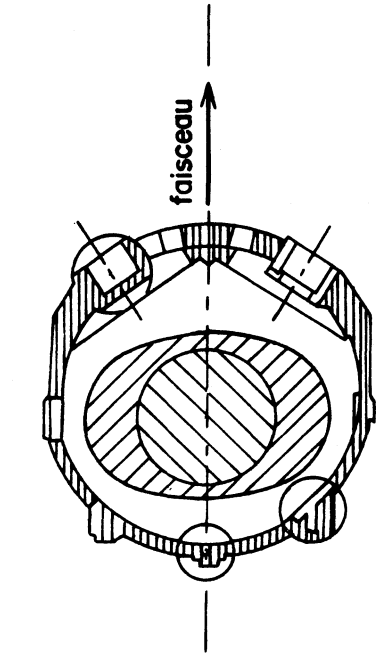
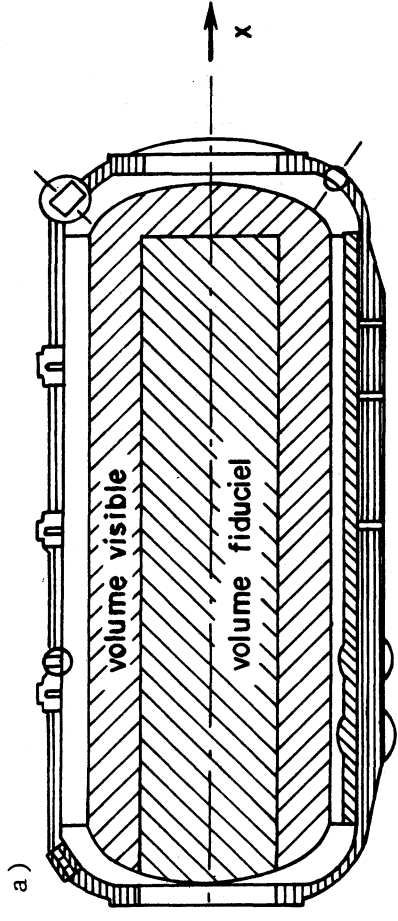


Fig. (I.4) : La chambre à bulles Gargamelle

a) Coupe des volumes visible et fiduciel

b) Système d'axes



Champ magnétique: il est fourni par 2 bobines en cuivre. Ce champ est transversal et sensiblement constant dans tout le volume; son intensité est de 2 Tesla.

Un bloc de fer assure la fermeture des lignes de champ externe et protège la chambre des rayons cosmiques.

Système d'axes: soit O le centre de la chambre. L'axe des x est confondu avec celui de la chambre et dirigé dans le sens du faisceau.  $\vec{Oy}$  est vertical et dirigé vers le haut,  $\vec{Oz}$  vers les caméras, de telle sorte que le repère (Oxyz) est trirectangle et direct. Dans ce système, le faisceau est centré à  $y = 0$ ,  $z = -18$  cm.

La cible: elle est constituée d'un mélange de Propane ( $C_3H_8$ ) et de Fréon ( $CF_3Br$ ).

Ses caractéristiques sont:

- poids total . . . . . 6 tonnes
- pourcentage en poids . . . . . 73.8% pour le propane  
26.2% pour le fréon
- masse volumique . . . . .  $\rho = 0.50 \text{ g/cm}^3$
- longueur de radiation . . . . .  $X_0 = 61.5 \text{ cm}$
- longueur d'interaction (moyenne)  $\Lambda_c = 170 \text{ cm}$

L'avantage d'une telle cible est la possibilité d'obtenir un nombre raisonnable d'interactions, une bonne identification des électrons (90% en moyenne) ainsi que la matérialisation des photons. Par contre, la présence de noyaux ne permet pas de reconstruire de façon précise la cinématique des événements (problèmes de réinteractions, absorptions nucléaires) et limite donc la précision des mesures.

#### B - Les détecteurs électroniques annexes

L'installation de ces détecteurs répond au problème suivant:

il faut être en mesure de distinguer entre les événements avec ou sans muons dans l'état final ; cela revient, en fin de compte, à discriminer entre un hadron ( $\pi, K$ ) et un muon. Le raisonnement est simple: le muon n'interagissant qu'électromagnétiquement avec la matière (ionisation, " $\delta$ -rays"), il y est donc faiblement absorbé: il suffit alors d'installer un absorbeur (du fer, par exemple) derrière la chambre, les hadrons par interaction forte, sont rapidement arrêtés.

Le détecteur EMI répond à cette idée: il comporte deux parties,  
- les chambres à fils proportionnelles  
- le blindage.

Les particules chargées qui sont créées lors d'une interaction neutrino dans la chambre et qui traversent le blindage induisent des avalanches électriques dans les chambres à fils qui s'autodéclenchent. Les signaux créés sont amplifiés et transmis dans une salle de contrôle où ils sont enregistrés.

1) les chambres: au nombre de 16 et disposées dans 2 plans parallèles par 2 groupes de 8. Chaque chambre a une surface de  $3 \times 1 \text{ m}^2$ . La résolution temporelle est de 20 ns, et spatiale (dépendant de la position du point considéré) varie de 0.4 à 1,6 cm. L'efficacité de chaque chambre est de 99%.

2) le blindage: il est en fer et placé entre les 2 plans de chambres à fils. Son épaisseur atteint 160 cm dans la partie centrale de l'EMI et 80 cm sur les bords.

#### Efficacité géométrique de l'EMI:

Elle mesure la probabilité pour qu'un muon créé dans la chambre atteigne les 2 plans de chambres à fils. Elle dépend de la cinématique des événements considérés et surtout de l'énergie du muon. La fig. (I.5) montre cette probabilité, en fonction de l'énergie, dans les événements  $\nu N \rightarrow \mu^- + X$

Deux autres détecteurs, le Compteur Vêto, et le "Picket-Fence", complètent le dispositif électronique autour de la chambre à bulles. Ce sont deux chambres à fils proportionnelles identiques, placées contre le corps de chambre, juste devant et à la sortie de Gargamelle. Leurs résolutions spatiale, temporelle et leur efficacité sont les mêmes que pour les chambres de l'EMI. Les événements sont enregistrés dans des tranches de temps ("Time-slot") de 500 ns (70 à 80 par passage du faisceau). Cette disposition permet de réaliser des anticoincidence entre ces deux détecteurs et donc d'éliminer les événements générés par les hadrons neutres (neutrons,  $K_L^0$ ) eux mêmes créés lors d'une interaction de neutrinos sur les bobines de l'aimant, et les muons qui sont en équilibre avec le faisceau.

La fig. (I.6) montre la disposition de l'EMI, du Compteur Vêto et le "Picket-Fence" autour de la chambre à bulles.

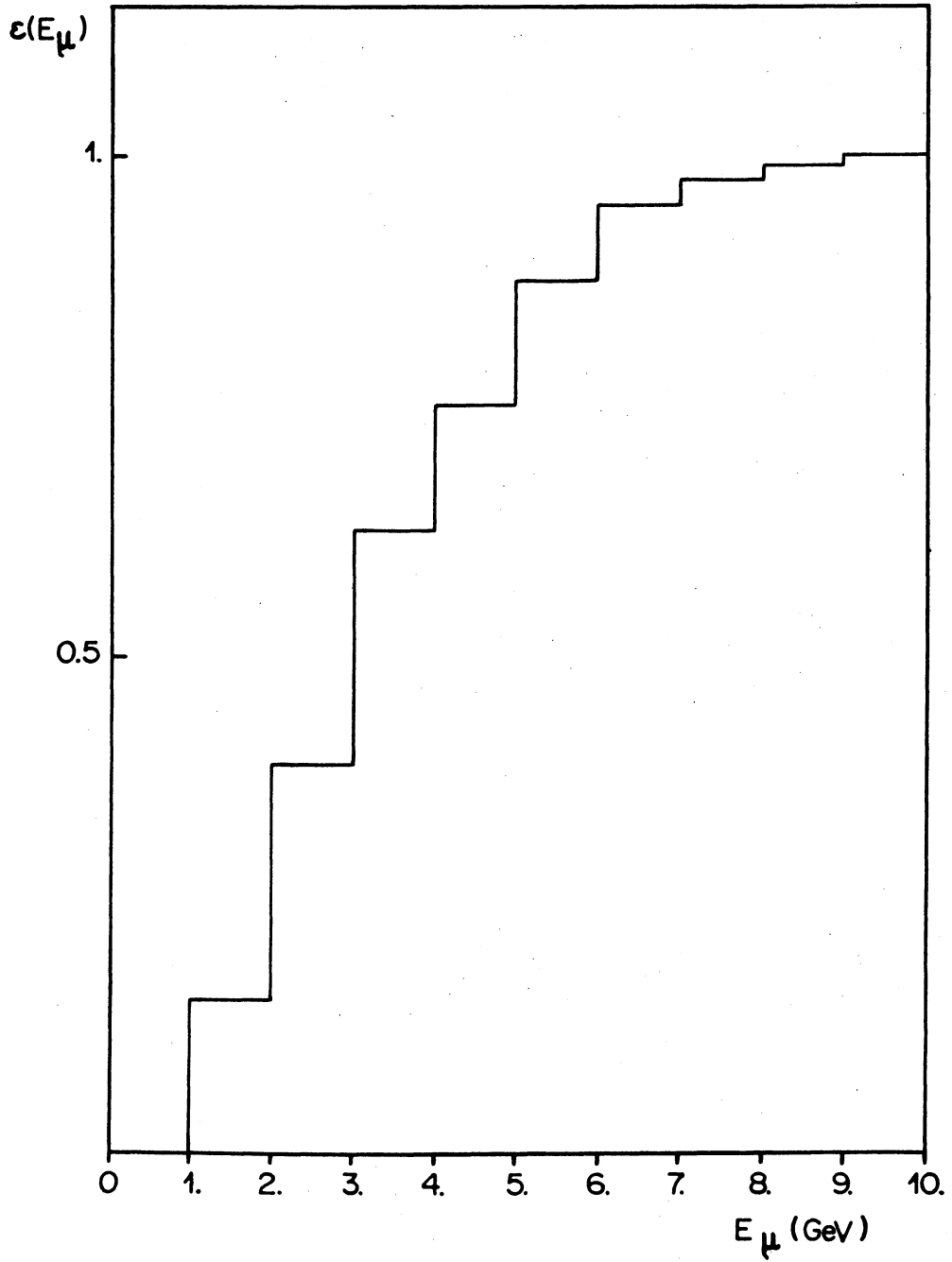


Fig. (I.5) : Efficacité géométrique de l'EMI pour les événements  $\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + X$

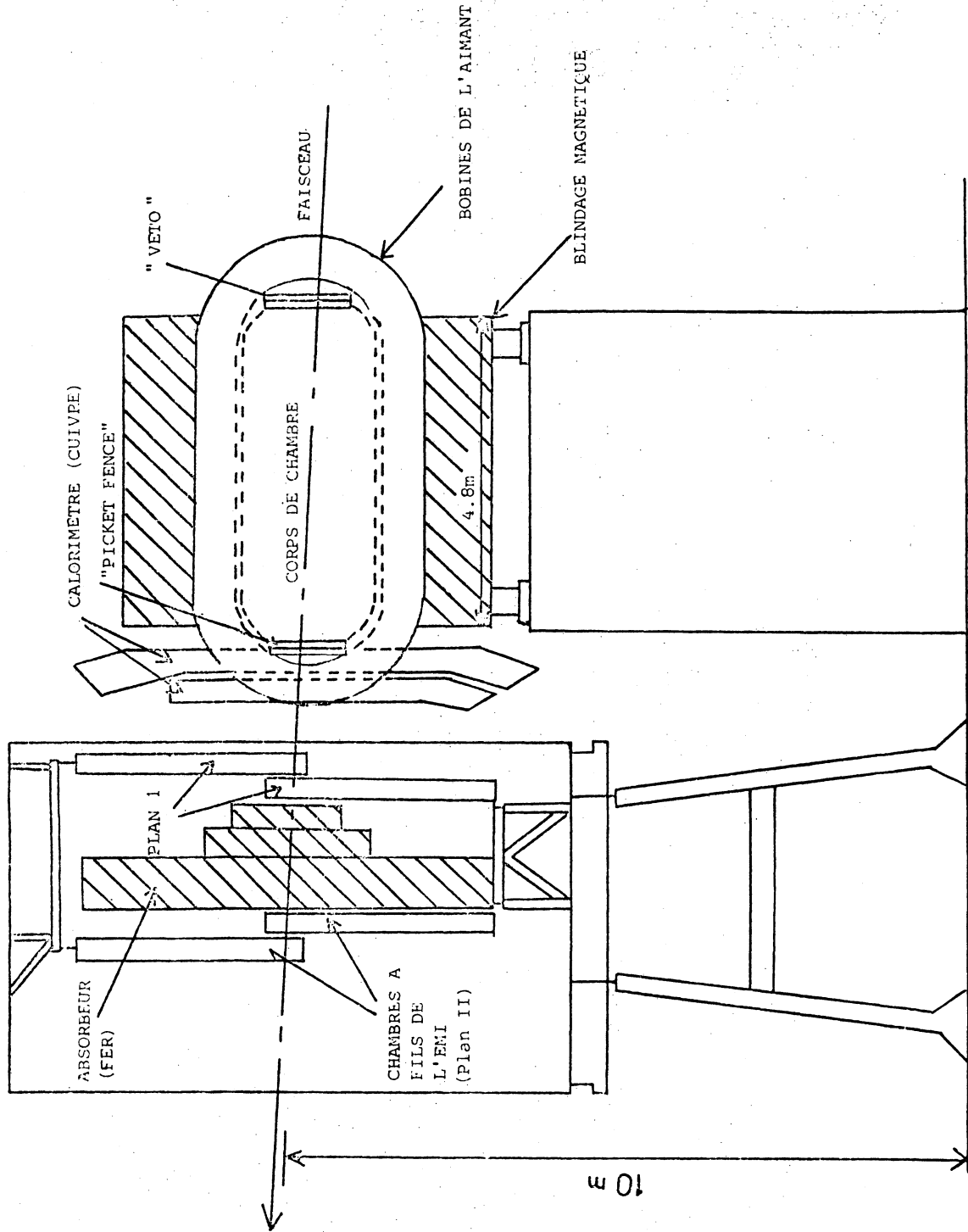


Fig. (I.6) : Disposition de la chambre et des détecteurs électroniques

CHAPITRE II

LES DONNEES EXPERIMENTALES

La prise de données s'est déroulée en deux périodes: la première allant d'octobre à décembre 1977, la seconde d'avril à juillet 1978. Pour cette étude, nous avons obtenu un total de 523 films correspondant à un lot de 380000 photos utiles. Chaque film a été dépouillé 2 fois.

II.1 LES REACTIONS RECHERCHEES

Elles s'écrivent:

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + A_1^{+} + N \quad (1)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + \rho^{+} + N \quad (2)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \rho^{0} + N \quad (3)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + A_1^{0} + N \quad (4)$$

où N désigne un noyau, et  $A_1^{+,0}$ ,  $\rho^{+,0}$  représentent les résonances mésoniques dont les caractéristiques sont énumérées dans le tableau (II.a)

Resonance	Masse (GeV)	Spin Isospin	Parité	Modes de désintégrations
$A_1^{+}$	1.1	1	+	$A_1^{+} \rightarrow \rho^{+} + \pi^{0}$ (50%)
		1		$A_1^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0}$
$\rho^{+}$	0.77	1	-	$A_1^{+} \rightarrow \rho^{0} + \pi^{+}$ (50%)
		1		$A_1^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$
$A_1^{0}$	1.1	1	+	$\rho^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0}$ (100%)
		1		$A_1^{0} \rightarrow \rho^{+} + \pi^{-}$ (50%)
$\rho^{0}$	0.77	1	-	$A_1^{0} \rightarrow \rho^{-} + \pi^{+}$ (50%)
		1		$A_1^{0} \rightarrow \pi^{-} + \pi^{0}$
				$\rho^{0} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$ (100%)

Tableau (II.a) : Caractéristiques des mésons  $A_1^{+}$ ,  $\rho^{+}$ ,  $A_1^{0}$ ,  $\rho^{0}$

Remarque: Le processus  $A_1^0 \rightarrow \rho^0 + \pi^0$  est interdit, car les 2 coefficients de Clebsch-Gordon sont nuls.

Observons que le processus  $A_1^+ \rightarrow \rho^+ + \pi^0$  donne  $2 \pi^0$  dans l'état  
 $\downarrow$   
 $\pi^+ + \pi^0$

final. Parce que la probabilité de matérialisation dans la chambre d'un  $\pi^0$  est de 35% et donc pour  $2 \pi^0$  elle vaut 12.25%, il est préférable de rechercher le processus (1) par la signature  $\rho^0 + \pi^+$  ( $\pi^+ + \pi^- + \pi^+$ ).

Nous sommes en mesure, maintenant, de préciser les règles du dépouillement des données.

## II.2 CRITERES DE DEPOUILLEMENT

Nous appelons candidat  $A_1^+$ ,  $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ,  $A_1^0$ , toute topologie correspond respectivement à la réaction (1), (2), (3), (4). Les critères de candidatures portent sur le nombre total de traces, leur signe et le nombre de gammas. Ils sont reproduits par le tableau suivant:

Candidat	Total traces chargées	total des $\gamma$	total chargées +	total chargées -
$A_1^+$	4	0	2	2
$\rho^+$	2	2	1	1
$\rho^0$	2	0	1	1
$A_1^0$	2	2	1	1

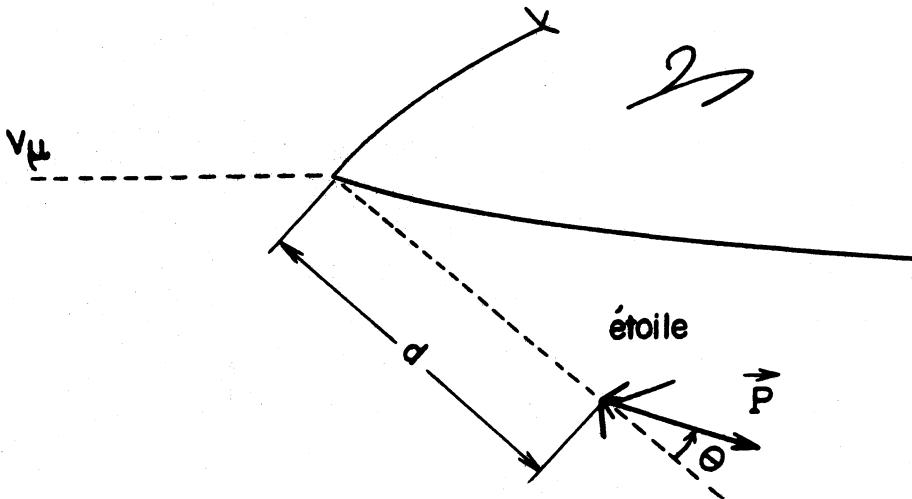
Pour les candidats  $A_1^+$  et  $\rho^+$ , nous exigeons qu'une trace négative quitte la chambre sans interagir (candidat muon). En plus, pour avoir une bonne mesurabilité et une bonne identification des traces, nous demandons qu'aucune d'elle n'interagisse avant 10 cm (longueur projetée sur table, ce qui correspond, en moyenne, à 35 cm dans l'espace).

Les gammas doivent pointer au vertex.

Nous verrons au chapitre (IV.2.C), que la cohérence limite sévèrement le transfert d'impulsion  $|\vec{p}'_c|$  au noyau-cible :  $|\vec{p}'_c| < 130$  MeV. Dans de telles réactions, nous ne devons observer aucune excitation et, en particulier, aucune brisure de noyau. Cette considération nous a amené à demander à ce que les candidats ne comportent aucun proton reconnu (soit à l'arrêt, soit d'évaporation).

D'autre part, il arrive que dans certains clichés, il puisse y avoir plusieurs interactions ayant des origines différentes. Chacune d'elles peut être due soit à un neutrino distinct, soit à un neutron émis lors d'une interaction neutrino dans la chambre ("étoile de neutron") ou sur le blindage. Cette situation pose le problème d'association d'interactions. Nous avons défini comme associés deux événements si l'étoile pointe sur le vertex situé en amont, c'est-à-dire:

- l'angle ( $\theta$ ) entre l'impulsion résultante de l'étoile et sa ligne de vol est inférieur à  $20^\circ$ ;
- la distance projetée ( $d$ ) entre les 2 vertex est inférieure à 20 cm ; soit  $\langle d \rangle \approx 0.4 \Lambda_c$ ,  $\Lambda_c$  longueur de collision inélastique dans la chambre.

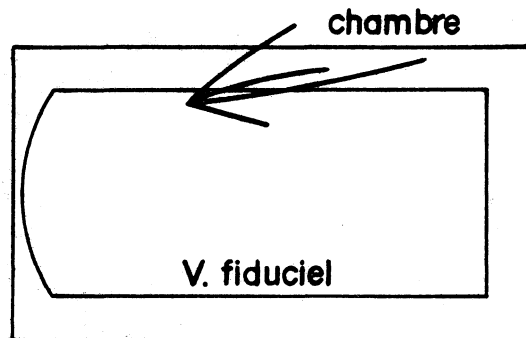


### II.3 DEFINITION DU VOLUME FIDUCIEL

Dans notre étude, nous avons choisi de travailler dans un volume de la chambre qui nous permette d'avoir:

- un nombre suffisant d'événements neutrinos;
- une bonne mesure des traces et leur identification;
- un bruit de fond aussi réduit que possible.

La première condition demande un grand volume, et les 2 autres, au contraire en demandent un qui soit réduit. (En effet dans le 2ème cas, la distribution des événements neutrinos étant partout uniforme dans la chambre, une interaction située au bord du volume aura une mauvaise précision de mesure parce que les traces auront une courte longueur mesurable).



Le compromis entre ces 3 exigences nous a conduit au volume suivant: il est défini, pour des vertex des événements, par un cylindre elliptique d'une parallèle à  $\vec{Ox}$ , limité par un demi-ellipsoïde du côté entrée du faisceau et par un plan à  $x = 160$  cm du côté sortie de la chambre.

Les caractéristiques de ce volume sont:

- Pour le cylindre: - centre  $x = 0, y = 0, z = -18$  cm
  - $-160 \text{ cm} \leq x \leq +160 \text{ cm}$
  - $\frac{1}{2}$  grand axe de l'ellipse: 75 cm
  - $\frac{1}{2}$  petit axe de l'ellipse: 60 cm
- Pour le  $\frac{1}{2}$  ellipsoïde:
  - centre  $x = -160 \text{ cm}, y = 0, z = -18 \text{ cm}$
  - $\frac{1}{2}$  axe suivant OX: 60 cm
  - $\frac{1}{2}$  axe suivant OY: 75 cm
  - $\frac{1}{2}$  axe suivant OZ: 60 cm
- Volume total:  $5.09 \text{ m}^3$ .

#### II.4 RESULTATS ET EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT DES DONNEES

A l'intérieur du volume fiduciel, nous avons trouvé un lot total de 2090 candidats. La répartition par réaction est la suivante:

<u>Candidat</u>	<u>Nombre de candidats</u>
$A_1^+$	489
$\rho^+$	389
$\rho^0$	971
$A_1^0$	241



Efficacité de dépouillement: Elle est évaluée à partir des nombres de candidats notés lors des 1er et 2ème dépouillement.

Candidat	Efficacité
$A_1^+$	$0.98 \pm 0.01$
$\rho^+$	$0.99 \pm 0.01$
$\rho^0$	$0.94 \pm 0.01$
$A_1^0$	$0.98 \pm 0.01$

## II.5 LA MESURE DES EVENEMENTS

Elle se fait sur des tables reliées à un ordinateur par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Chaque table comprend:

- un système de projection constitué de 2 rangées de 4 optiques (grandissement: 11);
- une platine de mesure qui permet de faire celle-ci directement sur le cliché projeté;
- une console de visualisation, assurant le dialogue direct entre l'operatrice et l'ordinateur.

L'ordinateur, un CDC 3100 (32 K-mots, 24 bits chacun) est relié à 3 unités de bandes magnétiques et à 2 unités de disque.

Un programme de mesure, comprenant tous les critères fixés pour l'expérience, guide l'opératrice tout au long de la procédure de mesure. Les données mesurées sont enregistrées sur disque et traitées en ligne par un programme de reconstruction géométrique dans l'espace: les résultats de la mesure de chaque trace (impulsion, angles de dip et d'azimuth, et leurs précisions) sont visualisés sur l'écran. Cette disposition permet à l'opératrice de procéder, éventuellement, à la remesure d'une trace incorrectement traitée. Une fois l'événement entièrement mesuré, les données le concernant sont transférées sur une bande magnétique.

Ultérieurement, un programme de Géométrie (NUGEOM) plus élaboré, traite l'ensemble des données. Ce programme permet de calculer les quantités correspondantes à chaque trace: impulsion-énergie pour différentes hypothèses de masse ainsi que leur vraisemblance en tenant compte de la diffusion coulombienne et du Brehmsstrahlung. Les gammas

sont reconstruits à partir des traces  $e^+e^-$  et leur probabilité de pointer au vertex est déterminée.

Les résultats de la Géométrie sont ensuite traités par le programme EMI. Cette opération consiste à extrapoler les traces quittant la chambre vers l'EMI et à leur associer des points d'impacts. Le programme EMI compare les points prédits avec ceux réellement enregistrés et calcule la vraisemblance dans l'hypothèse d'association.

Les caractéristiques essentielles de chaque événement sont par la suite, mises sur bande magnétique et analysées.

Précision des mesures:

- Pour des traces qui s'arrêtent dans la chambre, l'impulsion est déterminée par le parcours. L'erreur est de 2% et provient essentiellement de l'incertitude sur la longueur et du "stragglings".

- Pour les traces sortantes ou qui interagissent, la précision sur l'impulsion varie de 5% à 15%. L'incertitude est due aux erreurs de pointé et à la diffusion multiple.

- Les points sont connus avec une incertitude de  $\langle \Delta x \rangle = \langle \Delta y \rangle \approx 0.5$  à  $1$  mm  
 $\langle \Delta z \rangle \approx 1$  à  $2$  mm

- L'erreur sur les angles est de  $\langle \Delta \lambda \rangle = \langle \Delta \phi \rangle = 1$  à  $2$  mrad

L'incertitude moyenne sur l'énergie des gammas est de 25%.

