



Etude expérimentale des violations d'invariance dans les réactions de neutrinos et d'antineutrinos à haute énergie

Reiner Blaes

► To cite this version:

Reiner Blaes. Etude expérimentale des violations d'invariance dans les réactions de neutrinos et d'antineutrinos à haute énergie. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1983. Français. NNT : . tel-00395619

HAL Id: tel-00395619

<https://theses.hal.science/tel-00395619>

Submitted on 16 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.



14 JAN. 1985

C.R.N.

Thesis-1984-Blaes

Centre de recherches nucléaires de Strasbourg

Nº d'Ordre
1452
CRN / HE 84 - 02

THESE*présentée**pour obtenir le grade de***DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES***par***Reiner BLAES**

ETUDE EXPERIMENTALE DES VIOLATIONS D'INVARIANCE DANS LES
REACTIONS DE NEUTRINOS ET D'ANTINEUTRINOS A HAUTE ENERGIE



CM-P00068723



CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

no 0067949

N° d'ordre
1452

THESE

CRN/HE 84 - 02

présentée

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

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Reiner BLAES

**ETUDE EXPERIMENTALE DES VIOLATIONS D'INVARIANCE DANS LES
REACTIONS DE NEUTRINOS ET D'ANTINEUTRINOS A HAUTE ENERGIE**

Soutenue le 27 Juin 1983 devant la Commission d'Examen:

MM. P.CHEVALLIER

J.LEITE LOPES

M.PATY

T.PULLIA

B.ESCOUBES

Président

Examineurs

UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG ILISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. ET I.N.S.E.R.M.

Président	Professeur	H.DURANTON
Vice-Présidents	Professeur	C.GODBILLON
	Professeur	P.POINDRON
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI - F.MARCOUX
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	:	Directeur	Jean-Marie MANTZ
U.E.R. des Sciences Biomédicales	:	Directeur	Jean SCHWARTZ

Doyens honoraires : J.CALLOT - J.CLAVERT - F.ISCH - M.DORNER.

Professeurs honoraires : A.BASSET - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - Ch.GROS - A.JUNG - T.KAMMERER - P.MANDEL - H.METZGER - P.MULLER - A.ROHMER - F.ROHMER - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - J.STAHL - J.VEDRINE - P.VINTEMBERGER - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF N.APROSIO C.ARON L.ASCH A.BATZENSCHLAGER P.BEYER P.BLOCH R.BLOCH R.ROCKEL C.BOLLACK A.BRINI A.BRONNER F.BUCHHEIT P.BUCK G.BURGHARD P.CHAMBRON J.CHAMBRON M.CHAMPY M.CHAUMONT M.COLLARD C.CONRAUX P.DELLENBACH M.DORNER R.EBTINGER M.FABRE L.FINCKER R.GANDAR P.GAUTHIER-LAFAYE J.P.GERHARD	Chirurgie générale Anatomie et Organogénèse Histologie Rhumatologie Anatomie Pathologique Clin.de Pédiatrie et Puériculture Radiologie Pharmacologie Hépatologie, Gastro-entérologie Urologie Ophtalmologie Clin. Ophtalmologique Neurochirurgie Clin.Chirurgicale des Enfants Clin.et Prophylaxie de la Tuberculose Biochimie Physique biologique Stomatologie Médecine Légale et Médecine Sociale Clin. Neurologique Oto-Rhino-Laryngologie Gynécol. et Obstétrique Clin. Médicale B Psychiatrie infantile Histologie Clin. Médicale B Cardiologie Clin. Gynécol. et Obstétrique Anesthésiologie Ophtalmologie	J.GRENIER E.GROSSHANS P.HABEREY J.HERAN L.HOLLENDER J.LIMBS M.IMLER F.ISCH L.ISRAEL H.JAHN J.JUIF P.KARLI B.KELLER F.KEMPF T.KIEN R.KIENY A.KIRN J.G.KORITKE M.KREMER D.KURTZ G.LANG J.LAVILLAUREIX Y.LE GAL J.M.LEVY J.M.MANTZ F.MARCOUX J.MARESCAUX Ch.MARX	Chirurgie générale Clin.Dermatol.et Syphiligraphique Physiologie Méd.et Chir.Expérim.et Comparée Chirurgie Digestive et Générale Pharmacologie Médecine interne Rééducation fonctionnelle Psychiatrie d'Adultes Néphrologie Pédiatrie et Puériculture Neurophysiologie Clin. Gynécol. et Obstétrique Radiologie Orthopédie et Traumatologie Parasitologie Pathol. et Clin. Sémiol. Chir. Virologie Anatomie Normale Parasitol. et Pathologie tropicale Neurologie Orthop. et Traumatologie Hygiène Anatomie pathologique Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Médecine du travail Histologie Physiologie	S.MAYER J.MEHL G.METHLIN B.METZ R.MINCK G.MORAND F.OBERLING E.PHILIPPE (dét.) R.RENAUD P.REVILLE P.REYS E.ROEGEL J.V.RUCH Y.RUMPLER A.SACREZ G.SAVA G.SCHAFF E.SCHVINGT J.SCHWARTZ A.SIBILLY L.SINGER F.STEPHAN D.STORCK G.VINCENDON R.VOEGTLIN A.WACKENHEIM P.WARTER J.P.WEILL D.WILLARD J.P.WITZ	Hématologie Médecine du travail Physique biologique Physiologie appliquée Bactériol. Virol. Immunol. gén. Chirurgie thoracique Maladies du sang Anatomie pathologique Gynécologie et Obstétrique Endocrinol. Métabol. et Nutrit. Chir. Gén. - Hôp. L.Pasteur - Colmar Pneumologie Phthisiologie Biologie médicale Embryol. et Morphol. expérim. Cardiologie Chirurgie générale Physiologie Clin.Chir.Orthop.et Traumatol.d'Adultes Pharmacol.et Médecine Expérimentale Clinique chirurgicale A Clinique Psychiatrique d'Adultes Pathol.Gén.et Expérimentale Clinique Médicale A Biochimie Thérapeutique Radiologie Radiologie Gastro-Entérol.et Hydrol.thérap. Pédiatrie, Génétique Médicale Chirurgie thoracique
---	--	--	--	---	--

Professeurs conventionnés : F.DEFEUDIS (Biologie) - A.PETROVIC (Physiologie).