## II.6 IDENTIFICATION DES TRACES

Les réactions recherchées étant exclusives, la reconnaissance des différentes traces est essentielle ici.

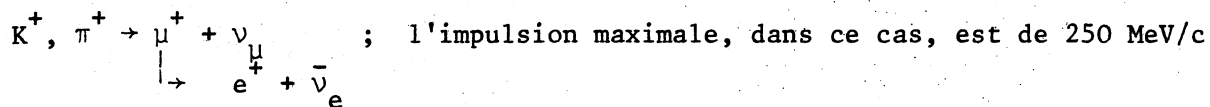
- cas des  $\pi^0$ : ils sont reconnus par leur désintégration en 2 gammas pointant au vertex de l'événement.

- cas des traces chargées positives:

- les protons sont reconnus s'ils s'arrêtent dans la chambre; dans ce cas, leur impulsion est inférieure à 800 MeV/c;

- la loi moment-parcours permet, pour les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV, de séparer  $\pi$  et protons;

- les  $\pi^+$  et  $K^+$  sont identifiés par leur désintégration à l'arrêt:



pour le  $\pi^+$ , 400 MeV/c pour le  $K^+$ .

Afin d'augmenter notre lot de traces identifiées, nous avons décidé de regarder, sur table, tous les candidats ayant au moins une trace positive d'impulsion inférieure ou égale à 3 GeV/c. (Au delà de cette impulsion, il est impossible de lever l'ambiguïté entre proton,  $\pi^+$  et  $K^+$  dans la chambre). La méthode consiste dans l'observation de rayons deltas sur cette (ou ces) trace(s).

Principe de la méthode:

L'énergie maximale transférée à un électron du cortège atomique par une particule chargée de masse M et d'impulsion p est:

$$E_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + M^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + M^2}}$$

$$\approx 2m_e \left(\frac{p}{M}\right)^2, \quad m_e = \text{masse de l'électron.}$$

- on voit que  $\frac{E_{\max}(\pi)}{E_{\max}(\text{proton})} \approx 46$  à une impulsion p fixée.

- Le nombre de deltas  $\eta(\ell)$  sur une longueur  $\ell$  s'écrit :

$$\eta(\ell) = \frac{K\ell}{\beta^2} \left[ \frac{1}{E_{\min}} - \frac{1}{E_{\max}} \left( 1 + \beta^2 \log \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right) \right]$$

où  $\beta = \frac{p}{E}$ , E est l'énergie de la particule de masse M

K est une constante du milieu

$E_{\min}$  est l'énergie minimale des deltas.

Le rayon de courbure R est relié à l'énergie  $E_{\max}$  grâce à la formule:

$$R = \frac{1}{0.3 \times B} \times \sqrt{E_{\max} (E_{\max} + 2m_e)}$$

R (cm), B champ magnétique (KGauss),  $E_{\max}$  et  $m_e$  en MeV. Par exemple, si  $E_{\max} = 4$  MeV, on obtient:

$$R = 0.7 \text{ cm (espace) soit } R \approx 2.1 \text{ mm (projeté sur table).}$$

Ainsi donc, connaissant le rayon de courbure du delta et donc son énergie, on peut tester si cette dernière peut provenir d'un proton. Avec cette méthode, nous avons pu obtenir un taux de 35% de traces identifiées comme  $\pi^+$ . Donc nous n'identifions un  $\pi^+$  que dans un cas sur trois.

- Cas des traces chargées négatives:

Est appelée  $\mu^-$  toute trace négative qui quitte la chambre, atteint les 2 plans de l'EMI et dont le  $\chi^2$  d'association (entre les points d'impact prédits et ceux enregistrés) est  $\chi^2 < 20$ . Cette exigence réalise la séparation courant chargé - courant neutre.

Les  $\pi^-$  peuvent être reconnus par la capture nucléaire jusqu'à  $p_{\pi^-} = 250$  MeV. Au-delà de cette limite, nous faisons l'hypothèse que toute trace négative autre que le  $\mu^-$  est un  $\pi^-$ .

CHAPITRE III

DETERMINATION DU LOT FINAL DES CANDIDATS

Avant d'analyser nos événements, nous avons procédé à des coupures sur ceux-ci. Cela nous permet d'obtenir des lots cinématiquement propres pour les candidats  $A_1^+$  et  $\rho^+$  ; pour les neutres  $\rho^0$  et  $A_1^0$ , une coupure sur l'énergie hadronique totale est faite pour réduire les bruits de fond dus aux neutrons.

III.1 CINEMATIQUE, fig. (III.1)

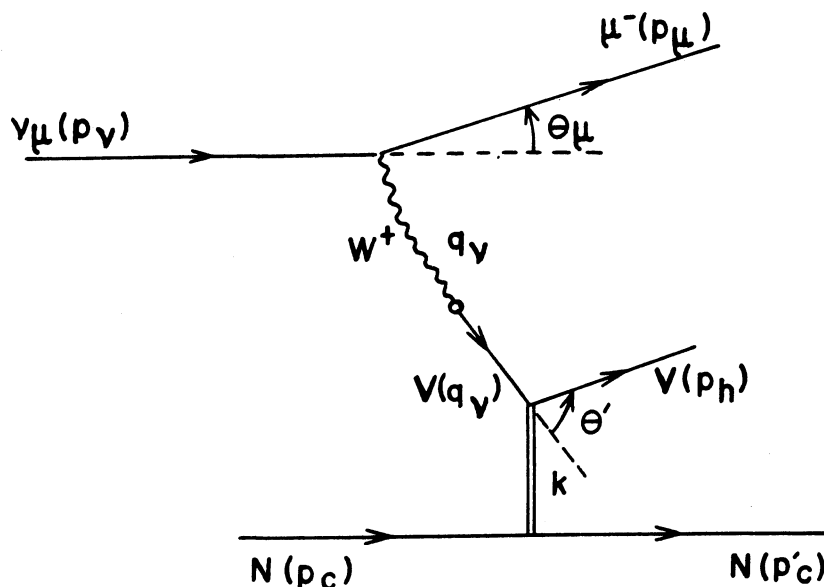


Fig.(III.1): Graphe de la réaction cohérente  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^-(\nu_\mu) + V^+(V^0) + N$

Soient  $(p^\nu, p'^\nu, p_c, p'_c, p_h)$  les quadri-impulsions du neutrino incident, lepton diffusé ( $\nu_\mu$  ou  $\mu^-$ ), noyau-cible dans l'état initial et final, du méson vectoriel V créé. Nous définissons les quantités suivantes:

$\nu = E_\nu - E'$ , Energie totale des hadrons,  $E'$  énergie du lepton diffusé;

$y = \nu/E_\nu$ , variable d'inélasticité;

$Q^2 = -(p_\nu - p'_\nu)^2 = 4 E_\nu E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$ , le carré du moment transféré des leptons aux hadrons;

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ , variable d'échelle, M masse du noyau-cible;

$t = - (p_c - p'_c)^2$ , variable de la diffraction, carré du moment transféré des hadrons au noyau-cible;

$\Phi = (\vec{y}_n, \vec{y}_L)$ , angle entre les plans leptonique et hadronique

$$\vec{y}_H = \frac{\vec{q} \wedge \vec{p}_h}{|\vec{q} \wedge \vec{p}_h|}$$

$$\vec{y}_L = \frac{\vec{p}_\nu \wedge \vec{p}'_\nu}{|\vec{p}_\nu \wedge \vec{p}'_\nu|}$$

Si l'on omet la polarisation des particules dans l'état final, la cinématique des processus recherchés dépend de 5 quantités:  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$ ,  $t$  et  $\Phi$ .

### III.2 RECONSTRUCTION CINEMATIQUE DES EVENEMENTS

Le  $\pi^0$  est reconstruit à partir de la paire de gammas par un ajustement cinématique à 3 contraintes: les 2 directions de gammas et la masse  $m_{\gamma\gamma}$  telle que  $m_{\gamma\gamma} = m_\pi (= 139.4 \text{ MeV})$ . Cette procédure redétermine l'énergie, l'impulsion de la paire donc l'impulsion-énergie du  $\pi^0$ , et calcule la probabilité du  $\chi^2$ ,  $P(\chi^2)$  du  $\pi^0$ .

La direction du  $\nu_\mu$  incident est connue à  $10^{-3}$  rad près. L'énergie du neutrino est évaluée par sommation sur celle du lepton et des mésons, et sera appelée  $E_{vis}$ .

$E_{vis}$  est bien déterminée pour les candidats  $A^+$  et  $\rho^+$ , car le muon dans l'état final est détecté, mais non pour les candidats  $A^0$  et  $\rho^0$ , le neutrino diffusé ne laissant aucune trace visible. Un ajustement cinématique des événements est impossible ici, car le problème présente 4 contraintes mais 7 inconnues ( $E_\nu, \vec{p}'_\nu, \vec{p}'_c$ ).

#### - Définition des quantités cinématiques mesurées:

Dans le cas des candidats  $A^+$  et  $\rho^+$ , nous pouvons écrire la conservation de l'impulsion-énergie dans le système du laboratoire :

$$E_\nu + M = E_\mu + E_h + \frac{(p'_c)^2}{2M} + M \quad (1) \quad M \text{ est la masse du noyau-cible}$$

$$(p_V)_L + 0 = p_{\mu L} + p_{hL} + p'_{cL} \quad (2) \quad \text{conservation de l'impulsion longitudinale du } \nu_\mu;$$

$$(\vec{p}_V)_\perp + \vec{0} = (\vec{p}_\mu)_\perp + (\vec{p}_h)_\perp + (\vec{p}'_c)_\perp \quad (3) \quad \text{conservation de l'impulsion transversale du } \nu_\mu.$$

L'axe longitudinal étant celui du  $\nu_\mu$ . Dans l'hypothèse d'une masse nulle pour le neutrino, on a évidemment  $E_V = |\vec{p}_V|$  et du choix de l'axe qui précède  $E_V = p_{VL}$ .

Nous désignons par  $\vec{P}_\perp$  et  $P_L$  respectivement le moment transversal et longitudinal mesurés

$$\vec{P}_\perp = (\vec{p}_\mu)_\perp + (\vec{p}_h)_\perp, \quad P_\perp = |\vec{p}_\perp|$$

$$P_L = (p_\mu)_L + (p_h)_L$$

De ces deux quantités, nous déduisons l'énergie manquante au bilan longitudinal,  $E_{\text{mis}}$

$$E_{\text{mis}} = E_{\text{vis}} - P_L$$

avec  $E_{\text{vis}} = E_\mu + E_h.$

Les relations (1) à (3) nous permettent d'évaluer  $p_c'^2$  à partir des quantités mesurables,  $P_\perp$  et  $E_{\text{mis}}$ .

$$p_c'^2 = p_{cL}'^2 + (p_c')_\perp^2$$

$$(2) \text{ et } (3) \Rightarrow p_c'^2 = (E_V - P_L)^2 + P_\perp^2$$

$$= \left[ \left( E_{\text{vis}} + \frac{p_c'^2}{2M} \right) - P_L \right]^2 + P_\perp^2 \quad \text{en utilisant (1)}$$

$$= E_{\text{mis}}^2 + E_{\text{mis}} \cdot \frac{p_c'^2}{M} + \left( \frac{p_c'^2}{2M} \right)^2 + P_\perp^2$$

En négligeant le terme  $\left( \frac{p_c'^2}{2M} \right)^2$  ( $\ll 10^{-5} \text{ GeV}^2$ ) et après un simple réarrangement des termes, nous aboutissons à

$$p_c'^2 = \frac{M}{M - E_{\text{mis}}} \cdot (E_{\text{mis}}^2 + P_\perp^2)$$

soit encore

$$p_c'^2 = \frac{1}{1 - \frac{E_{\text{mis}}}{M}} \cdot (E_{\text{mis}}^2 + P_{\perp}^2)$$

Pour les événements diffractifs, nous devons avoir  $E_{\text{mis}} \approx 0$  au moment de Fermi et aux erreurs expérimentales près, donc

$$\frac{E_{\text{mis}}}{M} \approx 0$$

et  $p_c'^2$  s'écrit finalement

$$p_c'^2 = E_{\text{mis}}^2 + P_{\perp}^2$$

En supposant que le méson  $\rho^+$  ou  $A_1^+$  ne transfère pas d'énergie mais seulement une impulsion à la cible, nous pouvons identifier la variable  $t$  de la diffraction avec l'impulsion  $p_c'^2$  reçue par la cible, donc

$$t = E_{\text{mis}}^2 + P_{\perp}^2$$

### III.3 COUPURES PRELIMINAIRES APPLIQUEES

#### A - Rejet des candidats $\rho^0$ où le $\pi^-$ n'est pas signé

Dans le lot  $\rho^0$  se trouvent des événements courant chargé du type :

$$\nu_{\mu} + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + n(p) \quad (1) \quad \text{où } n(p) \text{ n'est pas détecté}$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2) \quad \text{où } p \text{ est ambigu et classé comme } \pi^+$$

Dans (1) et (2), le  $\mu^-$  n'a pas été reconnu comme tel et pris comme  $\pi^-$ . Nous avons donc décidé de ne garder que les candidats où le  $\pi^-$  est clairement reconnu (par interaction ou arrêt dans la chambre).

D'autre part, la distribution en masse invariante du lot montre une structure dans la région de masse du  $K_s^0$  (490 MeV) et  $\Lambda^0$  (1115 MeV) (quand la trace + est assignée à un proton). Ces  $K_s^0$  et  $\Lambda^0$  proviennent naturellement d'interactions  $\nu_{\mu}$  sur le blindage. Nous avons vérifié que les  $\Lambda^0$  ne se reflétaient pas dans le  $\rho^0$  quand nous assignons la trace + à un  $\pi^+$  et, donc, rejeté les événements clairement signés  $K_s^0$  et  $\Lambda^0$ .

#### B - Probabilité de reconstruction du $\pi^0$ : $P(\chi^2)$

Nous gardons les événements avec un  $\pi^0$  si  $P(\chi^2) > 1\%$ . Cette coupure rejette les événements ayant :



- soit, 2  $\pi^0$  dont 2 gammas provenant chacun d'un  $\pi^0$  ont été détectés
- soit 2 gammas mais le 2ème étant un brehmsstrahlung du premier.

C - Précision de la mesure des impulsions:  $\frac{\Delta p}{p}$

Pour toutes les traces chargées hadroniques, nous exigeons une incertitude  $\frac{\Delta p}{p}$  inférieure à 30%. Ceci nous assure une incertitude moyenne sur la masse invariante de 5%, précision suffisante pour mettre en évidence les mésons  $\rho$  et A vu leurs largeurs naturelles  $\Gamma_\rho = 150$  et  $\Gamma_A \approx 300$  MeV.

D - Energie des événements

Entre 5 et 10 GeV, le flux  $\phi(E_\nu)$  des neutrinos est faible:

$$\frac{\int_5^{10} \phi(E_\nu) dE_\nu}{\int \phi(E_\nu) dE_\nu \text{ tout le spectre}} = 10\% \text{ et le nombre d'événements}$$

diffRACTIFS correspond l'est aussi. De plus il est entaché d'une mauvaise précision,  $\frac{\Delta\phi}{\phi} = 25\%$ , en moyenne. Ces deux raisons nous ont incité à fixer une coupure à 10 GeV sur  $E_{vis}$  pour les candidats  $\rho^+$  et  $A_1^+$ .

Pour diminuer la contamination des lots  $\rho^0$  et  $A_1^0$  par les neutrons (créés par des  $\nu_\mu$  ou en équilibre avec le faisceau  $\nu_\mu$ ), nous pouvons fixer une coupure sur  $E_h$  (totale) dont la valeur est suggérée par le spectre de l'impulsion p du proton dans les courants chargés inclusifs, fig. (IV.2). En supposant que cette distribution reste valable pour les courants neutres, nous observons sur (IV.2) que :

$$\frac{N_{cc}(p > 1.8 \text{ GeV})}{N_{cc}(\text{total})} \approx 10\%$$

A  $p = 1.8$  GeV correspond  $E_h = 2$  GeV ; une coupure à cet endroit permet donc de rejeter 90% des neutrons.

E - Bilan transversal total:  $P_\perp$

Pour les vrais événements  $\rho^+$ ,  $A_1^+$ , la distribution en  $P_\perp$  doit être concentrée au voisinage de 0. Cependant, les erreurs de mesure, fig. (III.3 et 4), et le moment de Fermi ( $P_F^{\max} = 220$  MeV) peuvent fortement élargir cette distribution. Tenant compte de ces deux remarques et du fait que le recul de la cible n'est pas mesuré, nous fixons une coupure assez large en  $P_\perp$  à 1.0 GeV.

F - Bilan longitudinal:  $E_{mis}$

Cette quantité, en plus de la conservation de l'impulsion longitudinale, renseigne sur la présence d'événements avec proton quand celui-ci a été classé

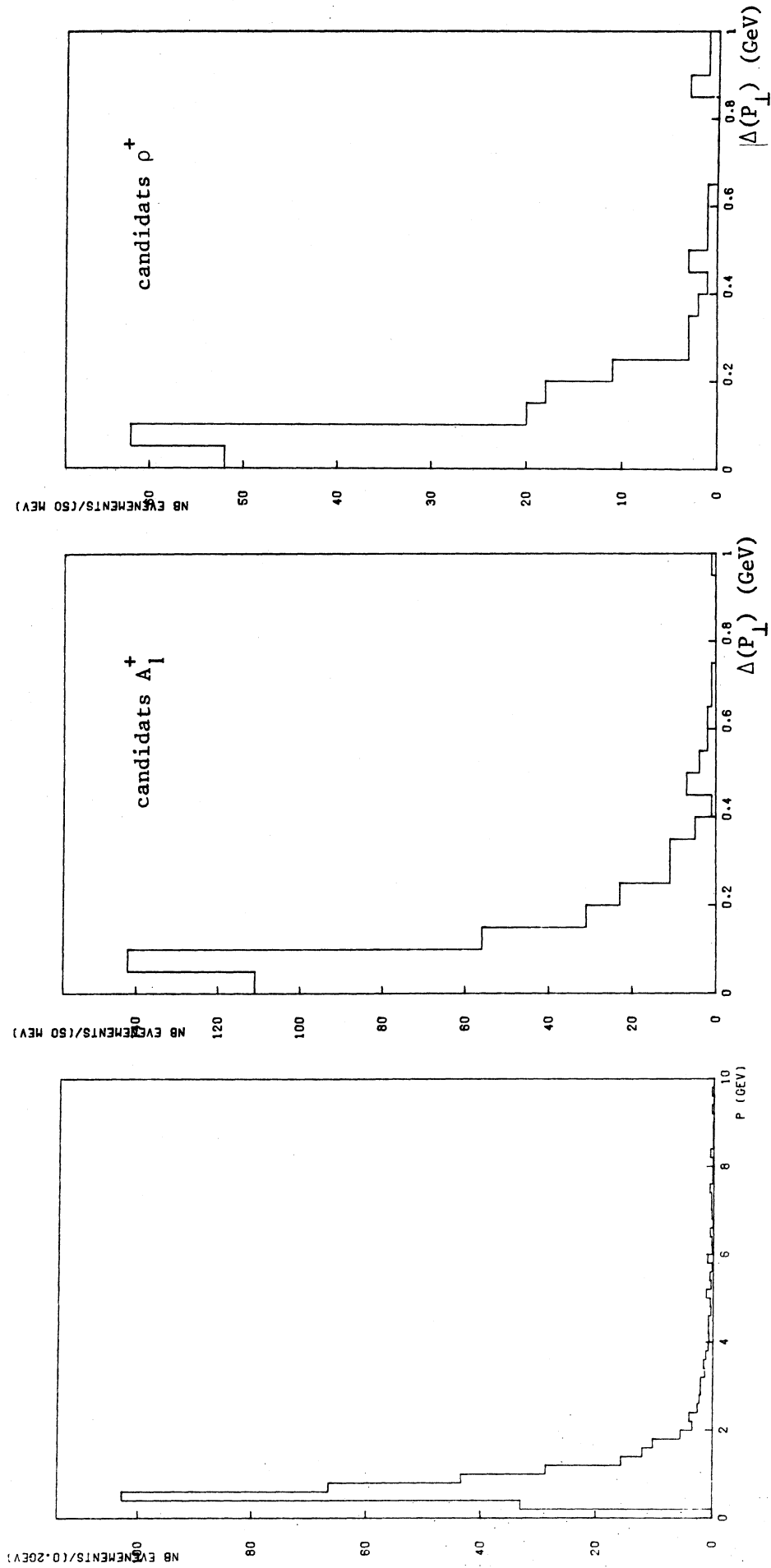


Fig. (III.2) : Impulsion du proton dans les courants chargés inclusifs

Fig. (III.3 et 4) : Erreur absolue sur  $P_{\perp}$

à tort comme  $\pi^+$  du fait de l'ambiguité  $\pi^+/p$ .

Justification

Si la trace ambiguë est un proton, on aurait

$$E_{vis} = E_{\mu} + E_{proton} - M_p, \quad M_p \text{ masse du proton}$$

considérée comme  $\pi^+$ , on a

$$E'_{vis} = E_{\mu} + E_{\pi}$$

comme on a toujours  $E_{\pi} > E_{proton} - M_p$ , alors

$$E'_{mis} = E'_{vis} - P_{\perp} > E_{mis}$$

Le bilan est donc positif dans le cas où un proton a été classé comme  $\pi^+$ . Précisons que  $E'_{mis}$  n'est significativement différent de  $E_{mis}$  que dans la région d'impulsion  $0.5 \lesssim p \lesssim 2.5$  GeV où l'ajustement cinématique de la trace est sensible à l'hypothèse de masse. (Entre 0 et 0.5 GeV, le proton est aisément identifié dans la chambre et au delà de 2.5 GeV, l'ajustement est très peu sensible à la masse de la particule).

Prenant en compte le moment de Fermi et les erreurs de mesures, nous avons décidé de ne retenir que les candidats pour lesquels  $E_{mis} < 0.7$  GeV.

III.4 LE LOT FINAL DES EVENEMENTS

Les tables (III.a,b,c) résument les étapes précédentes et montrent le lot final des candidats à analyser.

Lot brut	Coupure ( $\frac{\Delta p}{p}, E_{vis}$ )	Coupure ( $\frac{\Delta p}{p}, E_{vis}, P_{\perp}, E_{mis}$ )	Lot final
489	417	291	291

Tab. (III.a): Lot final des candidats  $A^+$

Lot brut	Coupure ( $P(\chi^2), \frac{\Delta p}{p}, E_{vis}$ )	Coupure ( $P(\chi^2), \frac{\Delta p}{p}, E_{vis}, P_{\perp}, E_{mis}$ )	Lot final
389	186	137	137

Tab. (III.b): Lot final des candidats  $\rho^+$

	Lot brut	Coupure ( $\frac{\Delta p}{p}$ , $E_h$ , $P(\chi^2)$ pour $A_1^0$ )	Lot final
$\rho^0$	971	192	192
$A^0$	241	113	113

Tab. (III.c): Lot final des candidats  $\rho^0$  et  $A^0$

CHAPITRE IV

INTERPRETATION THEORIQUE DES REACTIONS COHERENTES

INTRODUCTION

En optique, la diffusion de la lumière par un écran percé de 2 trous (a) et (b) donne lieu à des figures d'interférences (expérience de Young). Ce phénomène est subordonné à 2 conditions :

$$\left. \begin{array}{ll} \lambda < a & (1) \\ \varphi(M,t) = \varphi(M) & (2) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \lambda = \text{longueur d'onde du faisceau lumineux} \\ a = \text{distance entre les trous (a), (b)} \\ \varphi = \text{différence de phase, en un point M du} \\ \text{plan d'observation, entre les ondes} \\ \text{diffusées par (a) et (b).} \end{array}$$

indépendance en temps t  
de  $\varphi$

L'interprétation de ce fait repose sur le principe de superposition des états de la mécanique quantique. L'amplitude  $\mathcal{A}(M)$  est la somme des amplitudes associées à (a) et (b) :

$$\mathcal{A}(M) = \mathcal{A}(a) + \mathcal{A}(b) \quad (3)$$

Si dans la même expérience, on mesure par quel orifice est passé le photon, les figures d'interférences disparaissent et

$$|\mathcal{A}(M)|^2 = |\mathcal{A}(a)|^2 + |\mathcal{A}(b)|^2 \quad (4)$$

La mesure détruit la relation (2), relation de cohérence, et dans ce cas on parle de diffusion incohérente.

En physique des particules, on se trouve dans une situation comparable.

IV.1 CARACTERISTIQUES DES REACTIONS COHERENTES

A - Définition d'une réaction cohérente

Elle est inspirée par le phénomène optique de la diffraction.

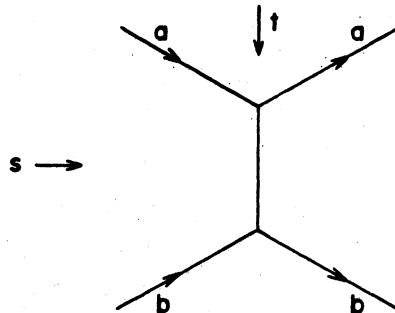
Nous dirons qu'une réaction est cohérente s'il est impossible de savoir sur quel nucléon du noyau a eu lieu l'interaction. Cela implique que le noyau doit rester dans son état fondamental.

Dans le cas contraire, la réaction est dite incohérente. Dans ce cas, l'interaction laissera le noyau dans un état excité que l'on pourra détecter.

Les réactions cohérentes ont été observées avec des faisceaux de photons (réels et virtuels), mésons et kaons, réf. (IV.1).