Maîtres de Conférences Agrégés :

S.BABIN P.BAREISS P.BOURJAT C.BRECHENMACHER J.M.BROGARD J.CINQUALBRE A.CONSTANTINESCO J.P.DUPEYRON B.EISENMANN J.FLAMANT J.GEISERT P.GERLINGER E.HEID D.JAECK A.JAEGER	Orthopédie et Traumatologie Médecine interne Radiologie Cardiologie Médecine interne Urologie Physique biologique Anesthésiologie Chirurgie cardio-vasculaire Ophtalmologie Pédiatrie, Génétique médicale Embryologie Dermato-vénérlogie Chirurgie générale Réanimation médicale	M.JESEL P.KEHR R.KEILING J.KEMPF G.KLOTZ F.KUNTZMANN J.M.LANG D.MAITROT J.L.MANDEL J.M.MARESCAUX J.MARK J.MESSER C.MEYER H.MONTEIL G.OBERT J.C.OTTENI	Rééducation fonctionnelle Orthopédie et Traumatologie Cancérologie Biochimie Oto-Rhino-Laryngologie Médecine interne Maladies du sang Neurochirurgie Biochimie Chirurgie générale Biochimie Pédiatrie, Génétique médicale Chirurgie générale Bactériologie Virologie Anesthésiologie	M.PATRIS G.PAULI J.RITTER M.ROOTS P.SAUVAGE J.P.SCHIEBER J.L.SCHLIEDER H.SICK C.STOLL J.D.TEMPE J.TONGIO J.P.WALTER D.WILLARD A.WILK	Psychiatrie d'Adultes Pneumologie Phthisiologie Gynécologie et Obstétrique Histologie Chirurgie Infantile Physiologie Gynécologie et Obstétrique Médecine interne Anatomie et Organogénèse Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Radiologie Radiologie Neurologie Stomatologie
--	--	--	---	---	---

Maître de Conférences Associé : R.BANDLER (Physiologie).

Maîtres de Conférences Conventionnés : A.MALAN (Physiologie respiratoire) - J.J.VOGT (Thermophysiology).

Directeurs de recherche : M.JACOB* (Biochimie) - A.PETROVIC* (Physiologie).

Maîtres de recherche :

A.M.AUBERTIN* D.AUNIS* A.EBEL* L.FREYSZ* M.GAUTHIER* G.GOMBOS* + C.N.R.S.	Virologie Neurochimie Neurochimie Neurochimie Thermologie biomédicale Neurochimie + I.N.S.E.R.M.	K.HAFFEN-STENGER* G.LECLERC* G.REBEL* R.RECHENMANN* M.SENSENBRENNER* C.STOCK-DEMANGE*	Endocrinologie Chimie organique Neurochimie Biophys. des Rayonnements Neurochimie Physiologie	J.STEVENIN* J.VELLY* N.VIRMAUX-COLIN* J.J.VOGT* A.WAKSMAN*	Biologie moléculaire et cellulaire Pharmacologie Neurochimie Thermophysiology Neurochimie
---	--	--	--	--	---

U.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
Ecole d'Application des Hauts Polymères
Ecole Nationale Supérieure de Chimie
Observatoire
Physique du Globe
Ecole Nationale Supérieure de Physique

Directeur **Gérard SCHIFFMANN**
 Directeur **Henri BENOIT**
 Directeur **Jean José FRIED**
 Directeur **Geneviève LEBEURIER**
 Directeur **Bruno WILL**
 Directeur **Morand LAMBLA**
 Directeur **Marc DAIRE**
 Directeur **Alphonse FLORSCH**
 Directeur **Roland SCHLICH**
 Directeur **Gilbert SUTTER**

Doyens honoraires : P.LACROUTE - J.H.VIVIAN - G.MILLOT.

Professeurs honoraires : J.BRENET - Mme M.BRINI - J.BYE - H.CARTAN - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - J.DENY - Mlle A.GAGNIEU - Mlle S.GILLET - S.GORODETZKY - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LECOLAZET - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - G.MILLOT - L.NEEL - J.PARROD - A.ROCHE - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - F.STUTINSKY - H.VILLAT - J.H.VIVIAN - Et.WOLFF.

Maître de conférence honoraire : R.WEIL.

Professeurs :

J.P.ADOFF Chimie nucléaire
 R.ARMSTRONG Chimie
 P.ARTZNER Mathématiques
 V.AVANISSIAN Analyse supérieure
 G.BARBANÇON Mathématiques
 F.BECKER Physique mathématique
 N.BEFORT Biochimie
 G.BELLIARD Botanique
 C.BENEZRA Dermato-Chimie
 H.BENOIT Physicochim.macro-mol.
 P.BENVENISTE Physiologie végétale
 D.BERNARD Méth.math.de la physique
 J.C.BERNIER Chimie générale
 J.BONNIN Géophysique interne
 Y.BOULANGER Biochimie
 J.F.BOUTOT Mathématiques
 J.BROSSAS Chimie macromoléculaire
 R.BROUILLARD Chimie org.et Chimie analyt.
 C.BURGGRAB Minéralogie
 H.BURNAGE Mécanique des Fluides
 M.CARA Géophysique interne
 R.CERF Physique générale
 P.CHEVARTIER Chimie
 P.CHEVALLIER Physique
 A.CLAUSS Chimie
 A.COCHÉ Physique nucléaire
 M.DAIRE Chim.phys.indus.et Sc.des Matér.
 H.DANAN Phys.Atom.et Phys.du Solide
 E.DANIEL Physique expérimentale
 M.DAUNE Biophysique
 J.DEHAND Chimie générale
 A.DELUZARCHE Chimie
 J.DEMUYNCK Chimie organique
 J.F.DUFOUR Informat.fondam.et appl. (IUT)
 G.DUNOYER de Géologie
 SEGONZAC Botanique
 H.DURANTON Biochimie
 J.P.EBEL Minéralogie
 J.P.EBERHART Biochimie
 B.ERESMANN Physique
 V.ERN Mathématiques
 J.FARAUT Chimie
 P.FEDERLIN Chimie
 P.FELTZ Physiologie animale