B - Caractéristiques de la cohérence

Considérons la réaction élastique à 2 corps :  $a + b \rightarrow a + b$  (1)



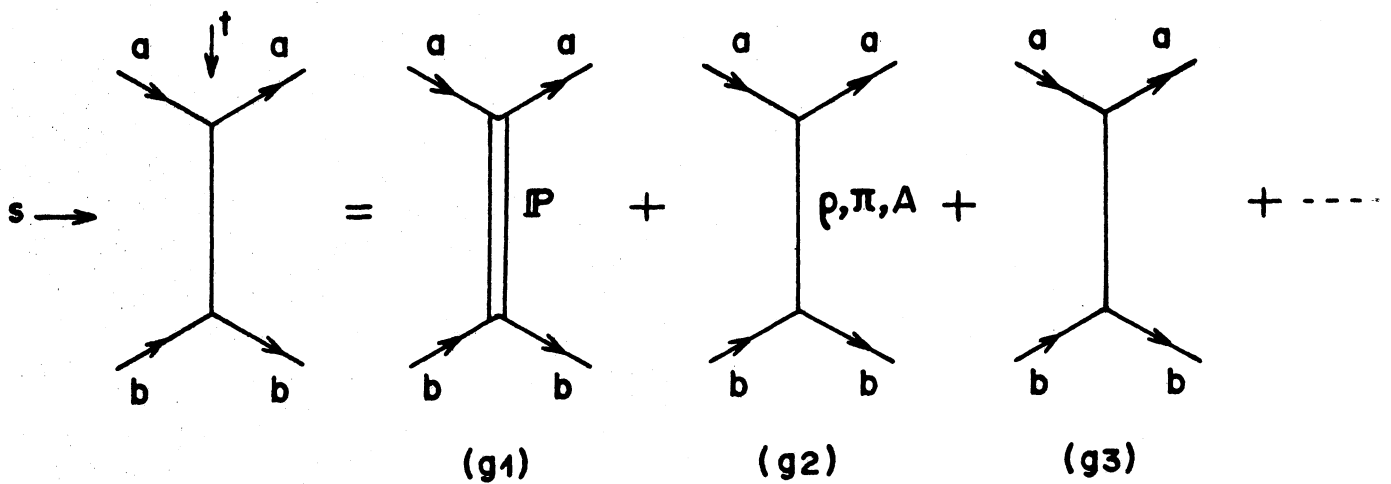
Dans la région de diffusion avant, qualitativement on observe les aspects suivants :

- $\frac{d\sigma}{dt}$  peut être paramétrisée par une loi exponentielle  $e^{-b|t|}$
- $\sigma_{el}(\text{tot})$  est constante, à des facteurs  $\log(s)$  près
- l'hélicité dans le canal (s) est conservée

Les réactions cohérentes présentent ces 3 comportements.

Quantitativement, il est possible d'interpréter ces observations en termes de trajectoires échangées dans le canal t.

Schématiquement, la réaction (1) peut être représentée par une série de graphes :



Cependant toutes les trajectoires ne sont pas échangées : la conservation de l'état de charge du noyau, implique que seules peuvent l'être des trajectoires isoscalaires.

On peut montrer, et l'expérience le suggère, que la réaction (1), dans la région de diffusion vers l'avant, est dominée par le graphe (g1). A cette trajectoire, on donne le nom de Poméron ou quanta de vide dont tous les nombres quantiques associés sont nuls :  $Q = B = S = Y = 0$  et  $J^{PC} = 0^{++}$ .

#### IV.2 LE MECANISME COHERENT DANS LES REACTIONS NEUTRINOS

##### A - Analogie avec la photo et électroproduction

La production cohérente des mésons neutres  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  et  $\varphi^0$  a été observée avec des faisceaux de photons et dans les collisions ( $e^+e^-$ ), réf. (IV.2).

L'hypothèse de la conservation du courant vectoriel faible (CVC), réf.(IV.3), implique que les courants électromagnétique et vectoriel faible appartiennent au multiplet isotopique de SU(3). Puisque le photon induit des réactions cohérentes, il découle de ce qui précède que le courant faible doit induire à son tour de tels processus.

Théoriquement, les réactions de photo et électroproduction sont bien décrites dans le modèle à dominance vectorielle, réf. (IV.4), dont nous examinons brièvement les hypothèses.

##### B - Le modèle à dominance vectorielle (VDM)

Soit la réaction  $\gamma + N \rightarrow V + N$ ,  $V = \rho^0, \omega^0, \varphi^0$

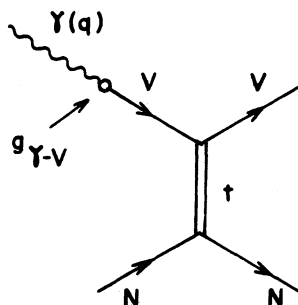


Fig. (IV.1) : Graphe de la réaction  $\gamma + N \rightarrow V + N$

Le modèle consiste à supposer que le photon interagit avec la cible par l'intermédiaire de mésons vectoriels neutres  $\rho^0$ ,  $\omega^0$ ,  $\varphi^0$ . Cette hypothèse est représentée par la figure (IV.1).

En termes quantitatifs, cela revient à dire que le champ du photon est une superposition de champs associés aux mésons  $\rho^0$ ,  $\omega^0$ ,  $\varphi^0$ .

$$J^{\text{em}}(\mathbf{x}) = \sum_V \frac{m_V^2}{g_{\gamma-V}} \phi_V(\mathbf{x})$$

Prenant seulement en compte la contribution du pôle (terme dominant et correspondant à la production de masses légères  $m_V \lesssim 1.5 \text{ GeV}$ ) et négligeant celle du continuum ( $m_V \gtrsim 1.5 \text{ GeV}$ ), la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma+N \rightarrow V+N) = \frac{e^2}{g_{\gamma-V}^2} \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \right)^2 \frac{d\sigma}{dt}(V+N \rightarrow V+N) \quad (1)$$

où  $m_V$  = masse du méson V

$q^2$  = carré de la quadri-impulsion du  $\gamma$  (= 0. pour la photoproduction)

$e^2$  = constante de la charge électrique =  $4\pi\alpha$

$g_{\gamma-V}$  = constante de couplage  $\gamma$ -V

Dans (1), il est supposé que  $\frac{d\sigma}{dt}(V+N \rightarrow V+N)$  est indépendante de  $q^2$ . D'autre part,  $g_{\gamma-V}$  est reliée à la largeur de désintégration  $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$  :

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

Cette relation permet de mesurer directement  $g_{\gamma-V}$ . Expérimentalement, les valeurs obtenues pour  $\frac{g_{\gamma-V}^2}{4\pi}$  dans les collisions ( $e^+e^-$ ) sont :

	$\rho^0$	$\omega^0$	$\varphi^0$	
$\frac{g_{\gamma-V}^2}{4\pi}$	$2.56 \pm 0.4$	$18.4 \pm 2.0$	$11.30 \pm 0.8$	réf. (IV.5)

Tab. (IV.a) : Constantes de couplage  $g_{\gamma-V}$



D'autre part, expérimentalement  $g_{\gamma-V}^2$  est compatible avec une constante en fonction de  $q^2$ .

Pour le méson  $\rho$  qui nous intéresse, le couplage  $\frac{e^2}{g_{\gamma-V}}$  intervenant dans (1) vaut :

$$\frac{\frac{e^2}{2}}{g_{\gamma-\rho}} \approx \frac{1}{350}$$

Comme, expérimentalement

$$\frac{\sigma_{\gamma\text{-hadron}}}{(\sigma_{\text{hadron-hadron}})_{\text{élastique}}} \sim \frac{1}{200},$$

qualitativement le modèle reproduit les observations.

### C - Cas du neutrino

Le formalisme précédent est étendu au cas des interactions faibles au moyen de la correspondance formelle

$$\begin{array}{lcl} (e^- \rightarrow e^-) & \longrightarrow & (\nu_\mu \rightarrow \mu^- (\nu_\mu)) \\ \gamma & \longrightarrow & W^+ (Z^0) \\ \rho^0, \omega^0, \varphi^0 & \longrightarrow & \rho^+, A^+, (\rho^0, A^0) \\ g_{\gamma-V} & \longrightarrow & g_{W-V} \end{array}$$

représentée schématiquement par le graphe (IV.2).

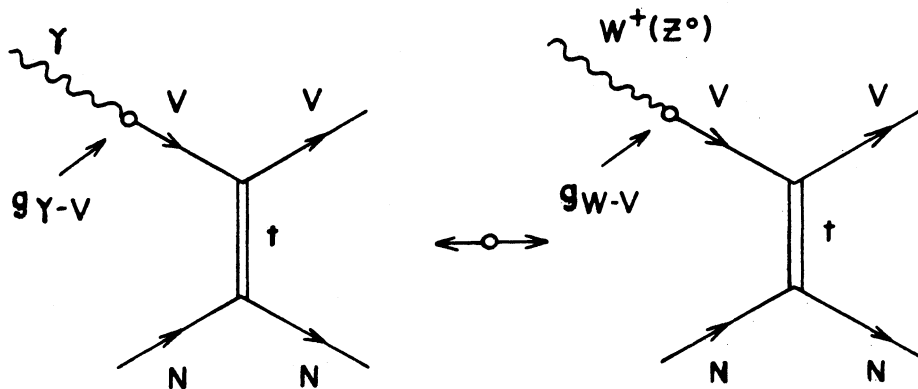
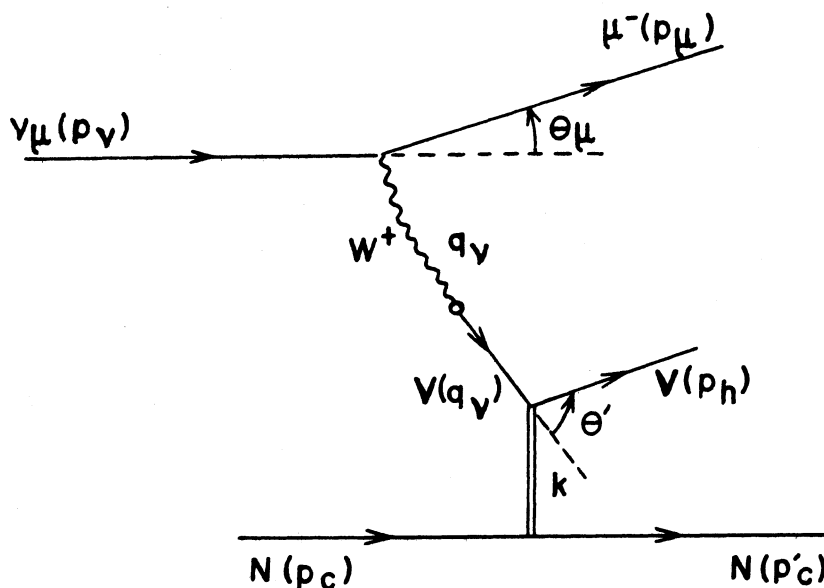


Fig. (IV.2) : Analogie photo-électro-neutrino production cohérente

Nous exposerons en détail le cas des courants chargés, étant entendu que toutes les relations qui seront établies sont aussi valables pour la réaction en courant neutre.

1) Considérations cinématiques

Les réactions étudiées s'écrivent :  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + V^+ + N$  avec  $V^+ = A^+, \rho^+$ .



Les variables  $x$  et  $y$  sont définies comme habituellement :

$$x = \frac{Q^2}{2ME_h}, \quad Q^2 = -q^2 \text{ et } M \text{ masse de la cible}$$

$$y = \frac{E_h}{E_\nu}$$

La cohérence implique les conditions suivantes :

- a) L'énergie transférée à la cible est négligeable

En effet, la conservation de l'énergie pour la diffusion ( $V+N \rightarrow V+N$ ) s'écrit :

$$q^0 + M = E_h + M + \frac{|\vec{P}'_c|^2}{2M}$$

$P'_c$  étant limité et  $M > M(C^{12}) = 12 \text{ GeV}$ , on a

$$q^0 \approx E_h \quad (1)$$

b)  $t = -|\vec{P}'_c|^2$   
 .....

Par définition,  $t = (P'_c - P_c)^2$   
 $= M^2 + M^2 - 2M(M + \frac{|\vec{P}'_c|^2}{2M}) + 0$

soit  $t = -|\vec{P}'_c|^2$  (2)

Le transfert maximal  $t_{\max}$  est donné par la condition

$b t_{\max} \approx 1.$  (3)

Dans les modèles optiques de la cohérence,  $b$  est relié au rayon  $R$  du noyau :

$b \sim \frac{R^2}{4}$   
 $R = R_o A^{1/3}$  (4)

$R_o \sim (m_\pi)^{-1}$

Les noyaux  $C^{12}$  étant prépondérants dans notre cas (88 % du total),  $A = 12.$

Les relations (3) et (4) conduisent à :

$t_{\max} \sim 0.01 \text{ GeV}^2$  (5)

$P'_{c \max} \sim 130 \text{ MeV}$

c) Contrainte sur  $E_h$   
 .....

Ecrivons l'équation de conservation de l'impulsion-énergie pour le processus ( $V^+ + N \rightarrow V^+ + N$ )

$q + P_c = P_h + P'_c$

En élevant au carré, il vient après toutes simplifications

$Q^2 + \frac{E_h}{M} P'_c{}^2 + m_V^2 = 2|\vec{P}_h||\vec{P}'_c| \cos\theta'$  (6)

D'autre part,

$|\vec{P}_h| < E_h$  et  $\cos\theta' < 1 \rightarrow 2|\vec{P}_h||\vec{P}'_c| \cos\theta' < 2E_h|\vec{P}'_c|$  (7)

$Q^2 + \frac{E_h}{M} P'_c{}^2 + m_V^2 > Q^2 + m_V^2$  (8)

Tenant compte des relations (2) et (6) à (8), on arrive aisément à la l'inégalité :

$$E_h > \frac{m_V^2 + Q^2}{2\sqrt{-t}}$$

$(E_h)_{\min}$  est obtenue pour  $(Q^2)_{\min} = 0$ ,  $(\sqrt{-t})_{\max} = 130$  MeV, soit :

	$A_1^+(A_1^0)$	$\rho^+(\rho^0)$
$(E_h)_{\min}$ (GeV)	3.8	2.3

$$m_{A_1} = 1.0 \text{ GeV}$$

$$m_\rho = 0.77 \text{ GeV}$$

Cette contrainte réalise la condition (1) de l'introduction de ce chapitre. La longueur d'onde  $\lambda$  associée à  $E_{\min}$  (2 GeV) vaut  $\lambda = 0.1$  F, donc  $\lambda < a$ , a distance entre 2 nucléons : le noyau apparaîtra donc comme composé pour le méson V.

d) Contrainte sur x  
.....

$$(8) \Rightarrow Q^2 + m_V^2 > Q^2 \quad (9)$$

$$(7) \text{ et } (9) \Rightarrow Q^2 < 2E_h |\vec{P}'_c| \quad (10)$$

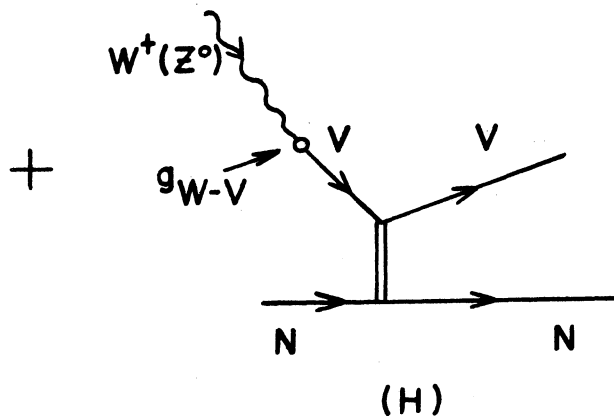
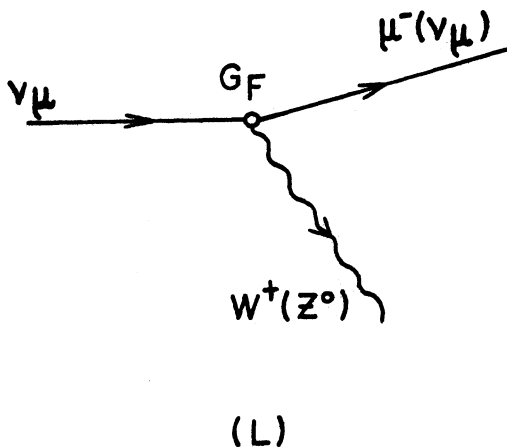
Comme  $Q^2 = 2xME_h$  et  $|\vec{P}'_c| = \sqrt{-t}$ ,

$$(10) \Leftrightarrow x < \frac{\sqrt{-t}}{M} \quad (10')$$

Donc la région physique de la cohérence est confinée à  $x \rightarrow 0$ .

D - La section différentielle  $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$

Le graphe des réactions étudiées peut être décomposé en deux : leptonique (L) et hadronique (H).



(L) est calculé à l'aide du modèle de Weinberg-Salam et (H) à l'aide de VDM.

Ainsi décomposée, la section différentielle  $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$  peut être factorisée sous la forme du produit (L) x (H) :

$$\frac{d\sigma}{dx dy dt} = \frac{G_F^2}{\pi^2} \cdot \Gamma(E_\nu, x, y) \cdot \frac{d\sigma^W}{dt} (W+N \rightarrow V+N) \quad (1)$$

où  $G_F = \text{constante de Fermi} = \frac{1.02 \times 10^{-5}}{M_p^2}$

$\Gamma(E_\nu, x, y)$  = facteur contenant la dynamique de l'interaction faible et pouvant être regardé comme le flux virtuel du boson  $W^+(Z^0)$ . La forme de  $\Gamma(E_\nu, x, y)$  sera explicitée plus loin. D'autre part, du fait de l'existence de 2 états de polarisation du  $W^+(Z^0)$ ,

$$\frac{d\sigma^W}{dt} = \left( \frac{d\sigma^W}{dt} \right)_\perp + \epsilon \left( \frac{d\sigma^W}{dt} \right)_L \quad (2)$$

3 modèles théoriques ont été proposés pour  $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$  par Gaillard (I), Chen (II), et Bartl (III) : réf. (IV.6, 7, 8). Ces modèles diffèrent essentiellement sur 2 points :

- les constantes de couplage  $g_{W-V}$
- la forme du propagateur dans  $\frac{d\sigma^W}{dt}$ .

- Les constantes de couplage  $g_{W-V}$

Du fait de l'hypothèse CVC, on doit avoir :

$$g_{W-V} \propto g_{\gamma-V}$$

et plus précisément :

$$g_{W-V} = g_{\gamma-V} \cdot \frac{f^{em}}{f^W}$$

où  $f^{em}$ ,  $f^W$  sont deux constantes qui tiennent compte des structures du courant électromagnétique et faible.

1) Cas de  $g_{W-\rho}$

Ils sont identiques dans les 3 modèles.

$$g_{W-\rho}^+ = \frac{g_{\gamma-\rho}}{\sqrt{2} \cos\theta_c} \quad (3)$$

$$g_{Z^0-\rho^0} = \frac{g_{\gamma-\rho}}{(1-2\sin^2\theta_w)} \quad (4)$$

$\theta_c$  et  $\theta_w$  sont les angles de Cabibbo et Weinberg.

En prenant la valeur de  $g_{\gamma-\rho}$  de la table (IV.a), on calcule à l'aide de (3) et (4) :

$$g_{W-\rho}^+ \approx 4 \quad \text{et} \quad g_{Z^0-\rho^0} \approx 10$$

avec les paramètres  $\cos\theta_c = 1$  et  $\sin^2\theta_w = 0.22$ .

2) Cas de  $g_{W-A}$

Le photon étant vectoriel, il n'est pas possible d'établir les relations (3) et (4) pour  $A_1^+$  et  $A_1^0$ . On peut simplement relier  $g_{W-A}$  à  $g_{W-\rho}$  empiriquement en prenant en ligne de compte  $m_A$  et  $m_\rho$ .

Dans les modèles (I) et (III), la règle  $\Gamma \propto (m_V/g_{\gamma-V})^2$  est étendue au cas  $A_1$  et il est supposé que  $\Gamma_A = \Gamma_\rho$ . A l'aide des relations (3) et (4), cela donne :

$$\frac{g_{W-A}^+}{g_{W-\rho}^+} = \frac{m_A}{m_\rho} \cdot \left( \frac{f_{W-\rho}^+}{f_{W-A}^+} \right)^2 \quad (5)$$

Le modèle (II) suppose que le  $\rho$  et  $A_1$  sont partenaires chiraux

$$\frac{m_A^2}{g_{\gamma-A}} = \frac{m_\rho^2}{g_{\gamma-\rho}}$$

Toujours à l'aide de (3) et (4), cette égalité conduit à :

$$\frac{g_{W-A}^+}{g_{W-\rho}^+} = \left( \frac{m_A}{m_\rho} \right)^4 \left( \frac{f_{W-\rho}^+}{f_{W-A}^+} \right)^2 \quad (6)$$

Pour obtenir les couplages  $Z^0-A_1^0$ , il suffit de faire le remplacement  $W \rightarrow Z^0$ ,  $A^+ \rightarrow A_1^0$ ,  $\rho^+ \rightarrow \rho^0$ .

Remarque : Nous verrons par la suite que :

$$\sigma(W+N \rightarrow V+N) \propto \frac{1}{2 g_{W-V}}$$

Puisque  $g_{W-\rho}$  est le même pour les 3 modèles, nous nous attendrons donc sensiblement aux mêmes nombres  $\mathcal{N}_\rho$  prédits. Par contre, comme  $m_A^2 \approx 2 m_\rho^2$ ,  $\mathcal{N}_A$  sera tel que :

$$\frac{\mathcal{N}_A^{(I)}}{\mathcal{N}_A^{(II)}} \approx \left(\frac{m_A}{m_\rho}\right)^3 \approx 2\sqrt{2}$$

Donc les modèles (I + III) prévoient  $2\sqrt{2}$  fois plus de  $A^{+,0}$  que (II). Cependant ces valeurs sont corrigées pour tenir compte du couplage axial  $(g_{W-A^+})_\tau$  mesuré dans le processus  $\tau \rightarrow A + \nu_\tau$ , réf. (IV.9). Les relations entre  $(g_{W-A^+})_\tau$  et celles données ci-dessus s'écrivent :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_\tau &\approx 0.23 \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_{I, III} \\ \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_\tau &\approx 0.65 \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_{II} \quad , \text{ réf. (IV.10)} \end{aligned}$$

Compte tenu de ce qui précède,  $g_{W-A^+} \approx 9.4$  et  $g_{Z^0-A^0} \approx 13.2$  .

Les relations (5) et (6), écrites pour  $A_1^+$  et  $A_1^0$  conduisent aux relations simples :

$$g_{W-A^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{Z^0-A_1^0} \quad (7)$$

Comparant (3) et (4), on tire aisément la relation :

$$g_{W-\rho^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 2 \sin^2 \theta_w)^2 g_{Z^0-\rho^0} \quad (8)$$

### 3) Cas du propagateur

Dans (I) et (III), le calcul de  $\frac{d\sigma^W}{dt}$  est basé sur l'application de VDM :

$$\frac{d\sigma^W}{dt} = \frac{1}{g_{W-V}^2} \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \frac{d\sigma}{dt} (V+N \rightarrow V+N) \quad (9)$$

qui est analogue à l'expression (1) du paragraphe 2.B de ce chapitre.

Par contre, le modèle II n'utilise pas la dépendance en  $Q^2$  donnée par VDM mais paramétrise celle-ci par les résultats d'électroproduction du  $\rho$ .

Qualitativement,  $\frac{dN}{dQ^2}$  donnée par (II) est nettement plus concentrée entre  $Q^2 = 0$  et  $2 \text{ GeV}^2$  que celle donnée par (I) et (III).

Dans ce qui suit, nous nous restreindrons au modèle (I) de Gaillard et col.  $\Gamma(E_\nu, x, y)$  s'écrit alors :

$$\Gamma(E_\nu, x, y) = E_\nu^2 M^2 xy \sqrt{1 + 2 \frac{M}{E_\nu} \frac{x}{y} [(y-1)^2 + 1]}$$

où les termes d'ordre supérieur en  $\frac{x}{y}$  ont été négligés (du fait  $x \rightarrow 0$ ).  $(\frac{d\sigma^W}{dt})_L$  est, ici, négligée (ce qui conduit à une sous-estimation maximale de 10 % du nombre  $N_\nu$  d'événements prédits), tandis qu'elle est prise en compte dans le modèle (III).

### 4) Intégration sur t - Forme définitive de $\frac{d\sigma}{dx dy}$

Intégrant sur t la relation (1) et tenant compte de (9), on fait apparaître  $\sigma(V+N \rightarrow V+N)$ . Appliquant le théorème optique à celle-ci, il vient :

$$\sigma(V+N \rightarrow V+N) = \frac{1}{16\pi} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)}{b} e^{-b|t_{\text{min}}(Q^2, \nu)|} \quad (10)$$

Utilisant la relation (1) du paragraphe 2.B, l'intégration sur t donne :

$$\sigma(\gamma+V \rightarrow V+N) = \frac{e^2}{2 g_{\gamma-V}} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)}{16\pi b} e^{-b|t_{\text{min}}(0, \nu)|} \quad (11)$$

Eliminant  $\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)$  entre (10) et (11), on peut écrire pour  $\sigma(W+N \rightarrow V+N)$  :

$$\sigma(W+N \rightarrow V+N) = \frac{g_{\gamma-V}^2}{e^2} \cdot \frac{1}{2 g_{W-V}} \cdot \sigma(\gamma+N \rightarrow V+N) \cdot \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 e^{-b(|t_{\text{min}}(Q^2, \nu)| - |t_{\text{min}}(0, \nu)|)} \quad (12)$$



$\sigma(\gamma+N \rightarrow V+N)$  a été mesurée expérimentalement pour  $V = \rho^0$ . Le modèle suppose l'égalité de (10) pour le  $\rho$  et  $A_1$  :

$$\sigma(\rho+N \rightarrow \rho+N) = \sigma(A_1+N \rightarrow A_1+N)$$

En définitive,

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{G_E^2}{\pi^2} \cdot \Gamma(E_\nu, x, y) \cdot \sigma(W+N \rightarrow V+N) \quad (13)$$

Reprenant les relations (7), (8) et (13), nous déduisons aisément :

$$\sigma(\nu \rightarrow A_1^+) = 2 \sigma(\nu \rightarrow A_1^0) \quad (14)$$

$$\sigma(\nu \rightarrow \rho^0) = \frac{1}{2}(1-2 \sin^2 \theta_w)^2 \sigma(\nu \rightarrow \rho^+) \quad (15)$$

La section doublement différentielle  $\frac{d\sigma}{dx dy}$  est complètement prédite : nous utiliserons plus loin les expressions (13), (14) et (15) pour simuler un lot d'événements et évaluer l'effet des coupures expérimentales.