X.FERNIQUE Mathématiques
 M.FINK Acoustique moléculaire
 J.G.FISCHER Chimie
 D.FOATA Mathématiques
 E.FOLLENIUS Zoologie
 J.J.FRIED Mécanique des Fluides
 D.FROELICH Chim.gén.Chim.physique
 A.FUCHS Mécanique rationnelle
 J.C.GALL Géologie
 A.GALLMANN Physique
 F.GAUTIER Physique
 R.GERARD Mathématiques
 G.GLAESER Mathématiques
 C.GODBILLON Optique, phys.atom.et mol.,
 phys.du sol et cristallographie
 M.GOUNOT Botanique
 M.GROSSMANN Physique
 M.GROSS Chimie physique
 Y.GUEGUEN Géophysique interne
 L.HIRTH Microbiologie
 C.JASCHEK Astronomie
 G.JONARD Virologie
 J.P.JOUANOLOU Mathématiques
 F.JUNDT Phys.nucl.et corp.et théor.phys.
 T.JUTEAU Minéralogie
 C.KEDINGER Biochimie
 A.KIENEMANN Chimie appl.et Génie chim.
 R.KIRSCH Zoologie
 F.LACROUTE Biologie végétale
 J.C.LAFON Informatique appliquée
 A.M.LAMBERT Biologie
 M.LAMBLA Chimie générale
 G.LEBEURIER Microbiologie
 J.L.LEIBENGUTH Chim.appl.et Chim.des matér.
 J.L.LEITE-LOPES Phys.nucl.et corpusculaire
 P.LEMOINE Chimie
 M.LEROY Chimie
 F.LOOR Zoologie et Ecologie
 J.LUCAS Immunologie
 D.MAGNAC Géologie
 J.MARTINET Physique
 P.MIALHE Mathématiques
 A.MICHARD Physiologie animale
 Géologie

M.MIGNOTTE Informatique
 P.MIRABEL Chimie
 G.MONSONEGO Physique théorique
 B.MORIN Mathématiques I
 P.NANOPOULOS Probabilités et statistiques
 J.OSBORN Chimie
 E.OSTERTAG Electr. et Electrotechnique
 G.OURISSON (dét.) Chimie
 J.M.PAULUS Chimie générale
 J.P.RAMIS Mathématiques générales
 G.REEB Topologie
 Ph.RICHARD Physiologie animale
 J.J.RIEHL Chimie
 P.RIMMELIN Chimie (IUT)
 C.ROBERT Physique
 Ph.ROPARTZ Psycho-Physiologie
 J.ROUX Botanique
 J.P.SAUVAGE Chimie théor.et Chim.phys. (IUT)
 F.SCHALLER Biologie générale
 G.SCHIFFMANN Mathématiques
 A.SCHMITT Physique
 P.SCHMITT Psycho-physiol.et physiol.du comp.
 J.P.SCHWING Chimie
 M.J.SCHWING Chimie physique
 J.C.SENS Phys.nucl.et corp.et théorie phys.
 M.SIESKIND Physique
 G.SOLLADIE Chimie organique
 J.SOMMER Chimie appliquée
 G.SUTTER Physique électronique
 Ch.TANIELIAN Chimie (IUT)
 Y.TARDY Géologie
 J.TERRISSE Chimie
 J.J.THIEBOLD Biologie animale
 D.VIAUD Mathématiques
 R.VOLTZ Physique théorique
 J.H.WEIL Biochimie
 G.WEILL Physique
 R.WEISS Chimie
 P.L.WENDEL Physique
 B.WILL Psycho-Physiologie
 C.WINTER Chimie
 C.WIPPLER Physicoch.des Hts Polymères
 J.WUCHER Physique
 B.WURTZ Biochimie

Professeur émérite : G.MILLOT - Géologie Paléontologie.

Professeur adjoint : J.SITTLER - Géologie

P.BOUVEROT - Physiologie respiratoire P.DEJOURS - Physiologie respiratoire.

Professeurs Associés :

M.R.CHURCHILL Chimie
 B.J.COLE Physique
 M.E.CONSTANTIN Chimie

E.CROUSE Biochimie
 H.DUGAS Chimie
 C.PIERPONT Chimie

A.SIDOANS Géologie
 R.WEISS Chimie

Professeurs conventionnés : P.BEY - Chimie - P. BOUVEROT - Physiol.respirat. - P.DEJOURS - Physiol.respirat. - F.FARKAS - Phys. - Y.NAKATANI - Chimie.

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU

Astronome adjoint associé : M.JASCHEK - Astronomie

Physiciens adjoints (Physique du Globe) : P.HOANG TRONG - Géophysique int. - R.MONTIGNY - Géophysique int. E.PETERSCHMITT - Géophysique int.

Directeurs de Recherche C.N.R.S. :

P.ALBRECHT Chimie
 J.F.BIELLMANN Chimie
 P.BOUVEROT Physiologie respiratoire
 P.DEJOURS Physiologie respiratoire
 M.FRANCK-NEUMANN Chimie organique
 A.KNIPPER Phys.nucl.et corpusculaire

A.KOVAČS Physicoch.macro-moléculaire
 J.MARCHAL Physicoch.macro-moléculaire
 P.A.MEYER Mathématiques
 A.J.P.MEYER Physique
 A.PORTE Biologie cellulaire
 P.REMPF Physicoch.macro-moléculaire
 R.SCHLICH Géophysique marine

A.SKOUlios Physicoch.macro-moléculaire
 M.VAN REGENMORTEL Virologie
 R.VAROQUI Physicoch.macro-moléculaire
 A.VAILLARD Chimie moléculaire
 R.ZANA Physicoch.macro-moléculaire
 A.ZUKER Physique théorique

Maitres de Recherche C.N.R.S. :

J.Ch.ABBE Physicoch.des interactions et des interfaces
 E.ASLANIDES Phys.nucl.et corpusculaire
 F.BECK Phys.nucl.et corpusculaire
 G.BECK Biochimie
 J.P.BECK Physiologie
 R.BERTINI Physique nucléaire
 M.BONHOMME Géologie
 H.BRAUN Physique nucléaire
 P.BRAUNSTEIN Chimie
 M.C.CADEVILLE Physique des Solides
 H.CALLOT Chimie
 S.CANDAU Physique
 M.CHAMPAGNE Biophysique
 J.CHEVALLIER Physique nucléaire
 J.P.COFFIN Phys.nucl.et corpusculaire
 A.CORET Physique
 M.CROISSIAUX Phys.nucl.et corpusculaire
 D.DISDIER Phys.nucl.et corpusculaire
 J.DOUBINGER Géologie
 F.DURST Physiologie végétale
 S.E.L.KOMOSS Physique
 F.FRANÇOIS Physicoch.macro-moléculaire
 E.FRANTA Physicochimie moléculaire
 J.M.FRIEDT Physicoch.des interactions et des interfaces
 B.FRITIG Virologie
 Y.GALLOT Physicoch.macro-moléculaire
 J.P.GERBER Phys.nucl.et corpusculaire
 R.GIEGE Biochimie
 Ph.GRAMAIN Physicoch.macro-moléculaire
 J.B.GRUN Physique

J.HERZ Physicoch.macro-moléculaire
 J.HOFFMANN Biologie animale
 G.JENNER Chimie
 G.KAUFMANN Chimie
 G.KEITH Biochimie
 J.P.KINTZINGER Chimie
 B.KOCH Physiologie
 E.KOCHANSKI Struct.et dynam.molécul.
 B.LANG Chimie de coordination
 J.LANG Cristallographie
 P.LAURENT Physicoch.macro-moléculaire
 A.LEJEUNE Physiol.comparée des régul.
 C.LERAY Phys.nucléaire théorique
 F.LEYENDECKER Physiol.comparée des régul.
 B.LOTZ Chimie
 B.LUO Physicoch.macro-moléculaire
 A.MAÏLAN Chimie organique
 E.MARCHAL Physiologie respiratoire
 R.MORAND Physicoch.mol.et macromol.
 D.MORAS Phys.nucl.et corpusculaire
 Th.MÜLLER Chimie
 G.MUNSCHY Phys.nucl.et corpusculaire
 M.NAUCIEL-BLOCH Physique
 A.NICOLAIEFF Physique des Solides
 H.PAQUET Virologie végétale
 M.PATY Physicoch.macro-moléculaire
 C.PICOT Physicoch.macro-moléculaire
 L.PINCK Biologie cellulaire

P.POIX Chimie
 J.POUYET Biophysique
 B.REES Chimie
 P.REMY Biochimie
 J.P.ROTH (s.Dir.) Physique
 Inst.de rech.) Physicoch.macro-moléculaire
 R.SCHANZT Physiologie végétale
 F.SCHEIBLING Phys.nucl.et corpusculaire
 F.SCHUBER Chimie organique
 N.SCHULZ Phys.nucl.et corpusculaire
 C.SCHWAB Physique
 R.SELTZ Phys.nucl.et corpusculaire
 P.SIFFERT Phys.nucl.et corpusculaire
 C.SITTLLER Géologie
 M.E.STOECKEL Biol.des interactions cellulaires
 C.STRAZIELLE Physicoch.macro-moléculaire
 M.SUFFERT Phys.nucl.et corpusculaire
 J.C.THIERRY Chimie
 K.TRAORE Physicoch.atom.et ionique
 P.WAGNER Phys.nucl.et corpusculaire
 G.WALTER Phys.nucl.et corpusculaire
 Fr.WEBER Géologie
 J.P.WENIGER Zoologie
 J.WITZ Biologie cellulaire
 R.WOLFF Chimie
 J.P.ZIELINGER Physique
 L.ZILLIOX Mécanique des Fluides

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCQ R.FRANK	Dentisterie opératoire Biologie et Matière fondamentale	P.KLEWANSKY J.LITZLER	Parodontologie Prothèse
-------------------	--	--------------------------	----------------------------

Professeurs de premier grade :

E.ALLEMANN M.BASTIAN C.BOLENDER A.COMTE	Dentisterie opératoire Prothèse Orthopédie dento-faciale Dentisterie opératoire	R.HAAG J.L.LACOSTE M.LANGER M.LEIZE	Pathol.et Thérapeutique dentaires Orthopédie dento-faciale Prothèse Prothèse	P.NICOLAS J.J.ROTH A.SCHLIENGER J.SOMMERMATER	Pathol.et Thérapeutique dentaires Parodontologie Prothèse Pédodontie
--	--	--	---	--	---

Professeurs de deuxième grade :

W.BACON P.CAHEN J.P.CHARLIER	Orthopédie dento-faciale Biologie et Matière fondamentale Orthopédie dento-faciale	B.KAESS H.TENENBAUM	Pathol. et Thérapeutique dentaires Parodontologie
------------------------------------	--	------------------------	--

Maître de recherche I.N.S.E.R.M. : A.BELCOURT (Odontologie).

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur Alexis GAIRARD

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS - M.HASSELMANN - G.DIRHEIMER - P.METAIS.

Professeurs honoraires : P.CORDIER - J.P.EBEL - G.GAZET du CHATELIER - M.HASSELMANN - P.JAEGER.

Professeurs :

R.ANTON R.CARBIENER G.DIRHEIMER G.FERARD A.GAIRARD D.GÉRARD C.HASSELMANN (dét.) L.JUNG J.C.KOFFEL	Pharmacognosie Botanique Toxicologie Biochimie Physiologie Physique et Biophysique Chimie analytique Pharmacie chimique Pharmacie chimique	H.LAMI Y.LANDRY C.LAPP P.LAUGEL G.LAUSTRIAT A.LUGNIER J.MALGRAS C.MATHIS P.METAIS	Méthématiques Pharmacologie Chimie générale et minérale Chimie analytique Physique Toxicologie Immunologie Pharmacie galénique Biochimie	B.PESSON P.POINDRON J.SCHREIBER A.STAHL A.STAMM J.C.STOCLET D.VIDON C.G.WERMUTH	Parasitologie Virologie Chimie organique Biochimie pharmaceutique Pharmacie galénique Pharmacodynamie Bactériologie Chimie organique
---	--	---	--	--	---

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, Nutrition et Diététique).