CHAPITRE V

CONSTITUTION D'UN LOT D'ÉVÉNEMENTS MONTE-CARLO

Cette étude répond à 2 nécessités :

- Elle nous permet d'étudier les propriétés des événements cohérents dans nos conditions expérimentales et par suite de suggérer des coupures sur le lot expérimental pour dégager un signal.
- Elle sert à évaluer les pertes de signal dues aux coupures. De plus, elle permet une comparaison directe entre l'expérience et la théorie.

V.1 LA SIMULATION D'ÉVÉNEMENTS COHERENTS

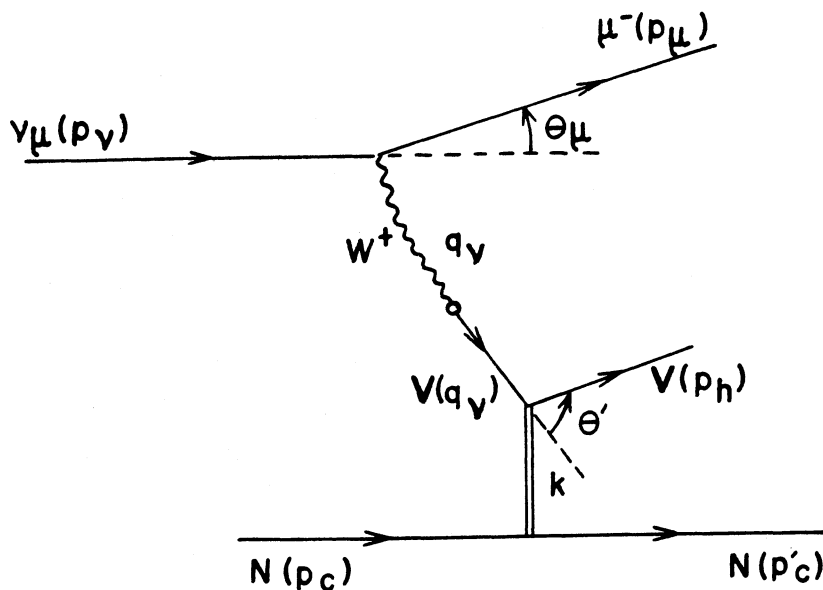
A - Les éléments de la simulation

Ils sont au nombre de 3 :

- le spectre des  $\nu_\mu$  correspondant à notre lot d'événements observés
- la composition ( $C^{12}$ ,  $F^{10}$ ,  $Br^{80}$ ) de la cible
- la section efficace théorique de production  $\frac{d\sigma}{dx dy}$

B - Méthode

Il s'agit de générer cinématiquement la réaction représentée sur le graphe ci-dessous :



1) Mécanisme de pondération

Deux cas sont à distinguer :

. Cas d'un tirage uniforme

A chaque événement simulé  $i$  sera attribué un poids  $w_i$  :

$$w_i = \left(\frac{d\sigma}{dx dy}\right)_i \cdot \Phi_i(E_V) \cdot E_{V_i} \quad \text{pour } \rho^0 \text{ et } A_1^0$$

$$w_i = \left(\frac{d\sigma}{dx dy}\right)_i \cdot \Phi_i(E_V) \cdot E_{V_i} \cdot \epsilon_i(E_\mu) \quad \text{pour } \rho^+ \text{ et } A_1^+$$

$\Phi_i(E_V)$  et  $\epsilon_i(E_\mu)$  désignent respectivement le flux  $v_\mu$  correspondant à  $E_V$ , la probabilité pour que le  $\mu^-$  atteigne l'EMI et soit détecté.

Ce genre de tirage peut être très inefficace si la distribution de la variable à tirer est piquée à des valeurs particulières.

. Cas d'un tirage non-uniforme

Soit, par exemple, la loi de distribution de probabilité

$P(x)$  :

$$P(x) = \frac{\int_0^x e^{-\alpha x} dx}{\int_0^1 e^{-\alpha x} dx}$$

alors 
$$P(x) = \frac{1 - e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}} \quad (1)$$

(1)  $\Rightarrow$  
$$dP(x) = \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}} dx = J'(x) dx \quad (2)$$

avec 
$$J'(x) = \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}}$$

Si la variable  $x$  a une distribution proche de  $e^{-\alpha x}$ , il sera beaucoup plus efficace de faire un tirage uniforme non pas selon  $x$  mais selon  $P(x)$ . Pour tenir compte d'un tel tirage, il suffit de multiplier le poids  $w_i$  de plus haut par le jacobien  $J(x)$  de la transformation

$$x \rightarrow P(x) : dx = J(x) dP \quad (3)$$

comparant l'expression (3) avec (2), il vient

$$J(x) = J'(x)^{-1}.$$

## 2) Tirage des variables cinématiques

Le vertex leptonique est entièrement déterminé par la connaissance du triplet  $E_\nu$ ,  $x$  et  $y$ .

- .  $E_\nu$  est tiré suivant le spectre  $\Phi(\nu_\mu)$ , fig. (I.3).
- .  $y$  est généré selon une distribution plate. Nous tenons compte du fait que  $\frac{dN}{dy}$  n'est pas constante pour les réactions cohérentes, simplement par pondération comme expliqué plus haut.
- . Comme la réaction est cohérente,  $x < \frac{\sqrt{-t}}{M}$  (voir chap. IV.2c) donc  $x \rightarrow 0$ .

Nous avons choisi de générer  $x$  suivant une loi  $e^{-\chi x}$  où  $\chi$  est un paramètre dépendant de la cible. Pour  $\chi$ , nous avons simplement pris  $\chi = b$ ,  $b$  étant la pente dans  $\frac{dN}{dt} = e^{bt}$ . Les valeurs de  $b$  choisies sont celles données dans la référence (IV.6). Nous pondérons alors l'événement comme montré au paragraphe précédent.

A chaque tirage, nous testons si  $E_\nu$ ,  $x$  et  $y$  vérifient les contraintes cinématiques exposées dans le chapitre (IV.2c). Sinon, on répète à nouveau le tirage.

Le vertex hadronique est déterminé par la connaissance de  $t$ . En effet, la cible étant au repos avant l'interaction,

$$\vec{P}_c = 0 \quad \text{et} \quad E_c = M$$

L'impulsion  $\vec{P}'_c$  échangée entre  $V$  et  $N$  est :  $t = -\vec{P}'_c{}^2$ .  $t$  étant tiré selon  $e^{bt}$ , d'où  $|\vec{P}'_c|$ .

## 3) Détermination des impulsions $\vec{P}_i$ de chaque particule

. Pour le  $\nu_\mu$ ,  $E_\nu = |\vec{P}_\nu|$ . L'axe  $Ox$  sera pris confondu avec  $\vec{P}_\nu$ .

$$. E_\mu = (1-y)E_\nu \rightarrow |\vec{P}_\mu| = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}$$

$$Q^2 = 2ME_\nu xy$$

$$= 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta_\mu}{2}$$

} d'où  $\theta_\mu$ , angle  $(\vec{\nu}, \vec{\mu})$ .

L'angle azimutal  $\varphi_\mu$  autour de  $Ox$  est tiré uniformément entre 0. et  $2\pi$ , d'où  $\vec{P}_\mu$ .

. Les angles  $\theta'$  et  $\varphi'$  du noyau sont tirés au hasard selon une distribution plate :

$$\theta' \in [0, \pi] \text{ et } \varphi' \in [0, 2\pi],$$

d'où  $\vec{P}'_c$ .

. La quadri-impulsion du méson V est déduite des 4 équations de conservation de l'impulsion-énergie pour la réaction  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + V + N$ .

A ce stade, le processus recherché est complètement défini. Pour le comparer à l'événement réel, il faut tenir compte des distorsions introduites par les mesures expérimentales.

## V.2 DISTORSIONS DES EVENEMENTS SIMULES PAR LES ERREURS DE MESURE

Les erreurs  $\frac{\Delta P}{P}$ ,  $\Delta\lambda$  et  $\Delta\varphi$  qui affectent les événements réels sont représentées sur les histogrammes (V.1, 2 et 3). Les moyennes obtenues sont :

$$\langle \frac{\Delta P}{P} \rangle = 8 \% , \quad \langle \Delta\lambda \rangle = \langle \Delta\varphi \rangle = 8 \text{ mrad.}$$

Nous avons donc déformé les impulsions  $\vec{P}_i$  et les angles  $(\lambda, \varphi)_i$  des événements simulés selon les valeurs ci-dessous :

$$P_i^{-1} \rightarrow (P_i^{-1})' = (P_i^{-1}) (1 + \alpha \langle \frac{\Delta P}{P} \rangle)$$

$$\lambda_i \rightarrow \lambda_i' = \lambda_i + \beta \langle \Delta\lambda \rangle$$

$$\varphi_i \rightarrow \varphi_i' = \varphi_i + \gamma \langle \Delta\varphi \rangle$$

où  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  sont des nombres aléatoires tirés selon une distribution normale.

Du fait de ces distorsions, la conservation de l'énergie-impulsion n'est plus assurée. Cela nous permet de définir les quantités ( $E_{\text{mis}}$ ,  $P_\perp$ ,  $P_L$  et  $t$ ) comme pour le lot réel.

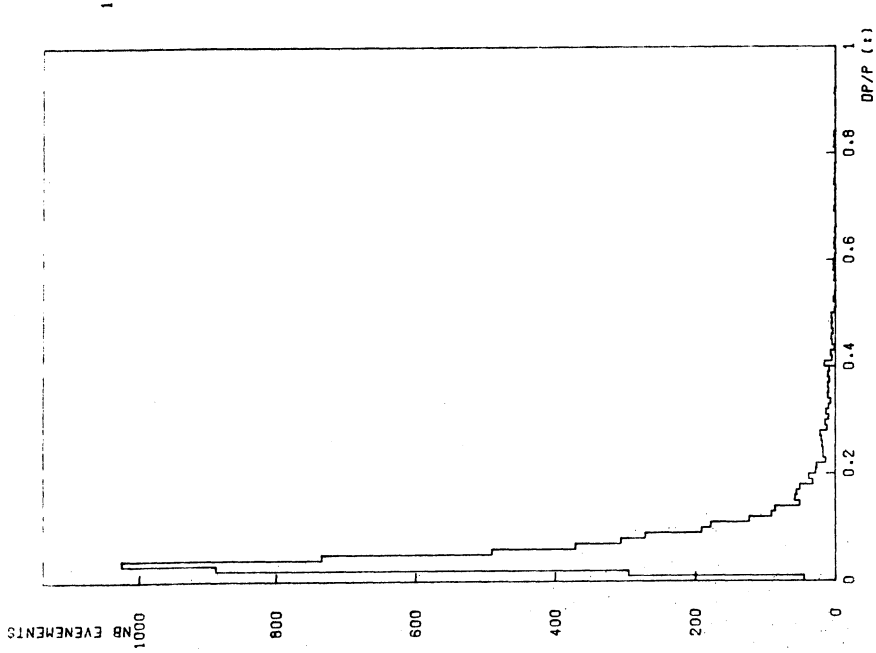


Fig. (V.1) : Incertitude sur la mesure de l'impulsion p

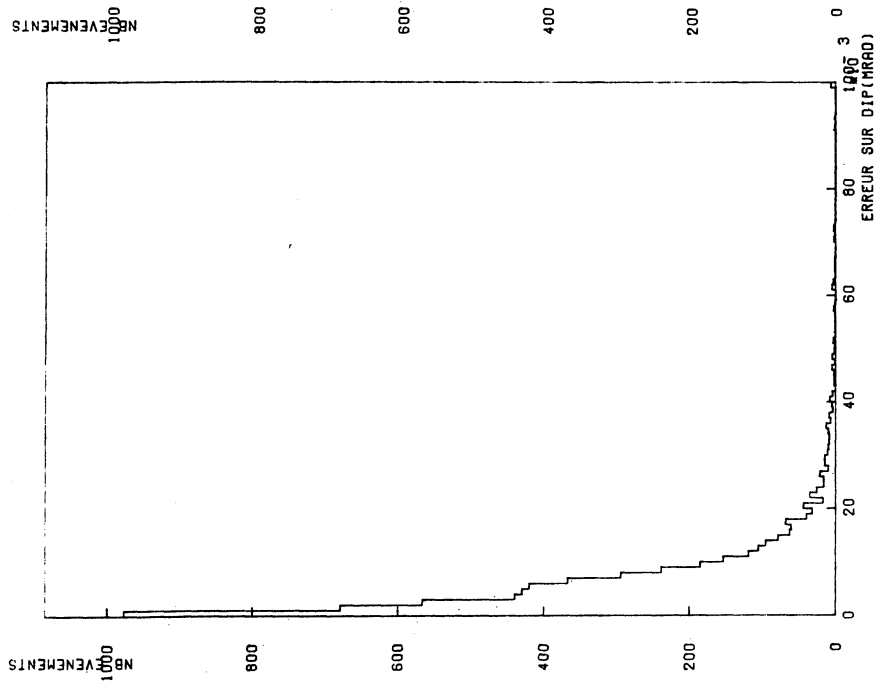


Fig. (V.2) : Erreur absolue sur  $\lambda$  (dip)

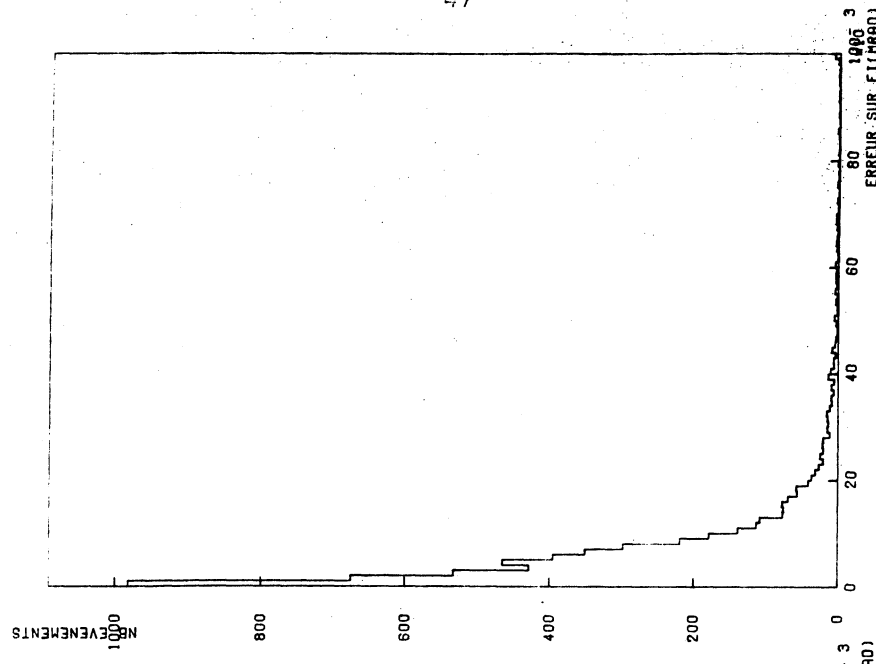


Fig. (V.3) : Erreur absolue sur  $\varphi$  (azimut)

V.3 RESULTATS DU MONTE-CARLO

A - Le nombre total d'événements :  $\mathcal{N}$

Il est obtenu par sommation sur tous les événements  $i$ , en tenant compte du nombre total de noyaux  $N_c$  ( $C^{12}$ ,  $F^{19}$ ,  $Br^{80}$ ) présents dans le volume fiduciel :

$$\mathcal{N} = \frac{N_c}{S} \sum_i w_i$$

où  $S = 1.41 \times 10^4 \text{ cm}^2$ , est la surface du volume offerte aux  $\nu_\mu$ , et  $N_c$  est donné par la table (VI.a) :

	$N_c$ ( $\times 10^{-28}$ )
$C^{12}$	8.05
$F^{19}$	0.81
$Br^{80}$	0.27

Tab. (VI.a) : Nombre total de noyaux dans le volume fiduciel

Les nombres  $\mathcal{N}$  attendus pour chaque réaction sont reproduits dans la tab. (VI.b) :

	$A_1^+$	$\rho^+$	$\rho^0$	$A_1^0$
$\mathcal{N}$	58±6	58±5	9±1	29±3

Tab. (VI.b) : Nombre d'événements attendus

$\mathcal{N}_{\rho^0}$  et  $\mathcal{N}_{A_1^0}$  sont déduits de  $\mathcal{N}_{\rho^+}$  et  $\mathcal{N}_{A_1^+}$  à l'aide des relations (14) et (15) données au chapitre (IV.2.D4). Nous avons pris la valeur  $\sin^2 \theta_W = 0.228$ , réf. (V.1).

Les erreurs  $\Delta \mathcal{N}$  sont supposées ici, dues uniquement à l'incertitude sur la normalisation du flux. Celle-ci est de 10 % et nous avons considéré simplement

$$\frac{\Delta \mathcal{N}}{\mathcal{N}} = \frac{\Delta \Phi}{\Phi} = 10 \%$$

Le flux utilisé pour évaluer  $\mathcal{N}$  correspond à  $N_{CC} = 54000 \pm 5400$  courants chargés dans le volume fiduciel.  $N_{CC}$  a été calculé avec une section efficace  $\sigma(\text{cm}^2) = 0.68 \times 10^{-38} \times E_\nu$  (GeV).

### B - Distribution des événements

Les variables cinématiques essentielles sont les moments de transfert  $Q^2$  et  $t$ . Les figures (V.4 et V.5) représentent  $\frac{dN}{dQ^2}$  obtenues pour  $A_1^+$  et  $\rho^+$ .  $\frac{dN}{dQ^2}$  présente, dans les 2 cas, l'allure attendue dans les processus quasi-élastiques, c'est-à-dire  $\frac{dN}{dQ^2}$  piquée à  $Q^2 = m_\nu^2$  et principalement concentrée entre  $Q^2 = 0$  et  $2 \text{ GeV}^2$ .

Les moyennes obtenues  $\langle Q^2 \rangle$  sont reproduites ci-dessous :

	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )
$A_1^+$	2.14
$\rho^+$	1.7

Les  $\langle Q^2 \rangle$  obtenues sans les distorsions expérimentales étant respectivement de 1.8 et 1.4 GeV<sup>2</sup> pour  $A_1^+$  et  $\rho^+$ .

$\frac{dN}{dt}(A_1^+)$  et  $\frac{dN}{dt}(\rho^+)$  sont représentés sur les figures (V.6 et V.7), où nous avons baptisé :

$$t_{\text{exp}} = E_{\text{mis}}^2 + P_{\perp}^2, \text{ évalué pour le lot expérimental}$$

$$\text{et } t_{\text{th}} = t \text{ réel obéissant à la loi } \frac{dN}{dt} = e^{-b|t|}$$

Les allures de  $\frac{dN}{dt}$  sont exponentiellement décroissantes, mais les pentes sont sensiblement différentes :  $b_{\text{th}} \approx 30 \text{ GeV}^{-2}$  alors que  $b_{\text{ex}} \approx 10 \text{ GeV}^{-2}$ . Cela nous montre que les erreurs de mesure dues à notre dispositif expérimental élargissent considérablement  $\frac{dN}{dt}$ . Le diagramme (V.8) représente la disposition ( $t_{\text{exp}}, t_{\text{th}}$ ) et corrobore la <sup>ex</sup> précédente affirmation.



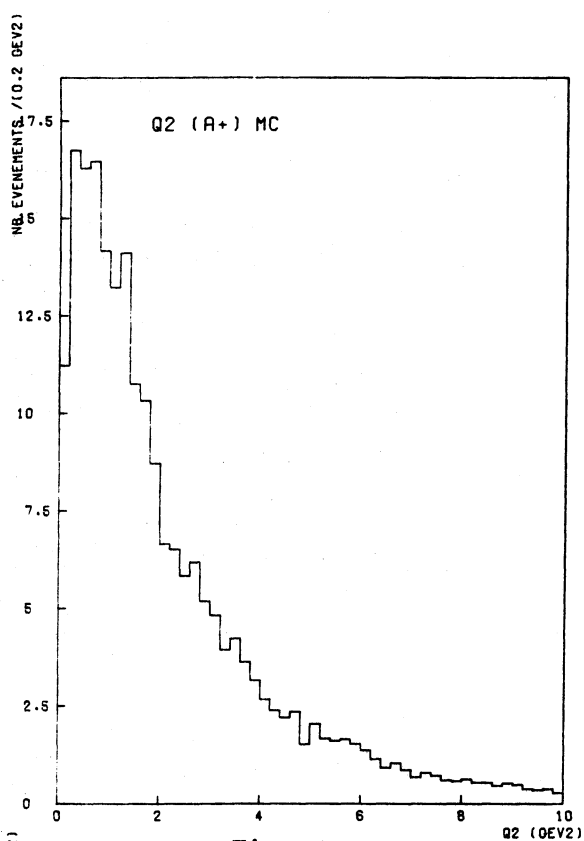


Fig. (V.4)

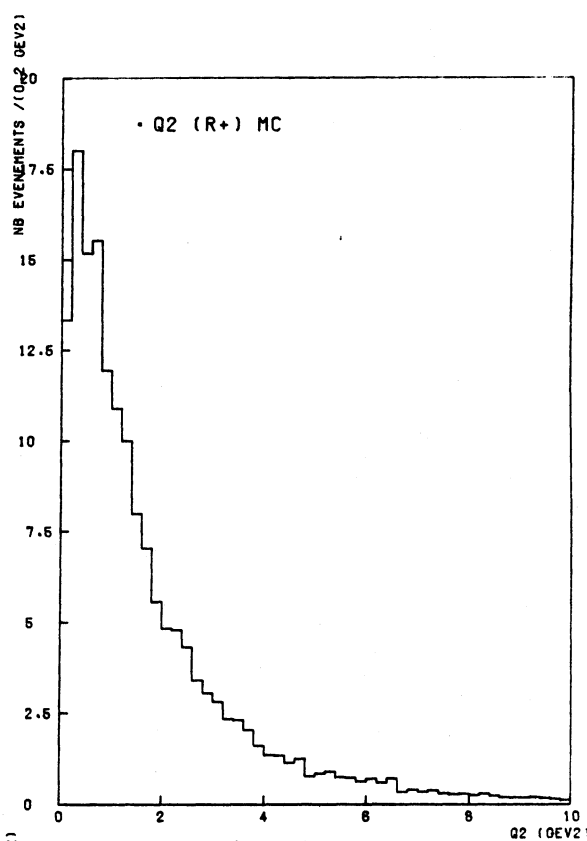


Fig. (V.5)

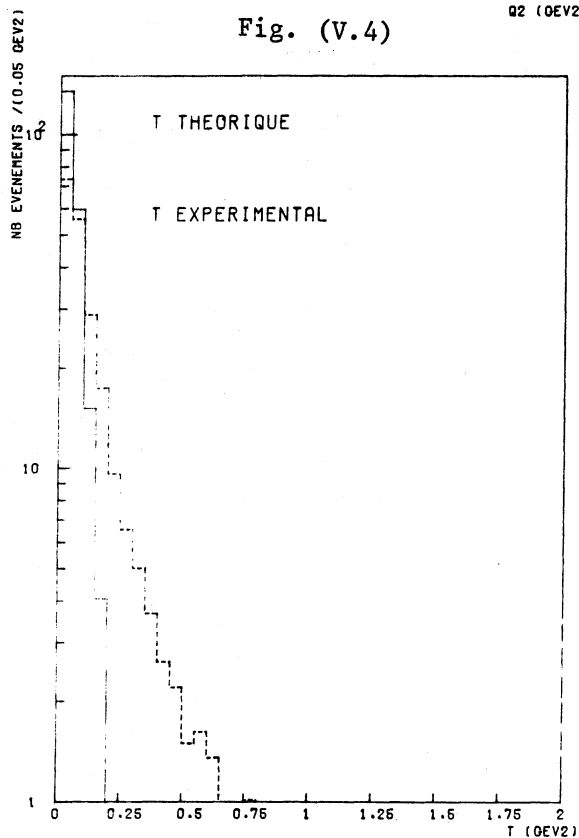


Fig. (V.6)

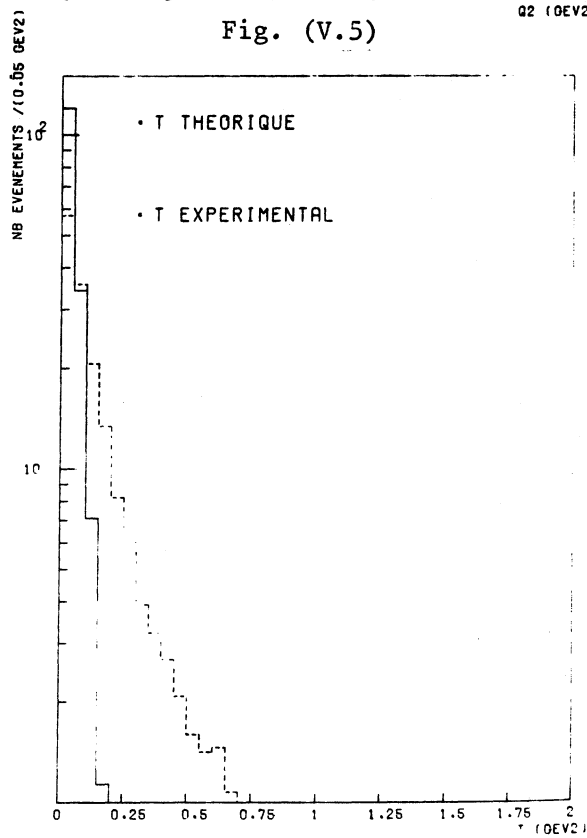


Fig. (V.7)