Professeur associé : J.TYRZYK (Biophysique).

Professeur conventionné : B.ROTH-SCHECHESTER (Pharmacodynamie).

Maître de recherche : I.N.S.E.R.M. : J.BIETH (Enzymologie)

U.E.R. DES SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

:

Directeur Pierre LIMOUZIN

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

:

Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JUILLARD - R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD A.LIEURY P.LIMOUZIN	Géographie Psychologie expérimentale Géographie	P.MICHEL A.MOLES H.NONN H.REYMOND	Géographie Psychologie sociale Géographie Géographie	R.SCHWAB A.TABOURET-KEILLER M.TARDY J.TRICART	Géographie Psychologie Psycho-pédagogie Géographie
---------------------------------------	---	--	---	--	---

Directeur de recherche : C.N.R.S. : S.RIMBERT (Géographie).

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Patrick COHENDET

Doyens honoraires : P.CHAMLEY - J.P.FITOUSSI - R.DOS SANTOS FERREIRA - J.L.GAFFARD.

Professeur honoraire : P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARTZNER F.BILGER A.CHABERT	Mathématiques Sciences Économiques Sciences Économiques	R.DOS SANTOS FERREIRA G.KOENIG	Sciences Économiques Sciences Économiques	J.J.OBRECHT P.PONCET	Sciences de Gestion Sciences de Gestion
------------------------------------	---	-----------------------------------	--	-------------------------	--

Professeur émérite : P.CHAMLEY (Sciences Économiques).

Professeur conventionné : R.UHRICH (Ec.rég.et europ.).

Chargés de conférences : R.ERBES - A.LOSSER.

A ma femme

A mes enfants

PLAN GENERAL DE LA THESE

	Page
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I : LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	4
I.A. <u>Le faisceau neutrino</u>	4
I.A.1. : Production	4
I.A.2. : Détermination du flux	7
I.B. : <u>Le détecteur</u>	9
I.B.1. : La chambre à bulles	9
I.B.2. : L'identifieur de muons	10
Références	14
Figures	15
 <u>CHAPITRE II : SELECTION DU LOT EXPERIMENTAL D'EVENEMENTS A COURANTS</u>	
<u>CHARGES</u>	23
II.A. <u>Dépouillement des films</u>	23
II.A.1. Prise de données	23
II.A.2. Scanning des films	24
II.A.3. Mesure des événements	25
II.B. <u>Sélection des événements</u>	27
II.B.1. Volume fiduciaire	27
II.B.2. Sélection du muon	28
II.B.3. Efficacité de l'EMI	29
II.B.4. Identification de traces hadroniques	30
II.B.5. Précision des mesures	32
II.C. <u>Détermination de l'énergie du neutrino</u>	33
II.C.1. Principe des méthodes de correction	33
II.C.2. Tests des méthodes	36
II.D. <u>Résultats et corrections</u>	37

	Page
II.D.1. Lot expérimental de courants chargés	37
II.D.2. Contamination par des événements à courants neutres	38
II.D.3. Pertes d'événements	39
II.E. Répartition des événements en fonction de x et q^2	40
II.F. Distribution corrigée des événements en x et q^2	42
II.F.1. Correction des distributions xq^2	42
II.F.2. Incertitude sur le facteur de correction	45
Références chapitre II	47
Figures	48
 <u>CHAPITRE III : RAPPELS THEORIQUES</u>	 79
III.A. Cinématique des réactions inclusives	79
III.A.2. Section efficace et fonctions de structure	81
III.A.3. L'hypothèse d'invariance d'échelle	83
III.B. Le modèle des quarks-partons	84
III.B.1. Les hypothèses du modèle	84
III.B.2. Les prédictions du modèle	88
III.C. Violations de l'invariance d'échelle	90
III.C.1. La chromodynamique quantique	91
III.C.2. Effets de Higher Twist	97
III.C.3. Corrections de masse de la cible	97
Références	99
Figures	100
 <u>CHAPITRE IV : DETERMINATION EXPERIMENTALE DES FONCTIONS DE STRUCTURE.</u>	
INTERPRETATION DES RESULTATS	106
IV.A. Détermination des fonctions de structure	106
IV.A.1. Principe de la méthode	106
IV.A.2. Calcul des intégrales de flux et des fonctions de structure	111
IV.B. Interprétation des résultats expérimentaux	113
IV.B.1. Etude de la partie non singulet	113
IV.B.2. Etude combinée des parties singulet et non singulet	119
IV.C. Comparaison avec les résultats d'autres expériences	121

Références	Page 123
Figures	124
Appendice A	144
Appendice B	147
Conclusion	150
Remerciements	153

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

Le développement de la physique du neutrino est lié pour une bonne part au fait que le neutrino constitue un outil de choix aussi bien pour l'étude des interactions faibles que pour sonder la structure interne des nucléons, au même titre que l'électron ou le muon, particules ponctuelles comme lui ; de plus, et contrairement aux leptons chargés, le neutrino n'a que des interactions faibles avec la matière.

La mise en oeuvre de faisceaux intenses de neutrinos et de détecteurs massifs a permis aux physiciens de surmonter le handicap de la très faible section efficace d'interaction de ces projectiles. C'est ainsi qu'en 1973 fut prouvée, au moyen de la chambre à bulles Gargamelle, l'existence de courants neutres, prévue par le modèle de Salam et Weinberg. L'étude des réactions à courants chargés a permis de vérifier également le phénomène d'invariance d'échelle prédit par Bjorken : aucune échelle de masse n'est nécessaire pour décrire les interactions neutrino-nucléon, la section efficace totale est proportionnelle à l'énergie incidente, et les fonctions de structure, qui apparaissent dans l'expression de la section efficace différentielle, ne sont fonction ni du quadrimoment de transfert q^2 ni de l'énergie transférée aux hadrons, ν mais seulement de leur rapport x .

Ces résultats constituaient une vérification expérimentale du modèle des quarks-partons de Feynman et Gell-Mann ; le nucléon, est composé, dans cette théorie, de trois quarks de valence émergeant d'une mer de quarks et d'antiquarks. Glashow, Iliopoulos et Maiani proposèrent de rajouter un quatrième quark, le quark charmé, pour expliquer le mécanisme de compensation des courants neutres avec changement d'étrangeté.

L'invariance d'échelle est une conséquence naturelle du fait que, dans ce modèle, les quarks sont libres, c'est-à-dire qu'on ne tient pas compte des interactions entre eux, de leurs moments transverses, etc... Ces conséquences ne sont plus vérifiées lorsqu'on atteint des quadrimoments de transfert q^2 plus

élevés, c'est-à-dire lorsqu'on se livre à une "étude microscopique" plus fine de la structure des nucléons ; la prise en compte des interactions quarks-quarks ou quarks-gluons (les gluons particules électriquement neutres et sans masses étaient prévus par le modèle) conduit à une violation de l'invariance d'échelle : en particulier les fonctions de structure dépendent alors explicitement de q^2 .

Un tel comportement est prédit par la chromodynamique quantique, théorie de jauge des interactions fortes, basée sur l'introduction d'un nouveau nombre quantique : la couleur ; dans ces hypothèses les quarks colorés interagissent entre eux ou avec les gluons également colorés. Les quarks ne sont plus libres qu'asymptotiquement, lorsque la constante de couplage, calculable explicitement, devient très petite. La violation de l'invariance d'échelle est décrite par l'introduction d'un seul paramètre, Λ , échelle de masse qui doit être déterminée par l'expérience. La vérification expérimentale de cette théorie est cependant compliquée par le fait que d'autres considérations, telles que higher Twist, corrections de masse, peuvent simuler un comportement analogue des fonctions de structure.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail présenté ici : il a pour objet l'étude des fonctions de structure dans les interactions neutrinos-nucléons à courants chargés, et l'interprétation des violations d'invariance d'échelle observées.

Les réactions à courants chargés ont été étudiées au moyen de la grande chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle, placée dans le faisceau neutrino (ou antineutrino) de haute énergie et à large bande disponible auprès du Super Synchrotron à Protons (SPS) du C.E.R.N. Il faut signaler ici que c'est lors de notre période de prise de données qu'ont été découvertes, sur le corps de la chambre à bulles, des fissures qui se sont révélées irréparables, entraînant la mise hors service de Gargamelle, avec pour conséquence pour notre collaboration une perte importante de statistique par rapport à celle espérée.

L'étude des fonctions de structure a pu être effectuée par la mise en commun des lots expérimentaux d'événements obtenus par les collaborations neutrino (WA14) et antineutrino (WA15). Les laboratoires participant aux deux expériences étaient :

Collaboration WA15 :

- III Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aix-La-Chapelle (RFA)
- Institut de Physique de l'Université de Bergen (Norvège)
- Institut Universitaire des Hautes Energies Université Libre de Bruxelles (Belgique)

- Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg
- Département de Physique de l'University College de Londres (Royaume-Uni)

Collaboration WA14 :

- Centre européen de Recherches Nucléaires (CERN)
- Institut de Physique de l'Université de Milan (Italie)
- Laboratoire de l'Accélérateur linéaire d'Orsay (France)

Le premier chapitre de cet exposé est consacré à la description du dispositif expérimental : faisceau neutrino à large bande du CERN, détermination du flux de neutrinos, présentation du détecteur Gargamelle et de l'ensemble électronique associé.

Dans le chapitre II sera détaillé le long processus qui conduit du repérage visuel des événements sur les films (scanning) jusqu'à l'obtention du lot expérimental définitif. La mesure et l'analyse des événements, les critères de reconnaissance du muon, la correction d'énergie pour les particules non vues seront expliqués successivement. Nous déterminerons également dans ce chapitre la distribution bidimensionnelle en x et q^2 des événements nécessaires pour le calcul des fonctions de structure.

Le troisième chapitre a pour objet le rappel des fondements théoriques de notre analyse : après avoir défini les variables cinématiques utilisées, nous traiterons le problème de l'invariance d'échelle, à la lumière du modèle des quarks-partons. Les violations de l'invariance d'échelle seront abordées ensuite, premièrement dans le cadre de la chromodynamique quantique, puis du point de vue des phénomènes de Higher Twist ou de corrections de masse.

Le chapitre IV est consacré à la détermination expérimentale des fonctions de structure ainsi qu'à l'étude des violations de scaling observées, à partir des prédictions théoriques développées au chapitre III. Nos résultats sont, dans une dernière partie, comparés à ceux qui ont été obtenus dans d'autres expériences.

C H A P I T R E I

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

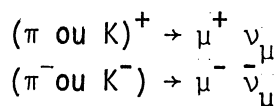
L'étude des réactions induites par les neutrinos nécessite, étant donnée leur section efficace extrêmement faible, l'emploi de flux intenses de neutrinos et des détecteurs de grande masse. Dans notre expérience, nous avons utilisé le faisceau neutrino (antineutrino) à large bande disponible auprès du Super Synchrotron à Protons (SPS) du CERN, le détecteur étant la grande chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle associée à un détecteur externe de muons.

Nous indiquons ci-après les caractéristiques de ces différents éléments.

I-A. Le faisceau neutrino à large bande du CERN

I-A-1 : Production

Les neutrinos proviennent de la désintégration de mésons π^+ et K^+ produits dans les réactions des protons du SPS avec les noyaux d'une cible de Beryllium



I-A-1-a : Production et focalisation des mésons

Les protons, dont le nombre moyen par cycle (burst) est de $5 \cdot 10^{12}$ sont accélérés à 350 GeV ; cette énergie a été ramenée à 330 GeV en cours d'expérience pour diminuer un bruit de fond de muons.

Les dimensions de la cible sont déterminées de façon à optimiser la production des mésons : sa longueur correspond à plusieurs longueurs d'interaction des protons à leur énergie maximale, le diamètre est calculé pour éviter la réabsorption des π et des K produits.