Fig. (V.4 et 5) : Distributions attendues du  $Q^2$

Fig. (V.6 et 7) : Dispositions relatives

$t_{\text{réel}} - t_{\text{exp}}$

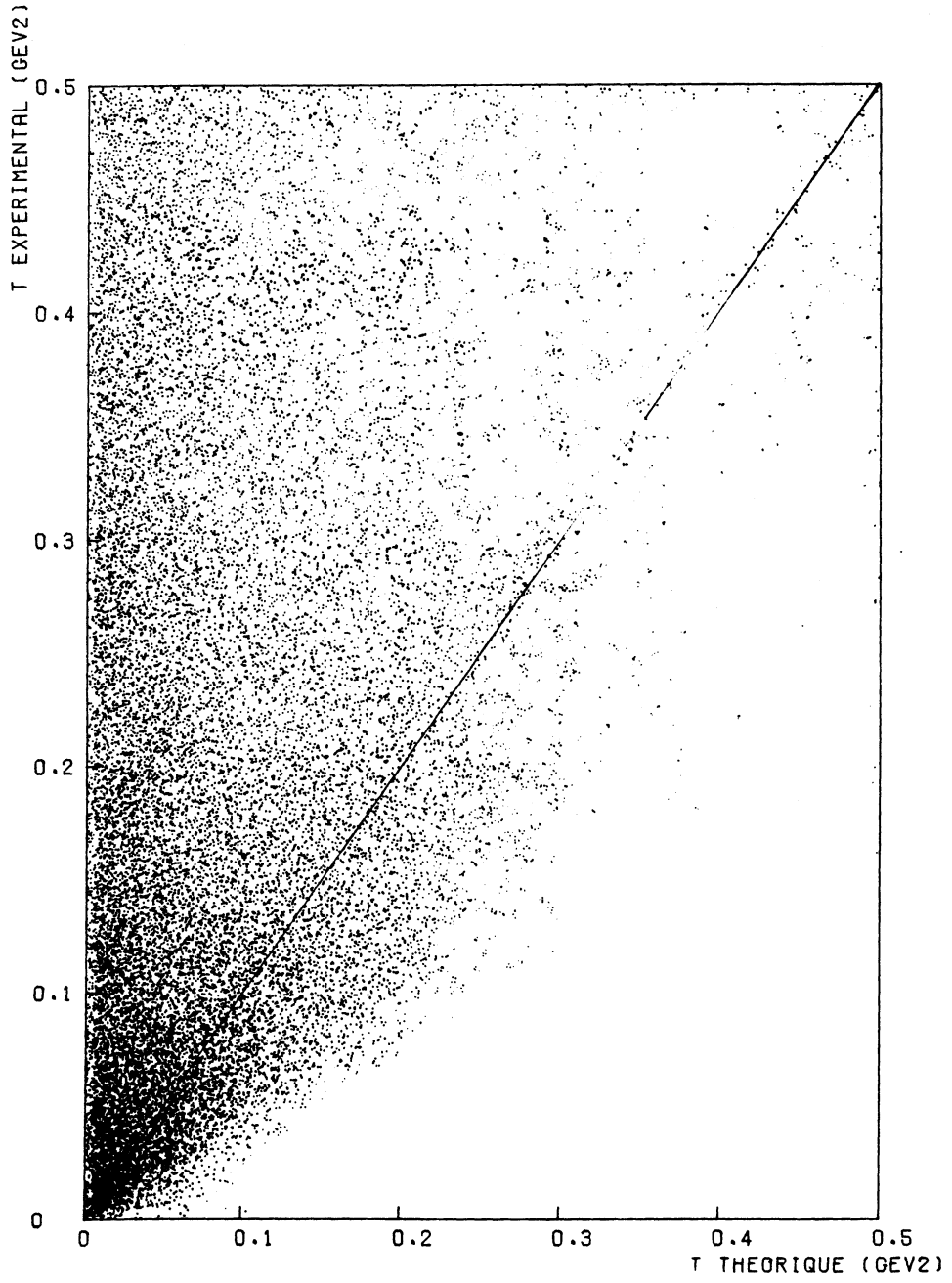


Fig. (V.8) : Diagramme ( $t_{\text{exp}}$ ,  $t_{\text{réel}}$ )

CHAPITRE VI

ANALYSE DU LOT FINAL DES EVENEMENTS

Dans cette partie, nous allons analyser nos événements pour extraire un signal et étudier les différentes sources de bruit de fond.

Pour faciliter l'écriture, nous pouvons adopter la notation suivante : les candidats  $A_1^+$ ,  $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ,  $A_1^0$  seront notés  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  respectivement.

Définition des régions de masse pour les mésons  $A_1$  et  $\rho$

Les incertitudes  $\frac{\Delta M}{M}$  sur les masses invariantes sont représentées sur les histogrammes (VI.1, 2, 3, 4) pour  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  respectivement. Les moyennes  $\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$  obtenues sont données par la table (VI.a)

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
$\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$	0.04	0.05	0.05	0.05

Tab. (VI.a) : Incertitudes moyennes sur la mesure des masses invariantes

Les masses  $M$  et largeurs de désintégration  $\Gamma$  du  $A$  et du  $\rho$  sont, réf. (VI.1):

$$M_{A_1} = 1.1 \text{ GeV} \quad \Gamma_{A_1} = 300 \text{ MeV}$$

$$M_{\rho} = 770 \text{ MeV} \quad \Gamma_{\rho} = 160 \text{ MeV}$$

Suivant la table (VI.a), l'erreur due à la mesure de  $m_{A_1}$  et  $m_{\rho}$  sera  $\Delta m_A \approx \Delta m_{\rho} \approx 40 \text{ MeV}$ , donc inférieure à  $\Gamma_{A_1}$  et  $\Gamma_{\rho}$ .

Tenant compte de  $\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$ ,  $\Gamma_{A_1}$  et  $\Gamma_{\rho}$ , nous définissons les régions de masse pour  $A_1$  et  $\rho$  à 1 écart-standard comme suit :

$$1.0 < m_{A_1} < 1.4 \text{ GeV}$$

$$670 < m_{\rho} < 870 \text{ MeV}$$

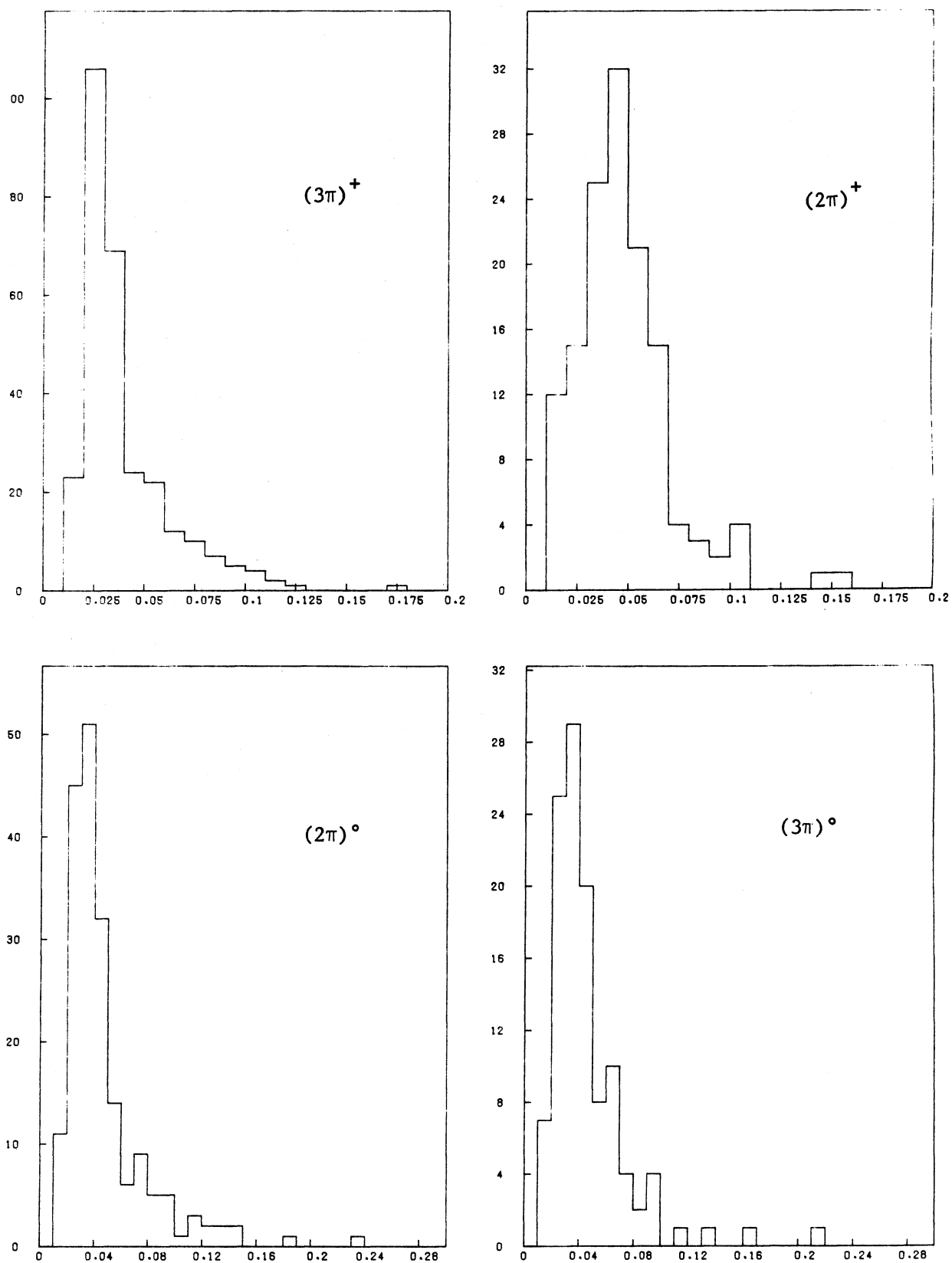


Fig. (VI.1,2,3,4) : Incertitude sur la mesure des masses invariantes

Il est utile de définir à chaque étape de l'analyse le rapport  $\hat{R}$ , qui caractérisera l'effet de chaque coupure sur les événements.

$$\hat{R} = \frac{\text{nombre d'événements dans la région de masse}}{\text{nombre d'événements hors de la région de masse}}$$

### VI.1 ANALYSE PRELIMINAIRE

#### A - Etude de l'énergie hadronique $E_h$

Nous avons vu au chapitre (IV.2.c) que la cohérence impliquait

$$E_h \gtrsim 3.8 \text{ et } 2.3 \text{ GeV pour la production du } A_1 \text{ et du } \rho$$

Les histogrammes (VI.5 à 8) montrent les distributions du  $E_h$  respectivement pour le lot  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  : nous y observons une accumulation d'événements à  $E_h < 3$  GeV, dû à la présence des bruits de fond.

Comparons  $\langle E_h \rangle$  et  $e = \frac{N_{ev}(E_h < 3 \text{ GeV})}{N_{ev \text{ total}}}$  pour le lot expérimental et celui

simulé :

Lot	Expérience		Monte-Carlo	
	$\langle E_h \rangle$ (GeV)	e	$\langle E_h \rangle$ (GeV)	e
$(3\pi)^+$	7.4	0.19	21	0.01
$(2\pi)^+$	6.3	0.37	17	0.03
$(2\pi)^0$	5.7	0.43	17	0.03
$(3\pi)^0$	9.7	0.08	21	0.01

Tab. (VI.b). Comparaison de  $E_h$  expérience - Monte-Carlo

D'après le Monte-Carlo, les événements cohérents sont très énergiques. Cela nous suggère de rejeter les candidats dont  $E_h < 3$  GeV. Cette coupure nous fait perdre seulement 1 à 3% du signal attendu mais permet de rejeter respectivement 19, 37, 43 et 8% d'événements  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  constitués principalement par le bruit de fond.

La table (VI.c) résume les effets de cette coupure et montre le nombre N d'événements qui en survivent :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
N	234(291)	86(137)	109(192)	104(113)
$\hat{R}$	$0.60 \pm 0.08(0.63 \pm 0.07)$	$0.65 \pm 0.14(0.55 \pm 0.09)$	$0.25 \pm 0.06(0.36 \pm 0.05)$	$0.46 \pm 0.09(0.48 \pm 0.09)$

Tab. (VI.c). Effets de la coupure  $E_h < 3$  GeV

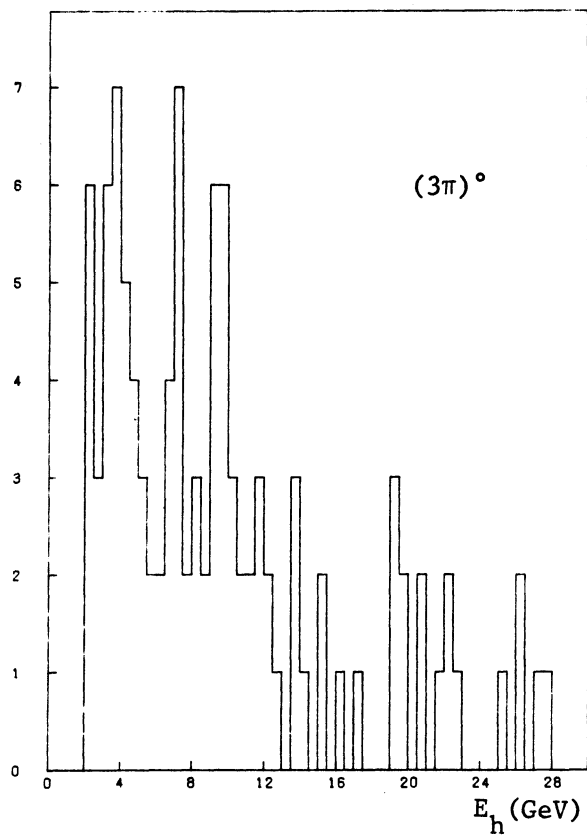
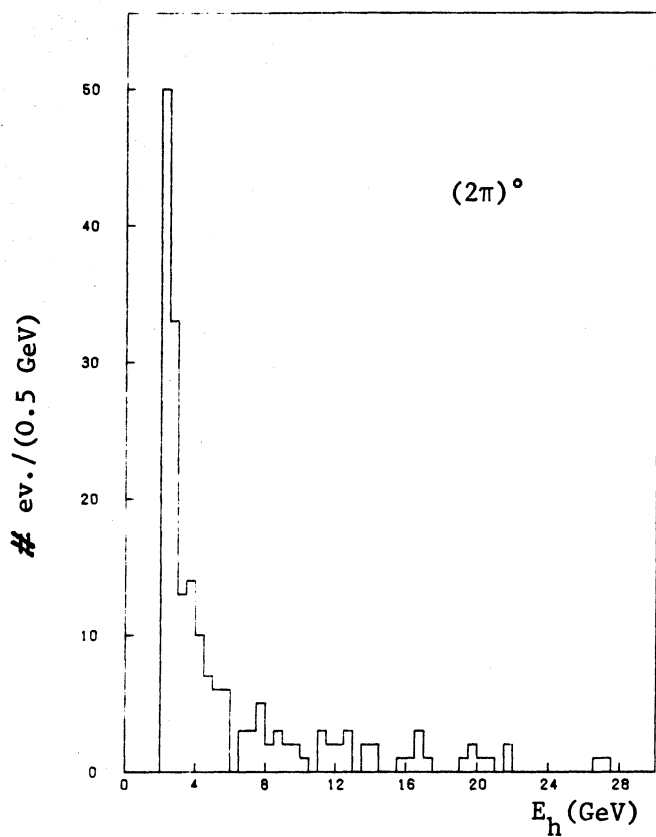
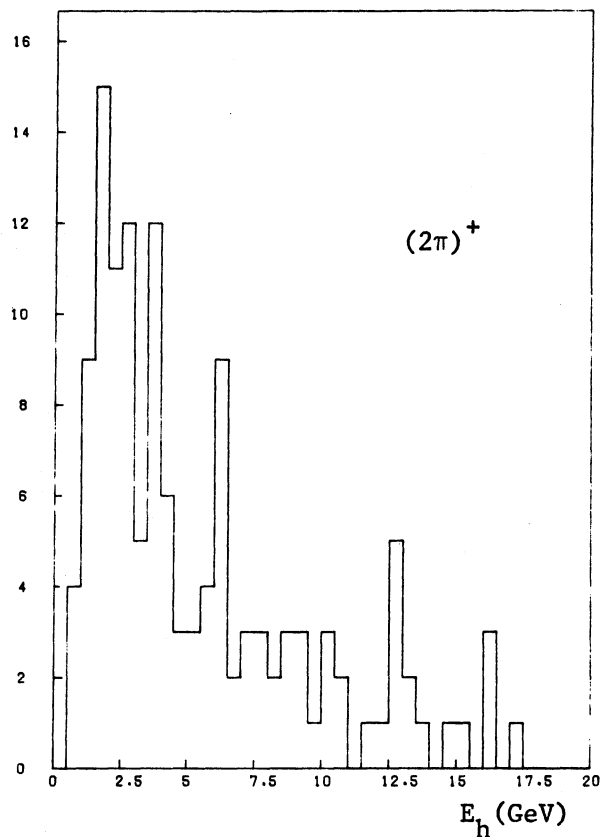
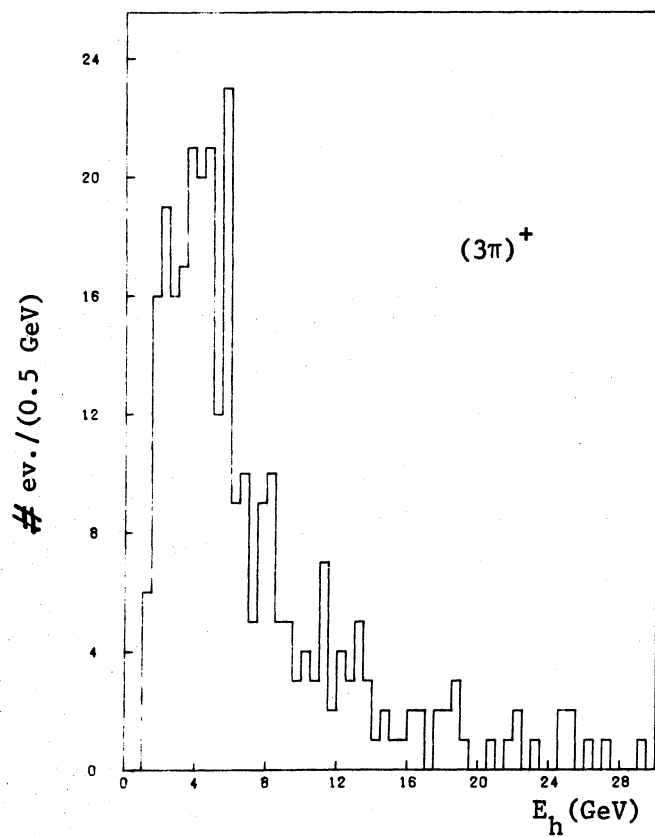


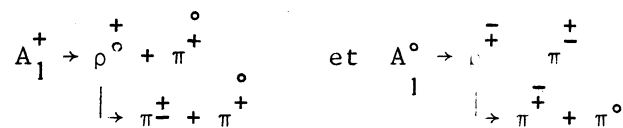
Fig. (VI.5,6,7,8) : Energie hadronique des événements

Nous avons représenté entre parenthèses N et  $\hat{R}$  obtenus avant coupure. Cette notation sera adoptée tout au long de ce chapitre.

Les masses invariantes M se distribuent selon les histogrammes (VI.9 à 12) pour respectivement les lots  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$ .

B - Mise en évidence du  $\rho$  dans les lots  $(3\pi)^+$  et  $(3\pi)^0$

La nature du méson  $A_1$  n'est pas définitivement établie. Néanmoins, il existe des évidences en faveur de la nature résonante de cette particule et de sa désintégration telle que, réf.(VI.2 et VI.3) :



Nous admettons donc ces résultats et étudions les combinaisons  $(\pi^+ + \pi^-)$ , dans le lot  $(3\pi)^+$  et  $(\pi^\pm + \pi^0)$  dans  $(3\pi)^0$ .

Les figures (VI.13 et 14) montrent respectivement les distributions en masse  $m(\pi^+ + \pi^-)$  pour le lot  $(3\pi)^+$  et  $m(\pi^\pm + \pi^0)$  pour  $(3\pi)^0$ . Ces deux spectres sont normalisés au nombre respectif d'événements  $(3\pi)^+$  et  $(3\pi)^0$ . En pointillé, nous représentons les masses

- .  $m'(\pi^+ + \pi^+)$  du lot  $(3\pi)^+$ , le 2ème  $\pi^+$  étant celui restant quand le 1er est pris pour former  $m(\pi^+ + \pi^-)$
- .  $m'(\pi^+ + \pi^-)$  du lot  $(3\pi)^0$

Les spectres de  $m'$  jouant, dans chaque cas, en quelque sorte un espace de phase pour  $m(\pi^+ + \pi^-)$  et  $m(\pi^\pm + \pi^0)$  respectivement.

Sur (VI.13 et 14), nous observons une structure dans la région du  $\rho$  dans les deux spectres  $m(\pi^+ + \pi^-)$  et  $m(\pi^\pm + \pi^0)$ , celle-ci n'apparaissant pas dans ceux de  $m'(\pi^+ + \pi^+)$  et  $m'(\pi^+ + \pi^-)$ .

Les diagrammes (VI.15 et 16) montrent une accumulation d'événements dans la région commune au  $\rho$  et A, pour  $(3\pi)^+$  et  $(3\pi)^0$ . Cependant, la distribution est trop large pour pouvoir être attribuée à la production de  $A_1$  suivie de sa désintégration en  $(\rho\pi)$ .

Afin de réduire les bruits de fond dans ces deux lots, nous pouvons donc retenir les événements  $(3\pi)^+$  et  $(3\pi)^0$  dont un couple  $(\pi^+ + \pi^-)$ ,  $(\pi^\pm + \pi^0)$  se trouve dans la région de masse du  $\rho$  définie précédemment.