Les cibles utilisées pour notre expérience avaient une longueur totale de 2,10 mètres et étaient composées de cylindres de 10 cm de longueur séparés par des intervalles de 10 cm pour des raisons de contraintes thermiques. Le diamètre était de 2 ou 3 mm suivant la cible utilisée.

Les mésons π et K produits (les "parents") sont focalisés par un dispositif magnétique qui les sélectionne suivant le signe de leur charge, de façon à obtenir soit un faisceau de neutrinos, soit un faisceau d'antineutrinos. Deux éléments composent ce dispositif : la "corne" et le réflecteur : la corne est formée de deux conducteurs coaxiaux parcourus par des courants opposés de façon à produire une induction magnétique à symétrie cylindrique ; elle a 6.5 m de long pour un diamètre de 35 cm. Comme les mésons produits présentent des distributions angulaires et en moment assez compliquées, la forme du conducteur intérieur est calculée de façon à focaliser le plus grand nombre possible de "parents" d'énergie moyenne (~ 60 GeV) ; il présente un étranglement appelé "cou" dont le diamètre est d'environ 2 cm, limite imposée par les contraintes mécaniques et thermiques imposées à la corne (le courant, pulsé, dans les conducteurs a une amplitude de 120 kA par burst de 2 msec).

La corne est suivie, 14 m plus loin, par un réflecteur, de structure analogue, de 14 m de long et 1 m de diamètre, destiné plus précisément à focaliser les parents de haute énergie.

Les π et les K émis à très faible angle, inférieur à la dimension du "cou", ne sont pas soumis au champ magnétique, ce qui entraîne une contamination de parents de mauvais signe dans le faisceau ; les taux de production π^+/π^- et K^+/K^- émis vers l'avant étant supérieurs à un [I-1], ce phénomène est gênant particulièrement pour les antineutrinos ; la solution adoptée consiste à placer après la cible un absorbeur de Beryllium de 12 cm de diamètre et 1 mètre de long, au prix d'une perte d'intensité du faisceau.

I-A-1-b : *Production des neutrinos*

Après le dispositif de focalisation se trouve le tunnel de désintégration, long de 300 mètres et devenant progressivement plus étroit de façon à absorber les particules défocalisées.

Les différents modes de désintégration des parents sont résumés sur la table [I-1] qui met en évidence la composition d'un faisceau neutrino ou antineutrino à large bande : il existe toujours une contamination

du flux de neutrinos muoniques par des neutrinos électroniques provenant soit de la désintégration des kaons, soit de la désintégration en vol des muons ; cette contribution reste toutefois faible pour plusieurs raisons :

- le taux de production de kaons est plus faible que celui des pions [I-2]
- les rapports de branchement des désintégrations produisant des ν_e ($\bar{\nu}_e$) sont petits
- les neutrinos électroniques sont produits en général dans des réactions à 3 corps et sont donc moins centrés vers l'avant.

Le spectre d'énergie des neutrinos produits dans une désintégration à 2 corps peut être déduit de la formule :

$$E_\nu = \frac{M^2 - m_\mu^2}{2(E - P \cos \theta_\nu)} \quad (1)$$

où m_μ représente la masse du muon produit dans la désintégration, M , E et P la masse, l'énergie et l'impulsion du parent π ou K , le neutrino étant émis dans la direction définie par θ_ν par rapport à la trajectoire du méson.

Les valeurs de E_ν sont distribuées uniformément entre zéro et une valeur E_ν^{Max} déduite de la formule (1) :

$$E_\nu^{\text{Max}} \approx E \left(1 - \frac{m_\mu^2}{M^2} \right)$$

lorsque $\theta \approx 0$ et $E \gg M$; on obtient donc, respectivement pour les π et les K :

$$E_\nu^{\text{Max}}(\pi) \approx 0.43 E_\pi$$

$$E_\nu^{\text{Max}}(K) \approx 0.95 E_K$$

Le spectre d'énergie des neutrinos produits comporte donc une queue de haute énergie provenant principalement de la désintégration des kaons.

Le tunnel de désintégration est suivi d'un blindage destiné à arrêter les muons et les hadrons subsistants : il a une longueur de 362 mètres, les 170 premiers mètres étant constitués par du fer, le reste par de la terre. L'ensemble du dispositif expérimental est schématisé sur les figures [I-2] et [I-3].

I-A-2 : Détermination du flux de neutrinos

Le principe de la détermination du flux de neutrinos est le suivant : la production d'un neutrino - ou d'un antineutrino - dans la désintégration des π et des K s'accompagne toujours de celle d'un muon créé en même temps ; les caractéristiques du faisceau de muons pouvant être mesurées expérimentalement, le problème consiste à en déduire celles du faisceau neutrino ; nous indiquons dans ce qui suit les différentes étapes de cette procédure :

I-A-2-a : Comptage des muons

Le comptage des muons est effectué au moyen de détecteurs au Silicium installés dans 5 cavités laissées libres dans le blindage, à environ 10, 30, 50, 70 et 90 mètres de distance. A chaque cycle de l'accélérateur, les signaux des détecteurs sont transmis à un ordinateur et stockés sur une bande magnétique en même temps que des indications telles que l'intensité du faisceau de protons, les numéros de film et de photo de la chambre à bulles. La recalibration périodique des détecteurs s'effectue au moyen de détecteurs mobiles qu'il est possible de placer devant ceux qui restent fixes puis de ressortir du faisceau ; enfin, une calibration absolue est réalisée au début de chaque période de prise de données au moyen d'émulsions nucléaires.

I-A-2-b : Calcul du flux de neutrinos

Un programme de simulation [I-3] calcule la distribution radiale et axiale du flux de muons dans le blindage et en déduit, par extrapolation, le spectre des neutrinos au niveau de Gargamelle.

Le spectre de production est dérivé d'un modèle thermodynamique et n'est pas normalisé ; par ailleurs l'épaisseur de la cible et les effets d'absorption sont imparfaitement pris en compte : le flux de muons obtenus n'est en général pas en bon accord avec le flux observé ; en particulier la proportion de muons de haute énergie est trop élevée.