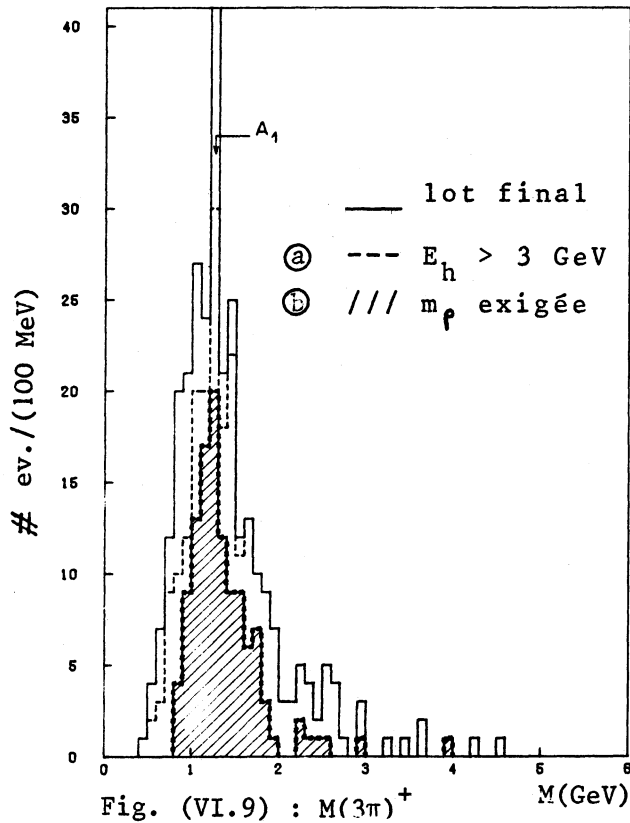


Fig. (VI.9) :  $M(3\pi^+)$

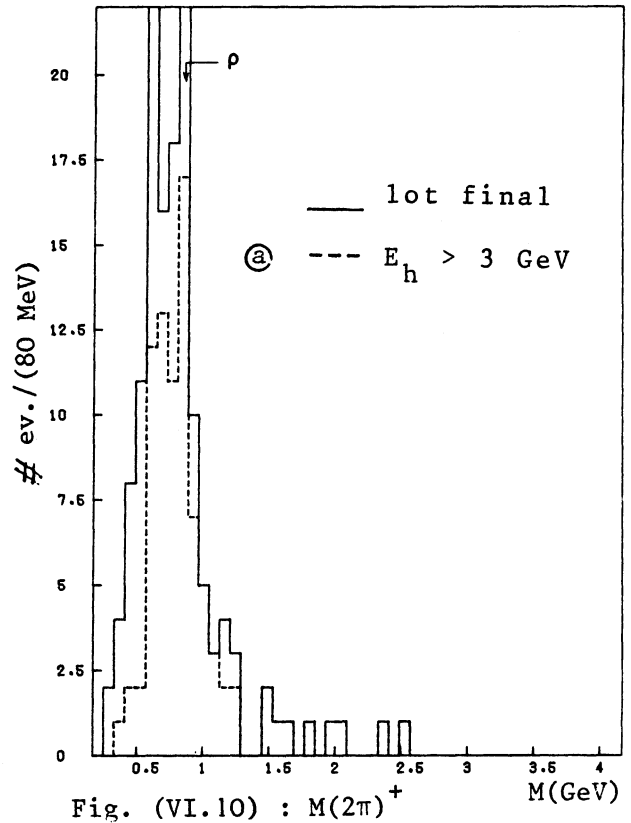


Fig. (VI.10) :  $M(2\pi^+)$

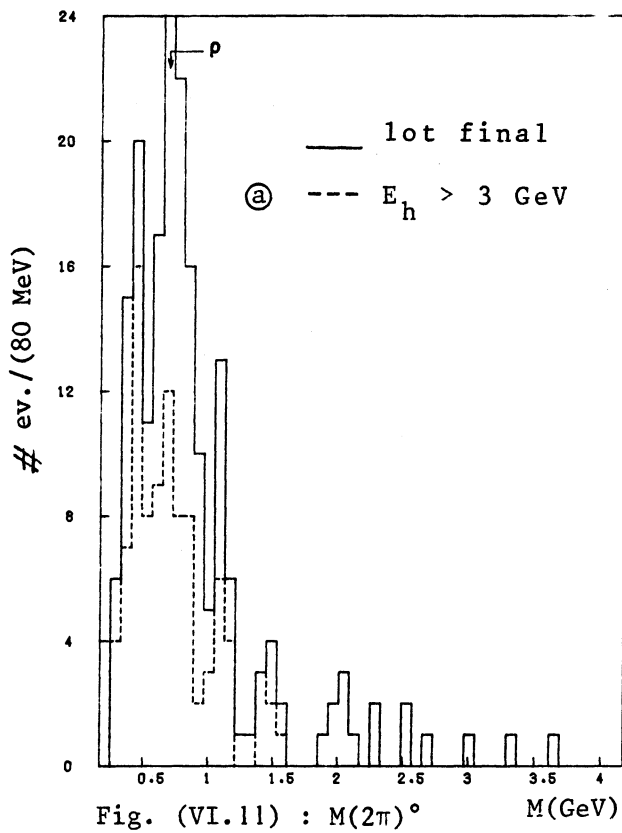


Fig. (VI.11) :  $M(2\pi^0)$

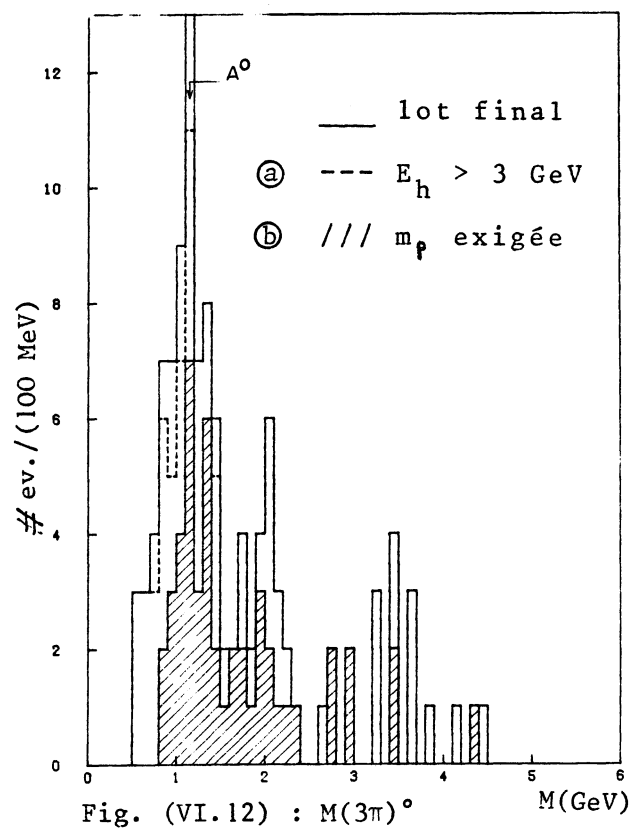


Fig. (VI.12) :  $M(3\pi^0)$



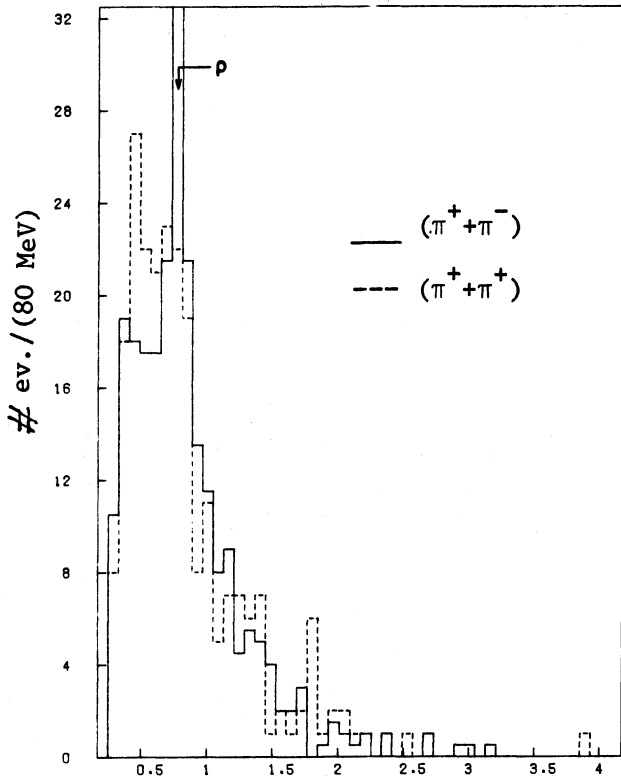


Fig. (VI.13) :  $M(2\pi)$  du lot  $(3\pi)^+$   $M(\text{GeV})$

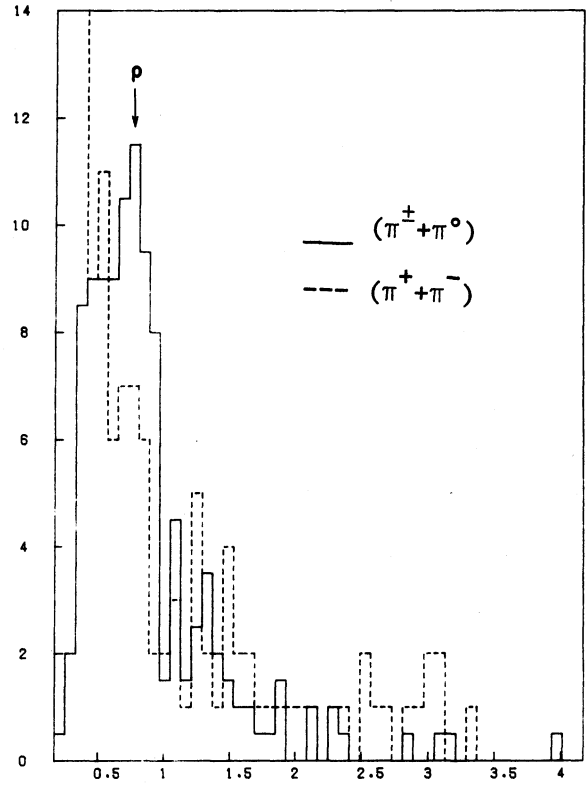


Fig. (VI.14) :  $M(2\pi)$  du lot  $(3\pi)^{\circ}$   $M(\text{GeV})$

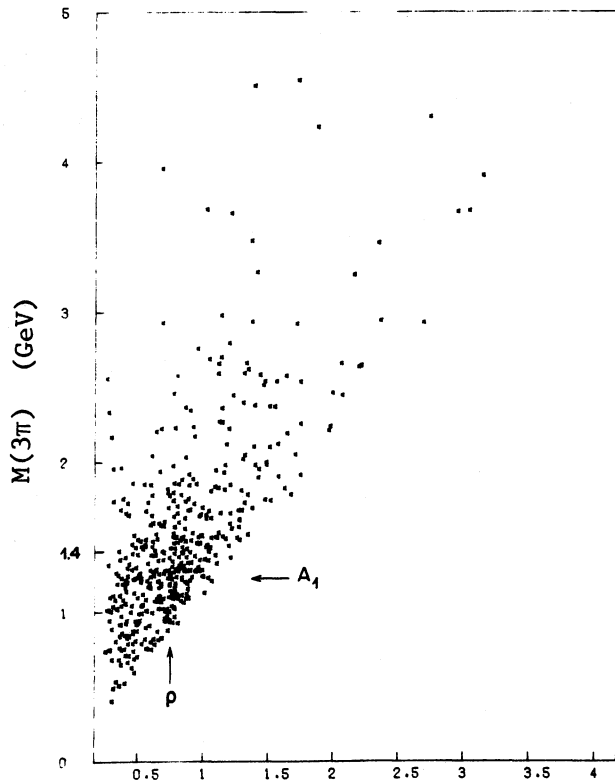


Fig. (VI.15) :  $M(3\pi)^+$  versus  $M(\pi^+ + \pi^-)$

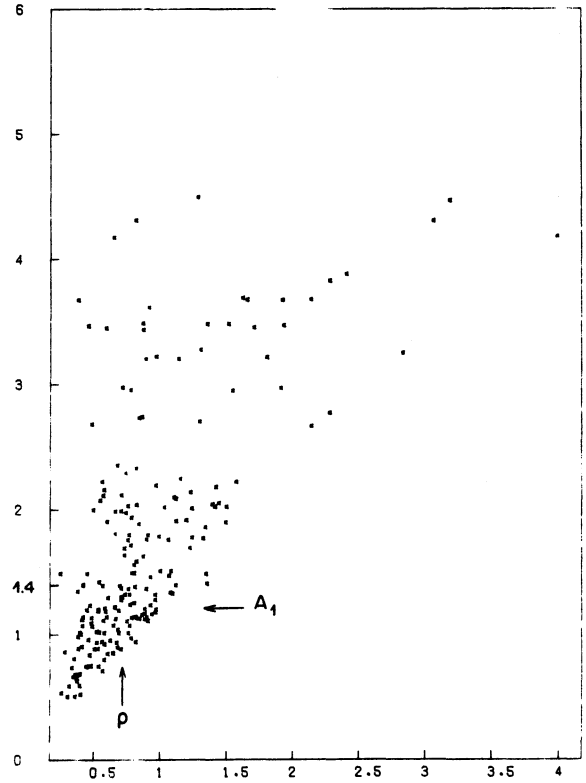


Fig. (VI.16) :  $M(3\pi)^{\circ}$  versus  $M(\pi^{\pm} + \pi^{\circ})$

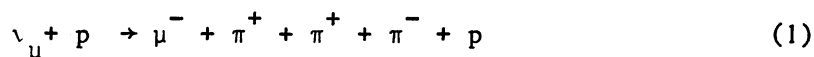
La table (VI.d) résume l'effet de cette coupure :

	$(3\pi)^+$	$(3\pi)^0$
N	117(234)	48(104)
$\hat{R}$	$1.13 \pm 0.20(0.60 \pm 0.08)$	$0.71 \pm 0.20(0.46 \pm 0.09)$

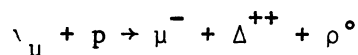
Tab. (VI.d) : Effets de la coupure sur  $m(2\pi)$  dans les lots  $(3\pi)^+$  et  $(3\pi)^0$

Nous observons que  $\hat{R}$  augmente (d'un facteur 1.5) par rapport à celui donné dans la table (VI.c) : cela n'est pas surprenant, car la contrainte  $m(2\pi) > 670$  MeV implique  $M(3\pi) \gtrsim (670 + m) = 810$  MeV, et la distribution  $M(3\pi)$  se concentre forcément au début de l'espace de phase disponible.

Les figures (VI.9b et VI.12b) représentent les spectres  $\frac{dN}{dM(3\pi)}$  obtenus : on peut y voir que même s'il y a un signal possible de  $A_1$ , le bruit de fond reste élevé. Selon la collaboration FMHB\*, réf.(VI.4), le processus courant chargé :

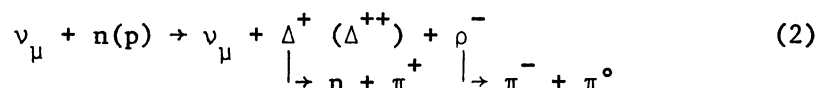


est dominé par la production de  $\Delta^{++} + \rho^0$  selon :



Cette collaboration constate que le  $\pi^{+}$  du  $\Delta^{++}$  combiné avec le  $\pi^{-}$  peut former une "réflexion" et simuler une structure à la masse du  $\rho$ .

Cette constatation est évidemment valable pour notre lot  $(3\pi)^+$ . Pour celui  $(3\pi)^0$ , l'équivalent de (1) est :



où le neutron n'est pas détecté (ou le proton est invisible dans le liquide).

Les réactions (1) et (2) étant identiques au spin isotopique près.

Nous pouvons donc légitimement supposer que le  $\pi^{+}$  du  $\Delta^{+}(\Delta^{++})$ , dans (2), se combine au  $\pi^0$  et redonne la masse du  $\rho$  comme précédemment.

Les quantités essentielles dans cette analyse sont les moments de transfert  $Q^2$  et  $t$  qui sont évalués à l'aide de quantités mesurables pour les lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ . Les événements correspondants devant présenter les mêmes caractéristiques dynamiques, nous les analyserons parallèlement.

\* Fermilab, Michigan, Hawaiï, Berkeley.

VI.2 ANALYSE DES LOTS  $(3\pi)^+$  ET  $(2\pi)^+$

A - Etude du  $Q^2$

Les processus cohérents étant quasi-élastiques, on doit s'attendre à ce que :

$$- \langle Q^2 \rangle = m_A^2 (m_\rho^2)$$

$$- \frac{dN}{dQ^2} \text{ maximum à } Q^2 = m_A^2 (m_\rho^2)$$

Ces deux caractéristiques sont reproduites par les événements simulés (voir chapitre V.C.c).

Les figures (VI.17 et 18) montrent  $\frac{dN}{dQ^2}$  obtenus pour les lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ .

Aux fluctuations statistiques près, l'allure de  $\frac{dN}{dQ^2}$  est constante : cela

montre que le fond est important dans les deux lots. Les distributions (VI.17 et 18) admettent pour moyenne  $\langle Q^2 \rangle$  ( $\text{GeV}^2$ ) :

$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
3.17	2.70

B - Etude du t

Rappelons que nous évaluons t par la formule

$$t = E_{\text{mis}}^2 + P_\perp^2, \text{ chap. (III.1)}$$

C'est le  $P_\perp^2$  qui contribue essentiellement à la valeur de t.

Nous représentons donc sur les figures (VI.19 et 20) les spectres de  $P_\perp$  pour les lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$  et sur (VI.21 et 22) les erreurs  $\Delta P_\perp$  respectives.

Les caractéristiques de  $\frac{dN}{dP_\perp}$  et  $\frac{dN}{d(\Delta P_\perp)}$  sont résumées dans la table (VI.e) :

	$\langle P_\perp \rangle$ (MeV)	$\langle \Delta P_\perp \rangle$ (MeV)
$(3\pi)^+$	370	93
$(2\pi)^+$	390	120

Tab. (VI.e) : Caractéristiques de  $P_\perp$

Les spectres  $\frac{dN}{dt}$  correspondant figurent sur (VI.23a et 24a), les moyennes

$\langle t \rangle$  et  $\langle \Delta t \rangle$  obtenues sont données ci-dessous :

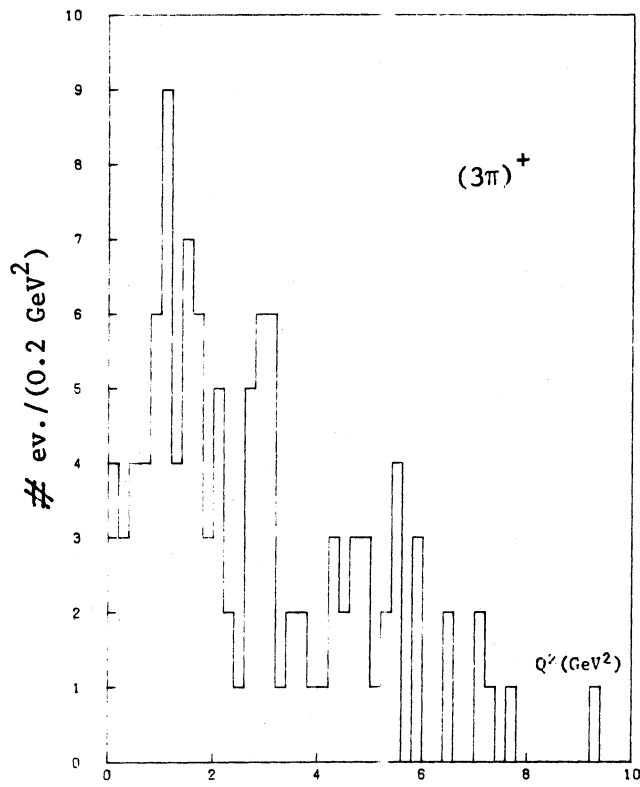


Fig. (VI.17) : Distribution du Q<sup>2</sup>

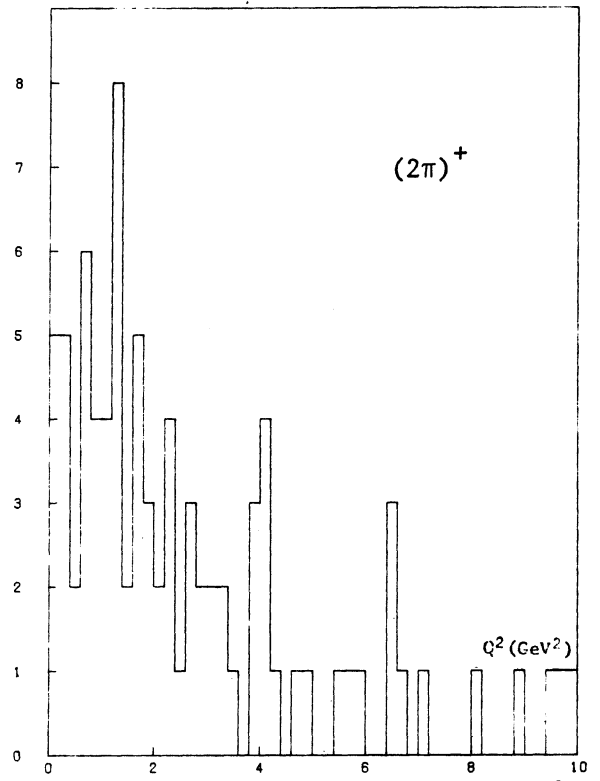


Fig. (VI.18) : Distribution du Q<sup>2</sup>

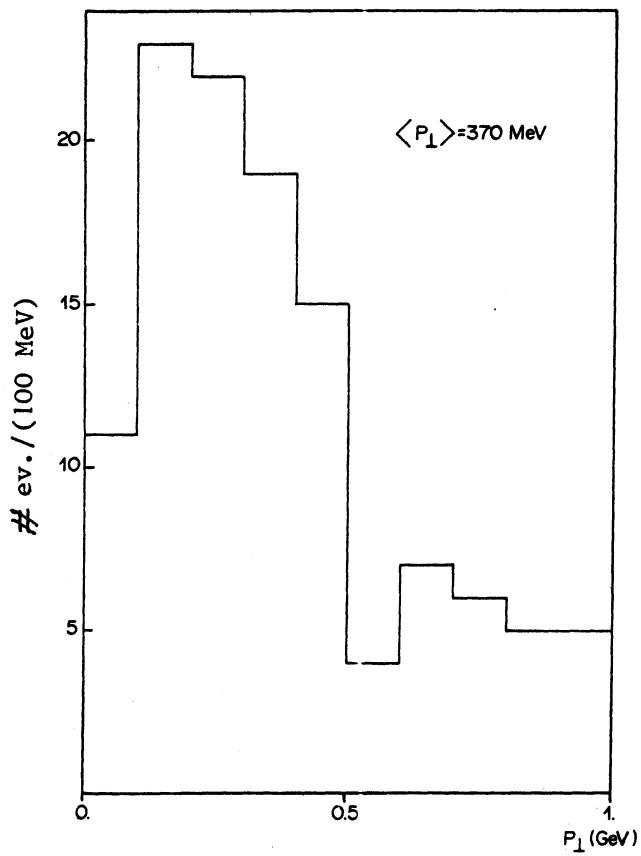


Fig. (VI.19) : Distribution de P<sub>⊥</sub>

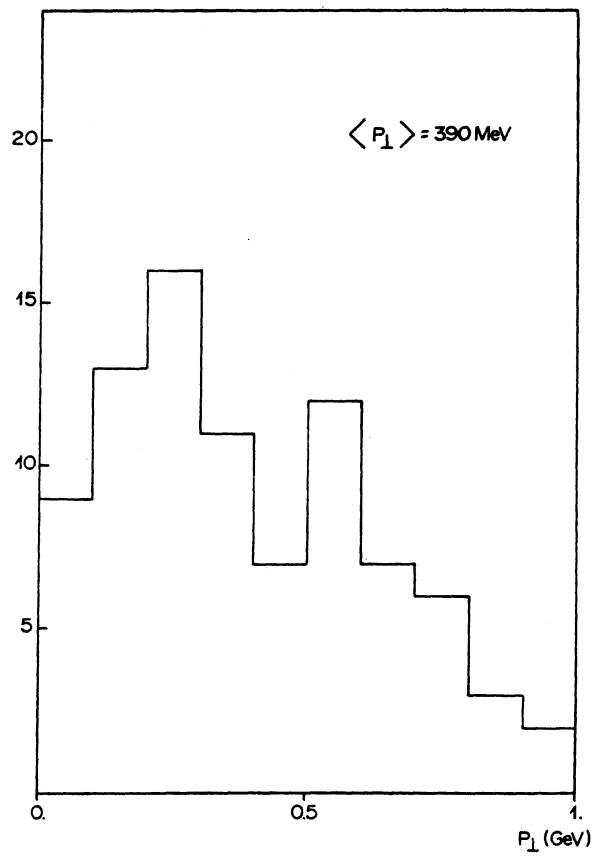


Fig. (VI.20) : Distribution de P<sub>⊥</sub>

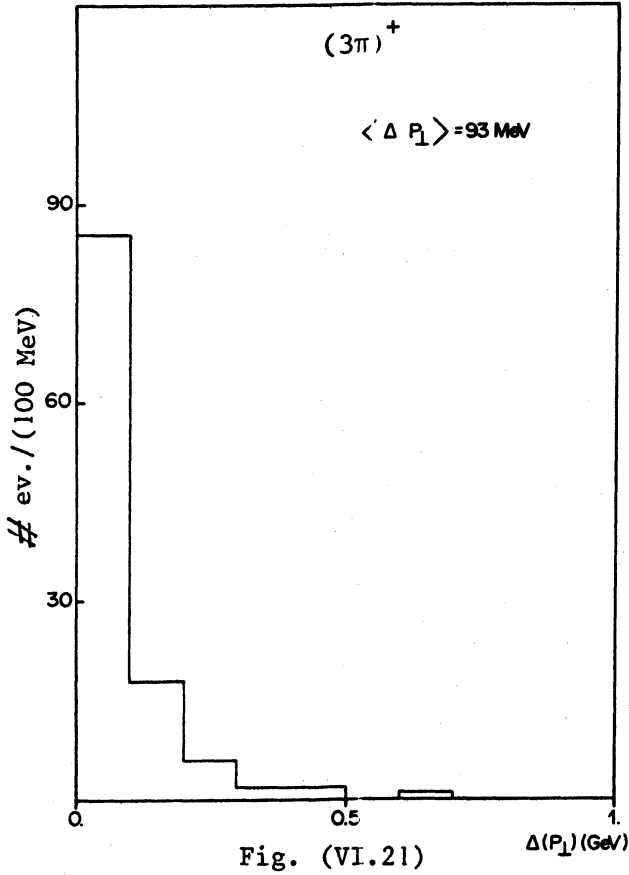


Fig. (VI.21)

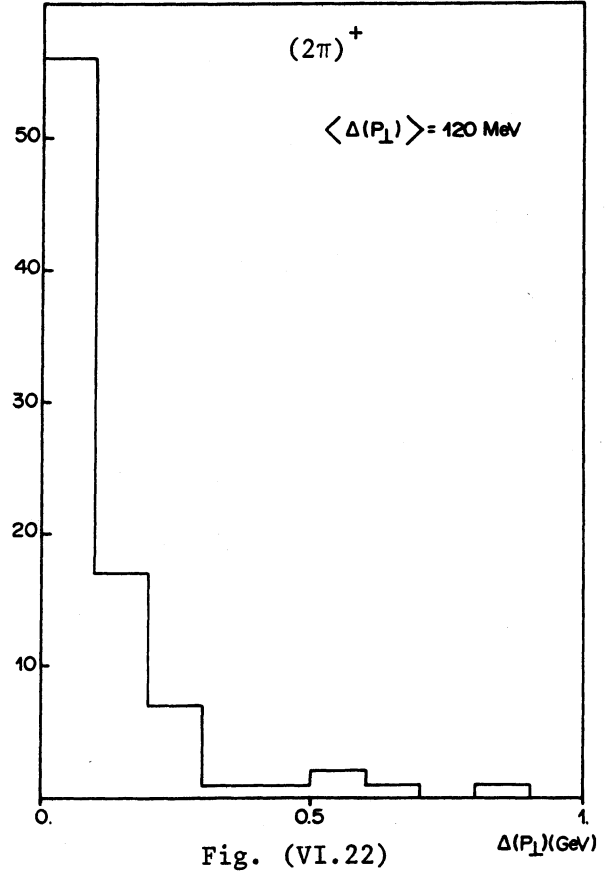


Fig. (VI.22)

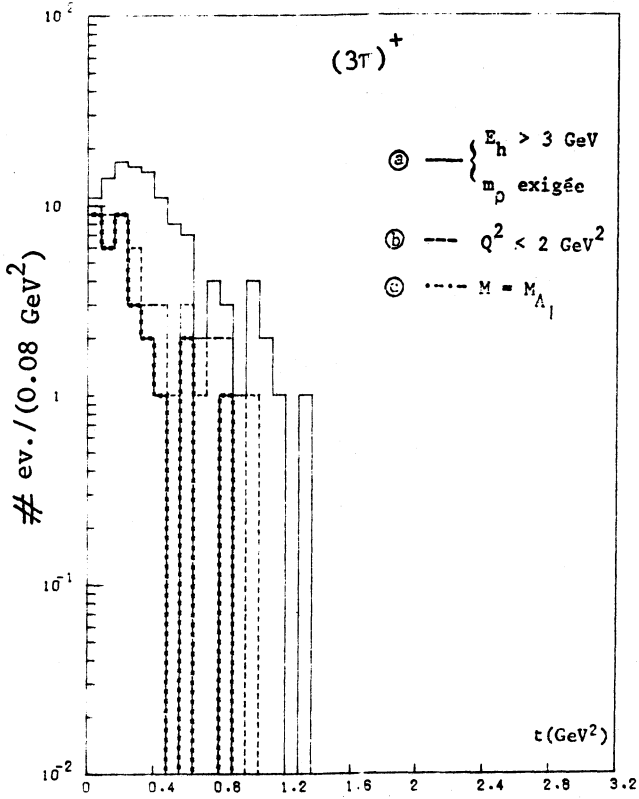


Fig. (VI.23)

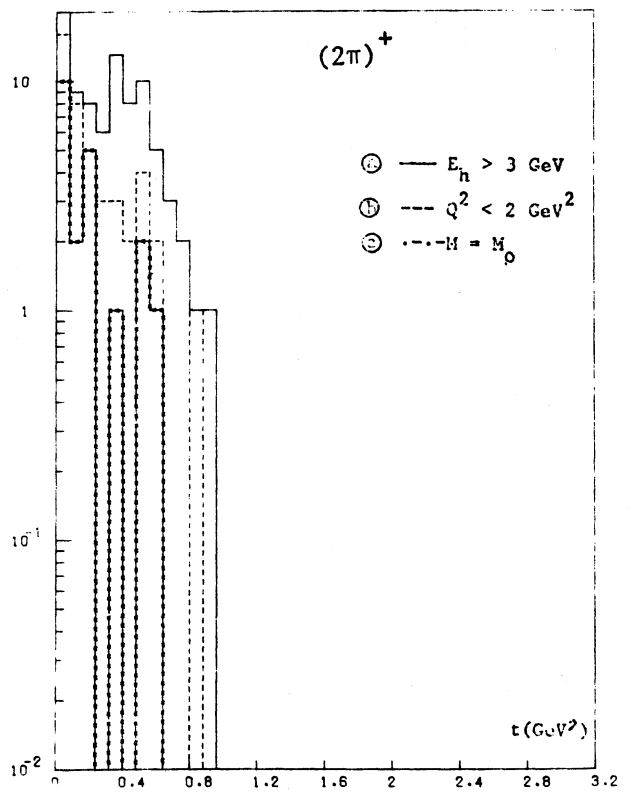


Fig. (VI.24)

Fig. (VI.21 et 22) : Erreur absolue sur  $P_{\perp}$

Fig. (VI.23 et 24) : Distribution de  $t$

	$\langle t \rangle \text{ (GeV}^2\text{)}$	$\langle \Delta t \rangle \text{ (GeV}^2\text{)}$
$(3\pi)^+$	0.38	0.09
$(2\pi)^+$	0.30	0.10

Qualitativement,  $\frac{dN}{dt}$  ne montre pas la décroissance exponentielle, en fonction de  $t$  qui caractérise la cohérence.

Quantitativement, les moyennes  $\langle t \rangle$  obtenues sont largement supérieures (d'un facteur 30 au moins) au transfert cohérent  $t_{\max} = 0.01 \text{ GeV}^2$ .

D'autre part, les erreurs  $\langle \Delta t \rangle$  sont déjà telles que :  $\langle \Delta t \rangle \gtrsim 9 t_{\max}$

1) Coupure sur le  $Q^2$

Pour réduire le fond dans nos deux lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ , nous pouvons placer une coupure  $Q_0^2$  sur  $Q^2$  en utilisant les résultats du Monte-Carlo pour  $\frac{dN}{dQ^2}$ . Celui-ci montre que  $\frac{dN}{dQ^2}$  décroît du maximum où  $Q^2 = m_A^2 (m_\rho^2)$  à  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  d'un facteur 3 environ et que  $\frac{N_{ev}(Q^2 < 2 \text{ GeV}^2)}{N_{ev \text{ total}}} = 40$  et 31%

respectivement pour  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ .

Nous pouvons prendre  $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ . Cette coupure conduit aux résultats donnés par la table (VI.f) :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
N	50(117)	44(86)
$\hat{R}$	$1.94 \pm 0.57(1.13 \pm 0.20)$	$0.91 \pm 0.27(0.65 \pm 0.14)$

Tab. (VI.f) : Effets de la coupure sur  $Q^2$

La coupure  $Q_0^2$  entraîne une perte de signal de 40 et 31% mais permet de rejeter 57 et 48% d'événements respectivement du lot  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ . La proportion d'événements bruits de fond rejetés est donc supérieure à celle du signal rejeté dans les deux lots.

Remarquons que les rapports  $\hat{R}$  restent cependant compatibles (à moins de 1.5 et 1 écart-standard pour  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ ) avec ceux précédents.

Cela montre que malgré cette coupure, le bruit de fond reste important dans les deux lots.

Les spectres  $\frac{dN}{dM}$  et  $\frac{dN}{dt}$ , obtenus à la suite de la coupure sur  $Q^2$ ,

sont montrés sur les figures (VI.25a et 26a) et (VI.23b et VI.24b) respectivement pour  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ . Nous observons que  $\frac{dN}{dt}$  reste sensiblement constant, aux fluctuations statistiques près, pour les 2 lots et ce dans les domaines  $0 \lesssim t \lesssim .30$  pour  $(3\pi)^+$  et  $0. \lesssim t \lesssim .15 \text{ GeV}^2$  pour  $(2\pi)^+$ . Les moyennes obtenues pour  $t$  et  $\Delta t$  sont reproduites ci-dessous, en  $\text{GeV}^2$  :

	$\langle t \rangle$	$\langle \Delta t \rangle$
$(3\pi)^+$	0.29	0.07
$(2\pi)^+$	0.21	0.08

L'erreur  $\langle \Delta t \rangle$  reste donc élevée :  $\langle \Delta t \rangle \gtrsim 7t_{\text{max}}$

Si maintenant, nous sélectionnons les événements se trouvant dans les régions de masse du  $A_1^+$  et du  $\rho$  et étudions  $\frac{dN}{dt}$ , figures (VI.23c et 24c) respectivement pour  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ , nous n'observons aucun changement notable dans l'allure :  $\frac{dN}{dt}$  reste sensiblement constante entre  $0 \lesssim t \lesssim .25 \text{ GeV}^2$ .

Résumons, maintenant, les points importants de cette analyse :

- i) Nous n'observons pas la distribution  $\frac{dN}{dQ^2}$  attendue pour les événements cohérents.
- ii) Dans le cas du lot  $(3\pi)^+$ , nous ne pouvons affirmer que la structure observée dans la région de masse du  $\rho$  provient de la production et ensuite désintégration du méson  $A_1^+$ .
- iii) L'incertitude sur les mesures expérimentales qui servent à évaluer  $t$  sont trop grandes (surtout celles affectant le  $P_{\perp}$ ) masquant complètement l'effet recherché. Par conséquent, il est impossible de se prononcer sur la nature cohérente de nos événements.

### Conclusion

La précision de l'expérience n'est pas suffisante pour mettre en évidence la cohérence des réactions. L'information que nous pouvons en extraire consiste à évaluer une limite supérieure de production.

#### 2) Coupure sur t

Au vu de ce qui précède, remarquons tout d'abord que parmi les événements du signal se trouvent des événements incohérents, c'est-à-dire ceux produits :

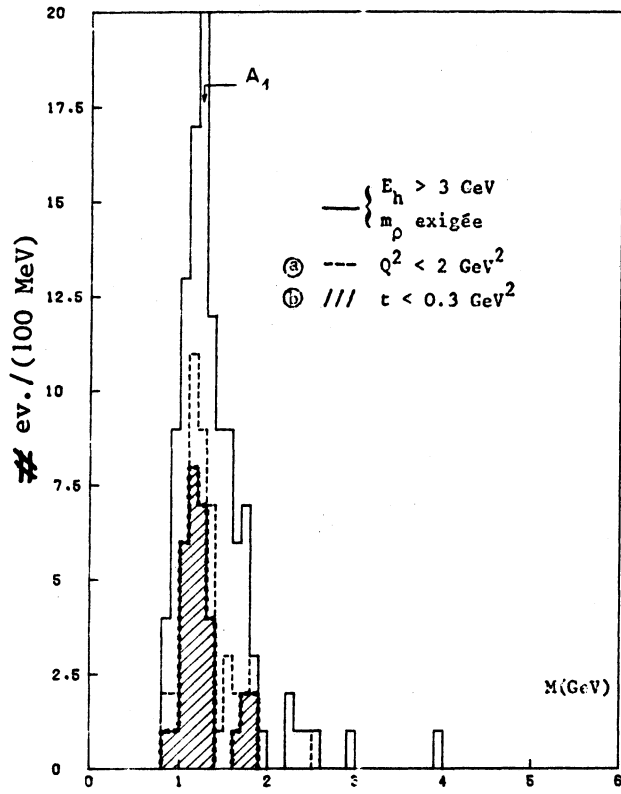


Fig. (VI.25) :  $M(3\pi^+)$

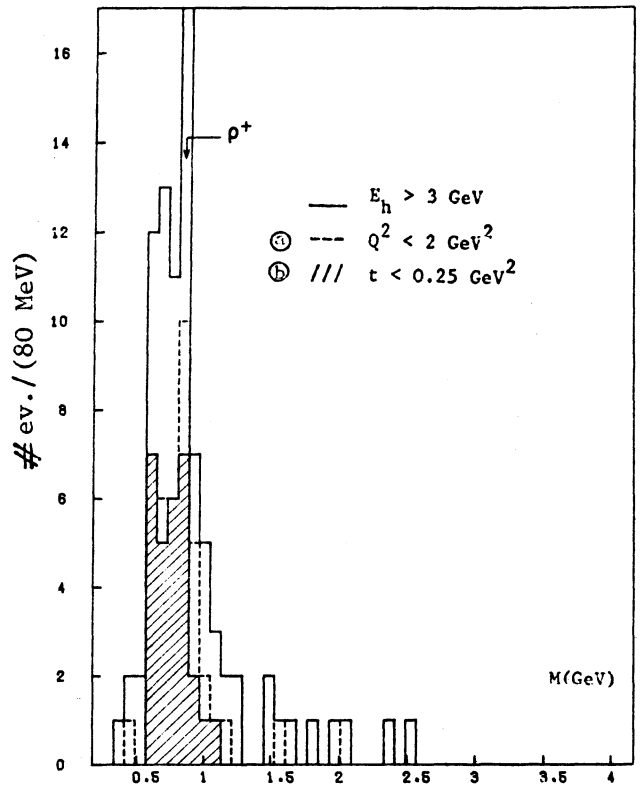


Fig. (VI.26) :  $M(2\pi^+)$

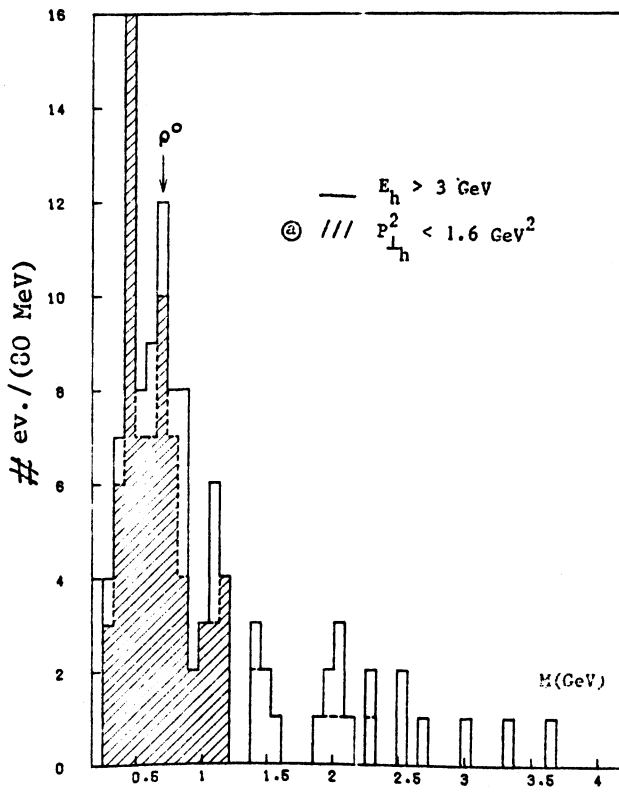


Fig. (VI.27) :  $M(2\pi^0)$

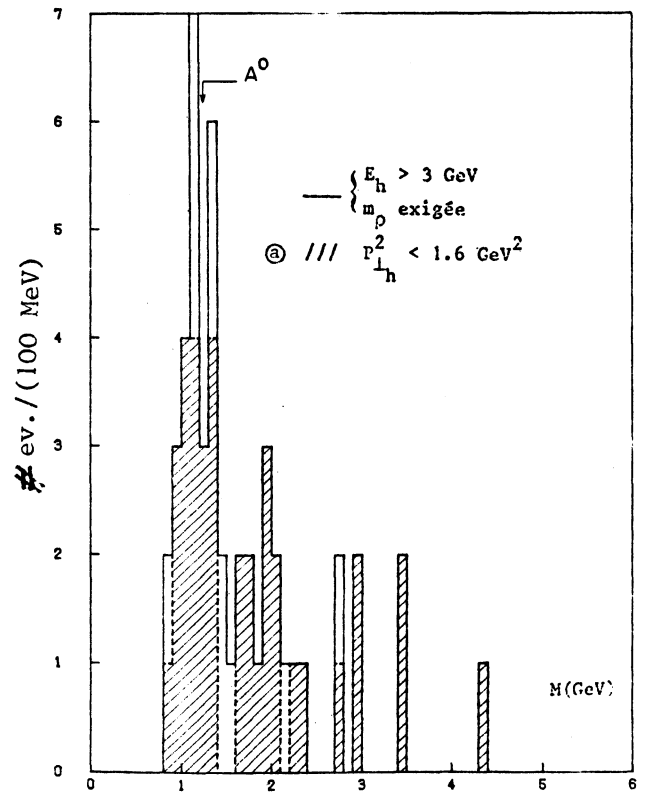


Fig. (VI.28) :  $M(3\pi^0)$



① Soit sur des protons libres dont le recul n'était pas visible dans le liquide.

② Soit sur un nucléon du noyau dont l'excitation n'a pas été observée.

Parce que  $\frac{dN}{dt}$  est fortement distordue par les erreurs de mesure, la séparation des 2 classes de réactions cohérentes-incohérentes est impossible.

Les proportions relatives de ① et ② dans les lots totaux cohérents attendus données par le Monte-Carlo sont reproduites ci-dessous :

	①	②
$(3\pi)^+$	0.03	1.01
$(2\pi)^+$	0.04	1.01

Théoriquement, nous avons donc un équilibre entre les événements cohérents et incohérents.

Nous pouvons fixer une coupure  $t_0$  sur  $t$  qui soit assez sévère pour rejeter les événements visiblement non cohérents. Nous utilisons alors les résultats du Monte-Carlo pour observer que, si on définit  $\epsilon$  :

$$\epsilon = \frac{N_{ev} (t > t_0)}{N_{ev} \text{ total}}$$

nous obtenons pour  $\epsilon$  le tableau ci-dessous :

	$\epsilon$	$\epsilon$
	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
cohérents	0.06	0.11
incohérents	0.35	0.36
$t_0$ ( $\text{GeV}^2$ )	0.30	0.25

$t_0 = 0.30$  et  $0.25 \text{ GeV}^2$  correspondent à des impulsions transférées aux noyaux  $p_c' = 540$  et  $500 \text{ MeV}$  respectivement ; elles sont donc largement hors de la région de cohérence. Les 2 valeurs  $t_0$  sont différentes, les erreurs de mesure  $\Delta t(2\pi)^+$  étant légèrement supérieures à  $t(3\pi)^+$ .

Reproduisant la coupure  $t_0$  dans les lots réels  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ , nous obtenons les spectres de masse  $M$  représentés sur les figures (VI.25b et VI.26b).

L'effet de la coupure  $t_0$  est résumé dans la table (VI.g) :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
N	32(50)	29(44)
$\hat{R}$	$3.57 \pm 1.52(1.94 \pm 0.57)$	$1.41 \pm 0.53(0.91 \pm 0.27)$

Tab. (VI.g): Effets de la coupure sur  $t$ .

La coupure  $t_0$  rejette 36 et 34% d'événements respectivement dans le lot  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ , alors que dans le même temps seulement 6 et 11% d'événements signal sont coupés. Ces chiffres illustrent le fait que cette coupure réduit sensiblement le fond. Ce dernier reste cependant important car les rapports  $\hat{R}$  sont compatibles avec les précédents à 1 écart-standard environ.

### 3) Résumé de l'analyse des lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$

Les étapes précédentes, le nombre N d'événements restant, le rapport  $\hat{R}$  obtenu sont rappelés dans la table (VI.h) :

	Lot final	Coupure $E_h < 3 \text{ GeV}$	Coupure $m(\pi^+ + \pi^-)$	Coupure $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$	Coupure $t$ $(0.30 \text{ GeV}^2)(3\pi)^+$ $(0.25 \text{ GeV}^2)(2\pi)^+$
$(3\pi)^+$	291 $0.63 \pm 0.07$	234 $0.60 \pm 0.08$	117 $1.13 \pm 0.20$	50 $1.94 \pm 0.57$	32 $3.57 \pm 1.52$
$(2\pi)^+$	137 $0.55 \pm 0.09$	86 $0.65 \pm 0.14$	-	44 $0.91 \pm 0.27$	29 $1.41 \pm 0.53$

Tab. (VI.h). Résumé de l'analyse des lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ .

Nous allons étudier les différentes sources de bruit de fond dans ces 2 lots. Celui-ci intervenant différemment dans les 2 cas, nous en ferons des études séparées.

### VI.3 ETUDE DES BRUITS DE FOND DANS LES LOTS $(3\pi)^+$ ET $(2\pi)^+$

#### A - Lot $(3\pi)^+$

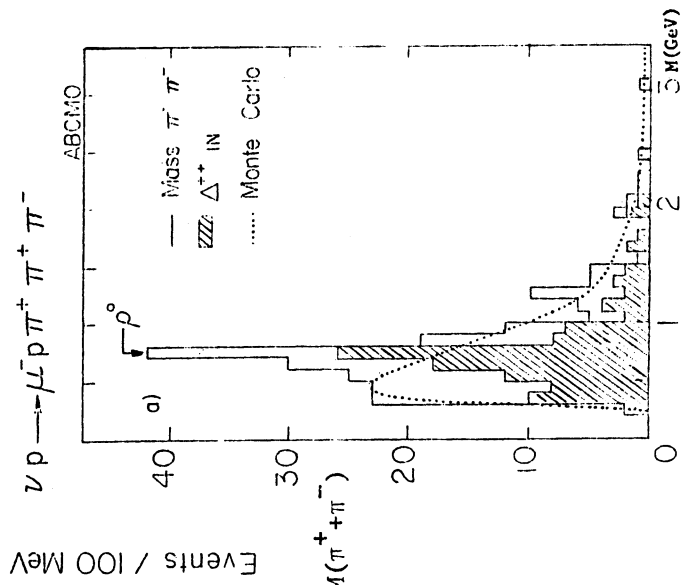
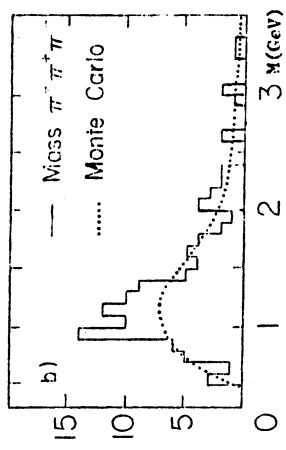
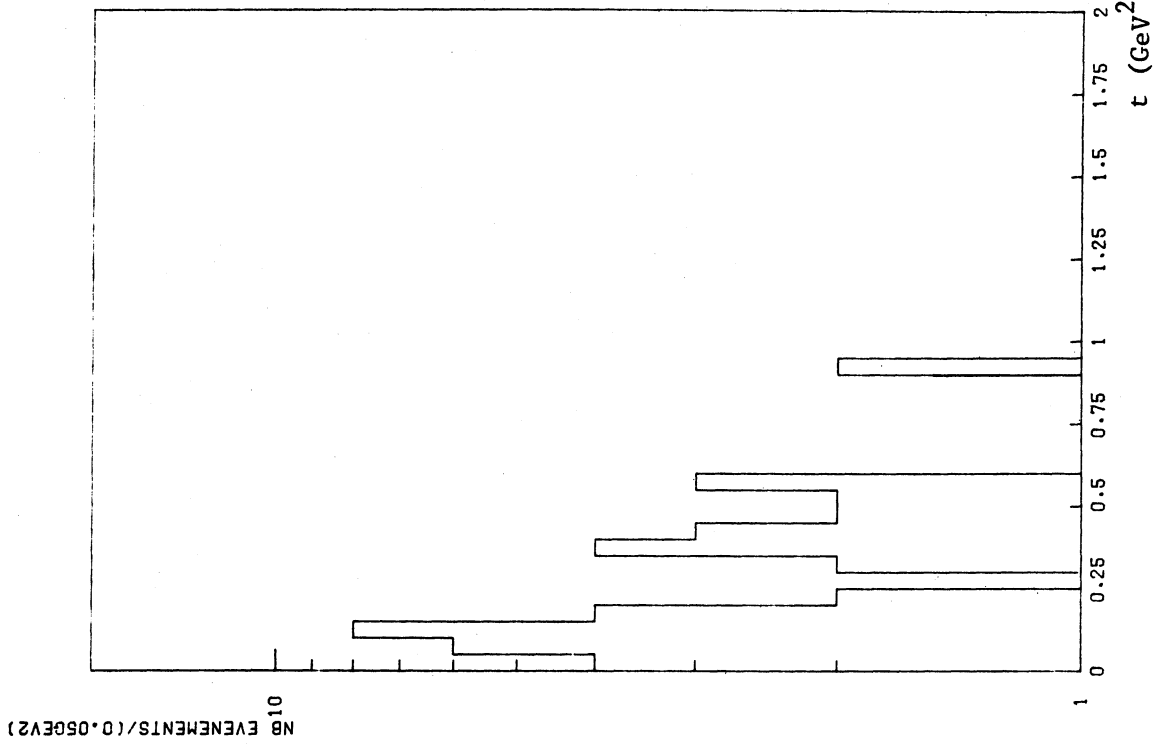
Les processus pouvant contaminer notre lot sont :

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + n(p) \quad (1)$$

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^- + \Delta^+ + (\Delta^{++}) \quad (2)$$

$$\begin{array}{l} | \qquad | \\ \rightarrow p + \pi^+ \\ \rightarrow n + \pi^+ \end{array}$$





Estimation du bruit de fond :

Elle est évaluée à partir du spectre en masse des événements ABCMO. Après toutes coupures ( $E_h$ ,  $Q^2$ ,  $t$ ) sur ceux-ci, on obtient le rapport  $\hat{R}$ :

$$\frac{\hat{R}}{\text{ABCMO}} = \frac{16}{9}$$

Dans ces mêmes conditions, nous restons avec 32 événements dans notre lot, dont 7 sont situés hors de la région de masse du  $A_1^+$ . Le nombre  $N_{bf}$  de bruit de fond s'écrit :

$$\frac{N_{bf}}{7} = \frac{\hat{R}}{\text{ABCMO}}$$

$$\text{soit } N_{bf} = 12 \pm 7$$

La limite supérieure  $N_s$  de notre signal cohérent s'en déduit :

$$N_s = 25 - N_{bf}$$

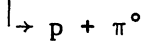
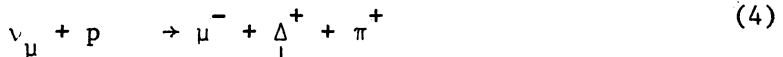
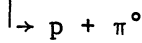
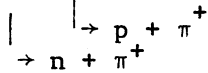
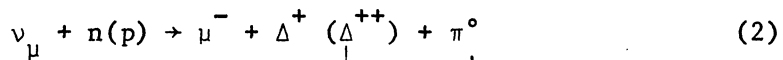
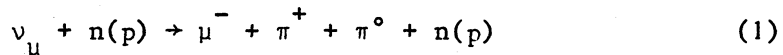
$$\text{soit } N_s = 13 \pm 9$$

A 2 écarts-standard, le signal maximum compatible avec notre expérience est :

$$N_s = 31$$

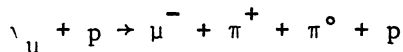
B - Lot  $(2\pi)^+$

Nous distinguons ici 4 sources principales de bruit de fond :



Dans l'état final, il est supposé que le nucléon n'a pas été détecté. Nous avons vérifié que les événements (3) ne donnaient aucune "réflexion" dans le  $\rho$  lorsque la trace + est considérée comme celle d'un  $\pi^+$ .

Selon la référence (VI.6), le système  $(\pi^+ + \pi^0)$  dans la réaction



ne donne pas la masse du  $\rho$ . Nous pouvons donc négliger la contribution de (4) et de (2).

Il reste donc la réaction (1) qui est notre principale source de contamination. La simulation par Monte-Carlo des événements (1) nous a montré que le rapport  $\hat{R}$  restait constant tout au long des coupures ( $E_h, Q^2, t$ ). D'autre part, l'analyse du lot  $(2\pi)^+$  nous a montré que le fond y restait important, malgré la coupure sur  $t$  (voir § II.C.2 dans le même chapitre). Pour évaluer la contribution de (1), nous pouvons légitimement supposer que la distribution initiale (avant toute coupure)  $\frac{dN}{dM}$  est entièrement due au bruit de fond. Le rapport  $\hat{R}_1$  obtenu alors est donné par la table (VI.h) :

$$\hat{R}_1 = 0.55 (= \frac{49}{88})$$

29 événements du lot  $(2\pi)^+$  survivent aux coupures ( $E_h, Q^2, t$ ) (voir Tab. (VI.h)), dont 17 sont situés dans la région du  $\rho^+$  et 12 en dehors. Le bruit de fond  $N_{bf}$  recherché s'écrit donc :

$$\frac{N_{bf}}{12} = \hat{R}_1$$

$$\text{soit } N_{bf} = 7 \pm 2$$

Le signal maximum  $N_s$  s'en déduit :

$$N_s = 17 - N_{bf}$$

$$\text{soit } N_s = 10 \pm 5$$

La limite supérieure du signal cohérent  $\rho^+$  est donc à 2 écarts-standards :

$$N_s = 20$$

Résumé de l'étude des bruits de fond et des limites supérieures du signal.

La table (VI.i) résume ces 2 études

	Nombre d'événements bruts (NB)	Bruit de fond estimé (BF)	NB - BF	Limite supérieure du signal à $2\sigma$
$(3\pi)^+$	25	$12 \pm 7$	$13 \pm 9$	31
$(2\pi)^+$	17	$7 \pm 2$	$10 \pm 5$	20

Tab. (VI.i) : Résumé de l'étude des lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ .

VI.4 ANALYSE DES LOTS  $(2\pi)^\circ$  et  $(3\pi)^\circ$

La figure (VI.11a) représente la distribution  $\frac{dN}{dM}$  du lot  $(2\pi)^\circ$  : nous n'y observons aucune structure dans la région du  $\rho^\circ$ .

Le lepton dans l'état final ( $\nu$ ) n'étant pas détecté, nous ne pouvons pas évaluer les quantités  $Q^2$  et  $t$ . L'ajustement cinématique de la réaction ne nous est d'aucun secours, le problème présente 4 contraintes (conservation impulsion-énergie) et 7 inconnues : ( $E_\nu$ ,  $\vec{p}'_\nu$  et  $\vec{p}'_c$ ).

Cependant, il est possible d'établir une relation entre le  $Q^2$  et le carré du moment transverse des hadrons  $(P_{\perp h})^2$  qui est, lui, mesuré. Ainsi donc une coupure sur  $P_{\perp h}^2$  en sera équivalente à une sur  $Q^2$ .

A - Relation entre  $P_{\perp h}^2$  et  $Q^2$

Pour les événements où tout l'état final a été détecté et bien mesuré, on doit avoir :

$$|P_{\perp}|_h = |P_{\perp}|_l, \quad l = \nu_\mu \text{ ou } \mu^- \quad (1)$$

Considérons le cas  $l = \mu^-$

Par définition  $Q^2 = 2E_\nu E_\mu (1 - \cos\theta_\mu)$  (2)

et pour des  $\theta$  petits,  $Q^2 \approx E_\nu E_\mu \theta^2$  (3)

D'autre part

$$\left. \begin{aligned} E_\mu &\approx p_\mu \\ |P_{\perp}|_\mu &= p_\mu \sin\theta_\mu \sim p_\mu \theta \end{aligned} \right\} \rightarrow |P_{\perp}|_\mu \sim E_\mu \theta_\mu \quad (4)$$

Tenant compte des relations (1) et (4), (3) s'écrit :

$$Q^2 \approx \frac{E_\nu}{E_\mu} P_{\perp h}^2 \quad (5)$$

En introduisant  $y = \frac{E_h}{E_\nu}$ , (5) s'écrit indifféremment :

$$P_{\perp h}^2 = (1 - y) Q^2$$

Ces événements vont donc se répartir à l'intérieur d'un cône limité par 2 droites  $D_1$  (première bissectrice) et  $D_2$  (axe  $Q^2$ ) correspondant aux valeurs  $y = 0$  et  $y = 1$  respectivement. Nous supposons que cette disposition reste valable pour les courants neutres. Nous disposons des lots  $(3\pi)^+$  et  $(2\pi)^+$ , pour lesquels  $Q^2$  est défini et considérons le diagramme  $(P_{\perp h}^2, Q^2)$ , figures (VI.32 et 33).

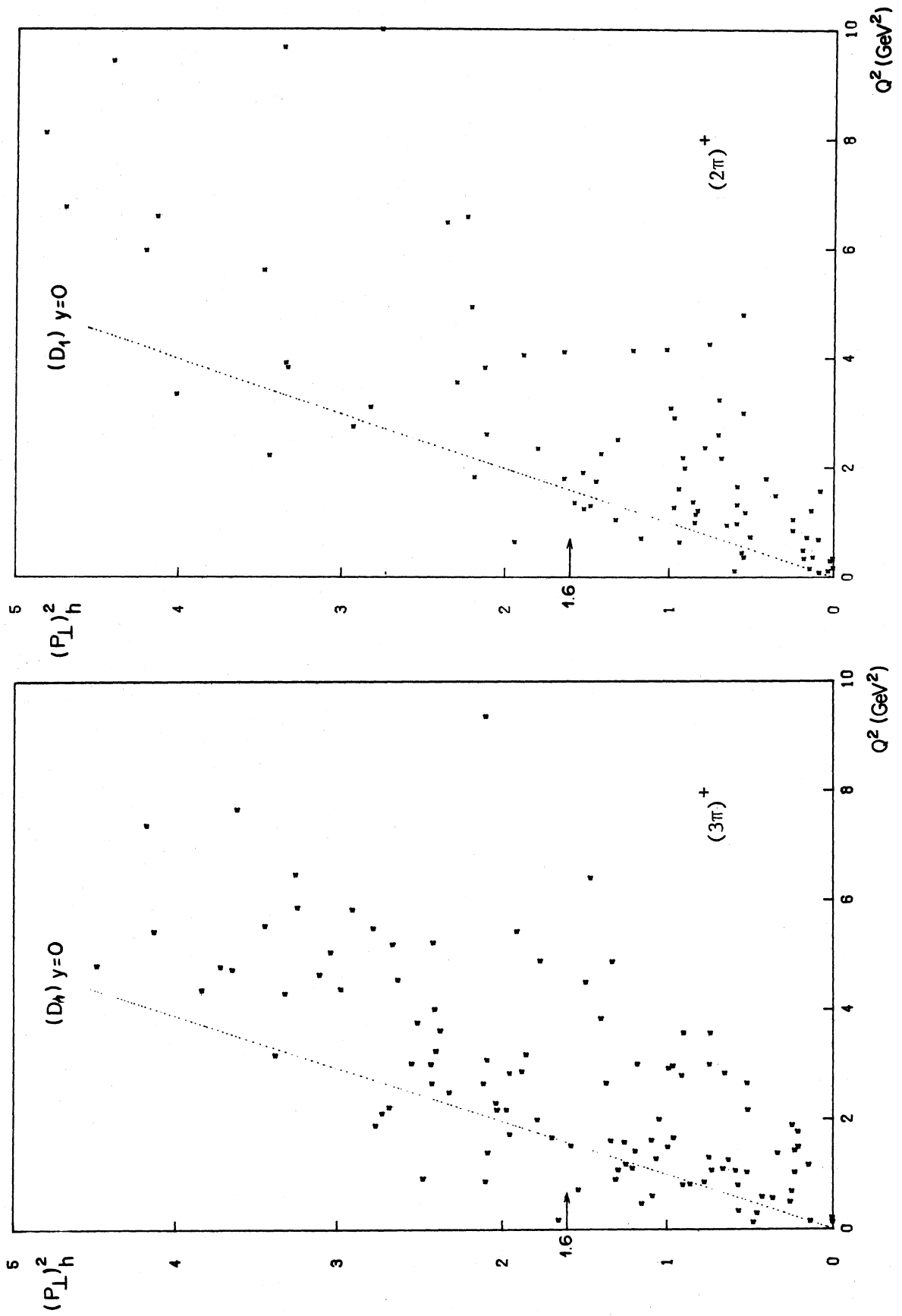


Fig. (VI.32 et 33) : Diagramme  $(P_{\perp}^2, Q^2)$



Il s'agit à présent de trouver la coupure  $(P_{\perp h}^2)_0$  qui :

- a) rejette le maximum d'événements de  $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$
- b) coupe le minimum de ceux à  $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$

Nous avons fait varier  $(P_{\perp h}^2)_0$  et observé à chaque fois les distributions en masse et  $t$  des lots obtenus.

La coupure optimale qui réalise a) et b) a été trouvée à  $(P_{\perp h}^2)_0 = 1.6 \text{ GeV}^2$  soit  $(P_{\perp h})_0 \sim 1.3 \text{ GeV}$ . Pour les événements  $(P_{\perp h})^2 > (P_{\perp h}^2)_0$ , la table (VI.i) reproduit leurs caractéristiques en  $Q^2$ :

Lots	$N_{ev}(\text{total})$	$N_{ev}(Q^2 < 2 \text{ GeV}^2)$	$N_{ev}(Q^2 > 2 \text{ GeV}^2)$
$(3\pi)^+$	56	4	52
$(2\pi)^+$	31	3	28

Tab. (VI.i). Caractéristiques des événements  $(P_{\perp h})^2 > 1.6 \text{ GeV}^2$

Ajoutons que les événements à  $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$  (4 et 3 respectivement) correspondent à  $t > .30$  et  $t > .25 \text{ GeV}^2$  respectivement et donc situés hors des coupures  $t_0$  fixées pour le signal du  $A_1^+$  et  $\rho^+$ .

B - Coupure sur  $(P_{\perp h}^2)_0$ .

La coupure à  $P_{\perp h}^2 = 1.6 \text{ GeV}^2$  conduit aux distributions  $\frac{dN}{dM}$

représentées sur les figures (VI.27a et 28a) pour  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$ .

Aucune structure significative dans la région du  $\rho^0$  n'est observée sur (VI.27a).

D'après le Monte-Carlo, la coupure sur  $P_{\perp h}^2$  entraîne une perte de signal, s'élevant à 26 et 30% respectivement dans le lot  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$ .

Résumons dans la table (VI.j) les effets de cette coupure :

	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
N	86(109)	37(48)
$\hat{R}$	$0.22 \pm 0.06(0.25 \pm 0.06)$	$0.68 \pm 0.22(0.71 \pm 0.20)$

La disposition en masse des N événements restants est :

	(2 $\pi$ ) <sup>o</sup>	(3 $\pi$ ) <sup>o</sup>
dans la région de masse	16	15
hors de la région de masse	70	22

C - Résumé de l'analyse des lots (2 $\pi$ )<sup>o</sup> et (3 $\pi$ )<sup>o</sup>

Il est reproduit dans la table (VI.k) :

	Lot final	Coupure $E_h < 3 \text{ GeV}$	Coupure sur $m(\pi^\pm + \pi^o)$	Coupure $P_{\perp h}^2 = 1.6 \text{ GeV}^2$
(2 $\pi$ ) <sup>o</sup>	192 0.36 ± 0.05	109 0.25 ± 0.06	-	86 0.22 ± 0.06
(3 $\pi$ ) <sup>o</sup>	113 0.48 ± 0.09	104 0.46 ± 0.09	48 0.71 ± 0.20	37 0.68 ± 0.22

Tab. (VI.k) : Résumé de l'analyse des lots (2 $\pi$ )<sup>o</sup> et (3 $\pi$ )<sup>o</sup>

VI.5 ETUDE DES BRUITS DE FOND DANS LES LOTS (2 $\pi$ )<sup>o</sup> ET (3 $\pi$ )<sup>o</sup>

A - Lot (2 $\pi$ )<sup>o</sup>

Nous distinguons 6 sources principales de contamination

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \nu_\mu + \pi^+ + \pi^- + n(p) \quad (1)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + \Delta^o \quad (2)$$

|  
→ p +  $\pi^-$

(où p ambigu a été classé comme  $\pi^+$ )

$$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + \Delta^o + \pi^+ \quad (3)$$

|  
→ p +  $\pi^-$

proton invisible

$$\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + \Delta^\pm + \pi^\mp \quad (4)$$

|  
→ n +  $\pi^\pm$

neutron non détecté

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \nu_\mu + \pi^+ + \pi^- + \pi^o + n(p) \quad (5)$$

|  
→ 2 $\gamma$  les 2 $\gamma$  non vus

$$n + n(p) \rightarrow \rho^o + X \quad (6)$$

- La distribution  $\frac{dN}{dX}$ , X étant l'abscisse du vertex des événements, est uniforme aux fluctuations statistiques près. Qualitativement, cela signifie que le lot (2 $\pi$ )<sup>o</sup> est dû principalement aux  $\nu_\mu$ . Quantitativement, appelons  $\epsilon$  la proportion d'événements de (6) dans le lot (2 $\pi$ )<sup>o</sup>.





Lot	Nombre d'événements brut dans la région du signal	Fond estimé	Limite supérieure du signal	N Limite <sup>s</sup> supérieure à $2\sigma$
$(3\pi)^+$	25	$12 \pm 7$	$13 \pm 9$	31
$(2\pi)^+$	17	$7 \pm 2$	$10 \pm 5$	20
$(2\pi)^\circ$	16	$4 \pm 1$	$12 \pm 4$	20
$(3\pi)^\circ$	15	$22 \pm 7$	$-7 \pm 8$	9

Tab. (VI.1): Résumé de l'étude des 4 lots.

CHAPITRE VII

EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES ET COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS  
THEORIQUES

Dans ce chapitre, nous évaluons les pertes de signal dues aux critères de sélection et aux coupures fixées lors de l'analyse des événements. Ensuite, nous comparerons nos estimations avec celles existantes et aux prévisions théoriques.

VII.1 CORRECTIONS LIEES AUX CRITERES DE SELECTION DES CANDIDATS

L'efficacité de dépouillement  $\epsilon_d$  a été donnée au chapitre (II.c)

A - Coupure sur la longueur minimale des particules interagissantes :

$$\frac{\epsilon_\lambda}{-}$$

Elle a été appliquée sur un lot partiel de 249 films dans le total de 523.  $\epsilon_\lambda$  obtenue pour chaque lot est donnée ci-dessous :

	$\epsilon_\lambda$
$(3\pi)^+$	$0.67 \pm 0.03$
$(2\pi)^+, (2\pi)^\circ, (3\pi)^\circ$	$0.78 \pm 0.03$

B - Efficacité de détection du  $\pi^-$  :  $\epsilon_\pi^-$

Elle a été mesurée expérimentalement dans Gargamelle exposée au flux  $\nu_\mu$  du PS. Les conditions expérimentales alors étaient identiques aux nôtres. La valeur moyenne trouvée est  $\epsilon_\pi^- = 0.49 \pm 0.02$  et indépendante de l'impulsion  $P_{\pi^-}$  au-delà de  $P_\pi = 800$  MeV, car  $\sigma(\pi^- + N)$  devient constante avec  $P_\pi$ . Nous adopterons donc cette détermination pour corriger notre limite du signal dans le lot  $(2\pi)^\circ$ .

C - Coupure sur la mesurabilité des traces ( $\frac{\Delta P}{P}$ ) :  $\epsilon_{\Delta P}$

$\epsilon_{\Delta P}$  varie peu suivant les 4 lots, aussi nous prendrons la moyenne

$$\langle \epsilon_{\Delta P} \rangle = 0.91 \pm 0.03$$

D - Coupure sur la probabilité  $P(\chi^2)$  du fit du  $\pi^0$  :  $\epsilon_{\chi^2}$

Les distributions  $\frac{dN}{dP(\chi^2)}$  sont plates, pour les 2 lots  $(2\pi)^+$ ,  $(3\pi)^0$ . La coupure à  $P(\chi^2) < 0.01$  admet donc une efficacité  $\epsilon_{\chi^2} = 0.99$ .

E - Coupages sur les bilans transversal ( $P_{\perp}$ ) et longitudinal ( $E_{\text{mis}}$ )

Elles ont été choisies suffisamment larges et, d'après le Monte-Carlo, n'entraînent aucune perte de signal.

### VII.2 CORRECTIONS LIEES AUX COUPURES D'ANALYSE : $\epsilon_a$

Elles sont évaluées à l'aide de Monte-Carlo. La table ci-dessous donne les valeurs obtenues pour les efficacités séparées du  $Q^2$  ( $\epsilon_{Q^2}$ ), de  $t$  ( $\epsilon_t$ ), et combinées  $\epsilon_a$ .

	$\epsilon_{Q^2}$	$\epsilon_t$	$\epsilon_a$
$(3\pi)^+$	0.60	0.91	0.48
$(2\pi)^+$	0.69	0.83	0.53

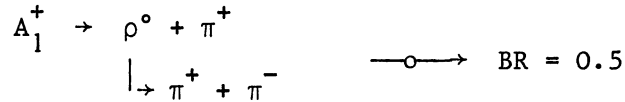
Ces chiffres tiennent compte de l'efficacité géométrique de l'EMI (et de la coupure  $E_h < 3$  GeV pour  $\epsilon_a$ ).

La coupure ( $E_h < 3$  GeV +  $P_{\perp h}^2$ ) dans les lots  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  admet une efficacité  $\epsilon_a$  calculée par le Monte-Carlo et donnée ci-dessous :

	$\epsilon_a$
$(2\pi)^0$	0.74
$(3\pi)^0$	0.70

Efficacité globale de détection des événements :  $\epsilon_g$

Rappelons que pour dans le lot  $(3\pi)^+$ , nous avons seulement détecté le processus :



(voir la remarque au chap. II, paragraphe 1). Nous en tenons compte ci-dessous.

L'efficacité  $\epsilon_g$  prend en ligne de compte toutes les corrections qui affectent chacun des lots et en est le produit :

$$\epsilon_g = \prod_i \epsilon_i$$

La table (VII.a) reproduit  $\epsilon_g$  :

	$\epsilon_g$
$(3\pi)^+$	0.14
$(2\pi)^+$	0.13
$(2\pi)^0$	0.24
$(3\pi)^0$	0.16

Tab. (VII.a) : Efficacité globale de l'étude des 4 lots

VII.3 EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES - COMPARAISON AVEC LA THEORIE

A - Limite supérieure réelle du signal :  $N_r$

Elle est obtenue en corrigeant chaque nombre limite  $N_s$  de la table (VI.1) par  $\epsilon_g$  correspondant :

$$N_r = \frac{N_s}{\epsilon_g}$$

Reprenant la notation initiale ( $A_1^+$ ,  $\rho^+$ ,  $\rho^0$  et  $A_1^0$ ) pour désigner les lots correspondants  $(3\pi)^+$ ,  $(2\pi)^+$ ,  $(2\pi)^0$  et  $(3\pi)^0$  respectivement, la table (VII.b) donne les valeurs  $N_r$  correspondantes.



	$N_r$
$A_1^+$	221
$\rho^+$	154
$\rho^0$	83
$A_1^0$	56

Tab. (VII.b) : Limite supérieure du signal cohérent observée

B - Limite supérieure des sections efficaces cohérentes

La section efficace moyennée sur le flux du  $\nu_\mu$  est donnée par l'inégalité

$$\sigma \leq \frac{N_r \cdot S}{N_c \cdot \Phi} \quad (1)$$

où  $N_r$  est le nombre maximum d'événements observés, donné par la table (VII.b)

- .  $N_c$  est le nombre total de noyaux-cibles dans le volume fiduciel
- .  $\Phi$  est le nombre total de  $\nu_\mu$  ayant traversé le volume fiduciel
- .  $S$  est la section offerte aux  $\nu_\mu$ .

Numériquement, nous avons :

- .  $N_c = 9 \times 10^{28}$
- .  $\Phi = 2.4 \times 10^{15}$
- .  $S = 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^2$

Les nombres  $\mathcal{N}$  théoriquement attendus ont été donnés dans la table (VII.b). Expriment  $\sigma$  en unités  $10^{-39} \text{ cm}^2$ , nous reproduisons dans la table (VII.c) nos résultats expérimentaux comparés à ceux théoriques.

	Expérience (limite supérieure à $2\sigma$ )	Théorie
$A_1^+$	14.4	3.4
$\rho^+$	9.2	3.4
$\rho^0$	4.9	0.5
$A_1^0$	3.3	1.7

Tab. (VII.c) : Comparaison des sections efficaces. Expérience-Théorie

CONCLUSION

Nos résultats expérimentaux sont nettement au-dessus des prévisions du modèle de M.K. Gaillard et col.

Les prévisions de Chen et col. ainsi que celles de Bartl et col. étant légèrement inférieures à celles de M.K. Gaillard, ces modèles restent de ce fait compatibles avec nos mesures.

A - Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux

A ce jour, il n'existe pas de données publiées sur les réactions cohérentes produites par  $\nu_{\mu}$ .

Les résultats existants concernent la production diffractive des mésons ( $A_1^+$ ,  $A_1^0$ ) et ( $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ) sur protons libres et proviennent des collaborations FMHB et ABCMO.

Nous pouvons comparer ces résultats aux nôtres en admettant, réf. (VII.1), que :

$$\sigma(\nu + N) = A \sigma(\nu + n), \text{ A étant le nombre de masse.}$$

Dans notre cas, les noyaux  $C^{12}$  sont prépondérants dans le mélange (88 % du total), nous prenons donc  $A = 12$ .

Moyennant l'hypothèse ci-dessus avec  $A = 12$ , nos résultats ainsi que ceux de FMHB et ABCMO sont comparés dans la table (VII.d) : ( $\sigma$  y est exprimée en unités  $10^{-40} \text{ cm}^2$ )

	nos résultats	FMHB	ABCMO
$A_1^+$	< 12	< 11	< 9
$\rho^+$	< 7.6	$8 \pm 3$	$6 \pm 2$
$\rho^0$	< 4	< 9	-
$A_1^0$	< 2.7	-	-

Tab. (VII.d) : Comparaison des trois résultats expérimentaux

L'accord entre les trois résultats est satisfaisant.

### CONCLUSION

Cette étude a permis de donner les premières mesures des limites de production cohérente par les neutrinos.

Nos résultats sont en accord, moyennant l'hypothèse  $\sigma_{\text{coh}} = A \sigma_{\text{nucléon}}$ , avec les données expérimentales déjà publiées. Ils le sont également avec les 3 modèles théoriques proposés.

Les conditions expérimentales ont fortement compliqué cette étude : l'emploi de liquides lourds, une nécessité pour obtenir une bonne statistique (1) et l'observation de la cohérence, fait que les mesures sont entachées d'une grande erreur ( $\langle \Delta t \rangle \gtrsim 7 t_{\text{max}}$ ) et rend impossible la séparation signal-fond. L'étude par Monte-Carlo des événements cohérents corrobore cette affirmation.

D'autre part, l'utilisation d'un faisceau  $\nu_{\mu}$  à large bande (WBB) dans lequel  $E_{\nu}$  incidente est inconnue, nécessaire pour la condition (1), ne nous a pas permis d'ajuster cinématiquement les événements donc de réduire  $\Delta t$ .

On pourrait penser qu'un faisceau  $\nu_{\mu}$  à bande étroite (NBB) améliore la situation. Observons d'abord, que ceci ne sera valable que pour le canal chargé, car pour celui qui est neutre les événements ne seront pas suffisamment contraints : 4 contraintes mais 6 inconnues ( $\vec{P}'_{\nu}$   $\vec{P}'_c$ ). De plus, le rapport  $r$  des intensités intégrées sur  $E_{\nu}$  vaut

$$r = \frac{I(\text{WBB})}{I(\text{NBB})} \gtrsim 100.$$

Cela signifie que, toutes conditions étant par ailleurs égales, il faudrait donc mettre 100 fois plus de temps avec le faisceau NBB pour obtenir une statistique égale à la nôtre. Actuellement, cela est difficilement réalisable.

LISTE DES REFERENCES

INTRODUCTION

- [1] P. Musset, "Note on diffractive neutrino interactions", TC-L/Int. 74-6
- [2] Review of particle properties. Particle Data Group - Juin 1980
- [3] P.Q. Hung and J.J. Sakurai, Phys. Lett. 63B, 295 (1976)

CHAPITRE I

- [1] H. Grote, R. Hagedorn and J. Ranft. Atlas of Particle Production Data (CERN, 1970) ; J. Ranft et al., CERN LABII-RA/74-2 (1974)
- [2] W.F. Baker et al., Phys. Lett. 51B, 303 (1974)

CHAPITRE IV

- [1] Pour la photoproduction, voir par exemple, A. Silverman : Proc. of Leptons and Photons Interactions at High Energies, 1975.  
Pour  $\pi^-$  production : A.S. Goldhaber et al., Phys. Rev. Letters 22, 802 (1969) ; B. Daugeras, Thèse, Fév. 1971, LAL (1244)
- [2] R. Spital and D.R. Yennie, Phys. Rev. D9, 138 (1974)
- [3] R.P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- [4] R.P. Feynman, "Photons-hadrons interactions" (1972)  
T.D. Lee et al., Phys. Rev. 157, n°5, 1376 (1967)  
J.J. Sakurai and D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B, 121 (1972)
- [5] D. Benaksas et al., Phys. Lett. 39B, 289 (1972)  
D. Benaksas et al., Phys. Lett. 42B, 507 (1972)
- [6] M.K. Gaillard et al., Nuclear Physics B102 (1976), p. 326-346  
M.K. Gaillard et C.A. Piketty, Phys. Lett. 68B, 267 (1977)
- [7] M.S. Chen et al., Nuclear Physics B118 (1977), p. 345-359
- [8] A. Bartl et al., Phys. Rev. D16 (1977)
- [9] G. Knies, DESY Report 77/74
- [10] M.K. Gaillard in "Workshop on Neutrino Physics", CERN (1978)

CHAPITRE V

- [1] P. Langacker et al., Univ. of Pennsylvania preprint, Report COO-3071-243

CHAPITRE VI

- [1] Voir la référence (1) du chapitre introduction
- [2] idem
- [3] Voir la référence (9) du chapitre IV
- [4] J. Bell et al., Phys. Lett. vol. 40, n°19, 1226 (1978)
- [5] D.R.O. Morisson in "Review of lepton-hadron interactions".  
Intl. Meeting on the frontiers of Physics - Singapore (août 1978)  
D.R.O. Morisson, Rencontre de Moriond, mars 1979
- [6] M. Jaffre, Thèse, Orsay, LAL-79/3

R E M E R C I E M E N T S

C'est par l'intermédiaire de M. Chevallier que j'ai pu bénéficier d'une allocation de la DGRST. Cela m'a permis de travailler à cette thèse, à l'abri de bien des soucis.

A Strasbourg par M. Paty (C.B.L.L.), et au CERN par M. Musset, je fus accueilli avec beaucoup de sympathie. Les nombreuses discussions que j'ai eues avec eux, toujours enrichissantes, ont été un réel stimulant pour le débutant que je suis. Ce travail a été supervisé par M. Musset chez qui j'ai pu apprécié la compétence et le sens intuitif des phénomènes.

Au cours de ce travail, j'ai longuement comparé nos résultats avec ceux obtenus par BEBC que P. Schmid, avec beaucoup de diligence, a bien voulu nous communiquer.

Les justes conseils et critiques de J.P. Vialle m'ont été précieux et, les nombreux points qu'il m'a expliqués avec clarté et rigueur, je les apprécie hautement.

Je n'ai pas travaillé, isolé, comme un ermite : J.P. Albanèse, P. Lundborg, C. Matteuzzi et G. Poulard m'ont apporté leur aide à tout problème que j'ai discuté avec eux.

M. Bousquet, S. Guyonnet et M. Mazerand ont assuré la frappe de cette thèse et Messieurs M. Meyer et R. Peter la mise au point des figures : ces travaux ont été faits avec soin, je les en remercie vivement.