Pour obtenir un meilleur accord on utilise une procédure de distorsion du spectre de muons, en employant une série de techniques empiriques [I-6]

- l'impulsion des protons incidents est réduite systématiquement de 10 GeV
- les sections efficaces de production à basse énergie sont augmentées, elles sont conservées à moyenne énergie et diminuées à haute énergie. On obtient ainsi un spectre distordu reproduisant bien les spectres d'énergie des muons, mesurés dans les différentes cavités.

Ce flux est encore corrigé - dans le cas des antineutrinos - pour tenir compte de la contamination de neutrinos.

Finalement ce résultat est encore pondéré par deux rapports :

- le nombre de photos prises, divisé par le nombre de photos comportant l'information du moniteur du faisceau de muons.
- le nombre de photos avec information EMI divisé par le nombre de photos scannées.

On obtient ainsi finalement la valeur absolue du flux de neutrinos ou d'antineutrinos, en fonction de l'énergie : les valeurs obtenues sont reportées sur la table [I-4] en nombre de neutrinos (antineutrinos) incidents par m^2 et par GeV, les valeurs étant moyennées sur un cercle de 55 cm de rayon, perpendiculairement à l'axe de Gargamelle.

La forme des spectres ν et $\bar{\nu}$ est représentée sur la figure [I-5], ainsi que la contamination de ν_μ dans le cas du faisceau d'antineutrinos.

L'erreur sur le flux provient principalement des incertitudes sur les facteurs de calibration des détecteurs et sur les paramètres du programme de simulation. Elle est fortement augmentée à basse énergie parce que la mesure du flux de muons de faible énergie, atteignant seulement le 1er compteur, est entachée d'une grande erreur due au bruit de fond de hadrons. Pour une énergie inférieure à 15 GeV, l'incertitude sur le flux est trop grande pour que ce domaine d'énergie puisse être pris en compte. A haute énergie l'incertitude sur le flux croît également, du fait de l'imprécision sur la valeur du taux de production K/π .

Les erreurs retenues pour le flux antineutrino sont :

15 % pour $15 < E_{\bar{\nu}} < 25$ GeV

7 % pour $25 < E_{\bar{\nu}} < 70$ GeV

15 % pour $70 < E_{\bar{\nu}} < 160$ GeV

En ce qui concerne l'erreur sur le flux de neutrinos, l'estimation de l'erreur était compliquée par le fait que les conditions relatives à la corne et au réflecteur avaient beaucoup varié suivant les périodes de prises de données ; pour tenir compte de ce problème, une erreur systématique de 10 % a été retenue, indépendante du domaine d'énergie considéré.

I-B. Le détecteur

I-B-1 : La chambre à bulles Gargamelle : caractéristiques générales

Le détecteur utilisé dans notre expérience est la grande chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle ; elle se présente sous forme d'un cylindre horizontal de 4,8 mètres de long et de 1,88 mètres de diamètre intérieur, délimitant un volume de 12 m^3 .

Le corps de la chambre est entouré d'un électro-aimant produisant un champ magnétique horizontal, approximativement uniforme, de 20 Tesla.

La pression et la décompression sont appliquées au liquide par deux membranes en élastomère déformées par de l'azote alternativement comprimé et détendu au rythme des impulsions de l'accélérateur ; la chambre reste sensible pendant quelques millisecondes, en phase avec l'arrivée du faisceau, avant la recompression.

Le système de prise de vues se compose de deux séries de 4 caméras disposées sur la longueur de la chambre, équipées d'objectifs de type "fish-eye" permettant une ouverture de 110° ; ces deux ensembles de caméras sont montés suivant des axes perpendiculaires au plan des membranes, symétriques par rapport à l'horizontale et faisant entre eux un angle de 66° .

La chambre est éclairée au moment de la prise de vue par 21 flashes au Xénon situés face aux caméras.

Gargamelle est installée dans la ligne du faisceau neutrino du SPS à la suite de deux autres détecteurs (BEBC et détecteur WA1) à une distance de 960 mètres de la cible ; la configuration particulière du faisceau (pente ascendante de 41,5 milliradians par rapport à l'horizontale) a nécessité l'installation de la chambre à bulles sur un socle massif de 9,5 m de hauteur.

Pour notre expérience, la chambre était remplie d'un mélange de 90 % de propane C_3H_8 et de 10 % de fréon lourd CF_3Br , en proportions molaires. La densité de ce mélange est de $0.51 \text{ grammes/cm}^3$.

La longueur de radiation est de 61 cm et la longueur d'interaction de 110 cm. Ces caractéristiques permettent, par rapport aux chambres à bulles à hydrogène, d'élever le taux de réactions neutrinos ; elles permettent aussi une bonne probabilité de détection des particules neutres, π_0 et neutrons. Cependant l'utilisation d'un liquide lourd nécessite, comme nous le verrons, la prise en compte du mouvement de Fermi et des effets nucléaires.

Sur la figure 6 est représentée schématiquement la chambre, avec les axes de référence, les volumes visibles et fiduciaires (chap.II).

I-B-2 : L'identifieur Externe de Muons (EMI)

I-B-2-1 : *Principe*

Aux énergies du faisceau neutrino SPS il n'est plus possible d'identifier les muons avec la seule information fournie par Gargamelle ; en effet, des hadrons énergiques peuvent s'échapper du volume visible sans interagir, simulant ainsi des muons ; c'est pourquoi il a été nécessaire d'installer, à la suite de la chambre à bulles, un identifieur de muons (EMI = External Muon Identifier) (réf. : [I-4]).

L'EMI se compose de deux plans verticaux de détecteurs séparés par un absorbeur. L'identification des muons est basée sur le fait qu'après la traversée d'une épaisseur d'absorbeur il est possible de distinguer les muons des hadrons : en effet les muons qui n'ont que des interactions faibles ou électromagnétiques avec la matière, perdent leur énergie par ionisation principalement ; leur trajectoire est perturbée par les phénomènes de diffusion multiple, dont les effets sont calculables. Par contre les hadrons, qui ont des interactions fortes avec la matière, développent une gerbe de particules en dissipant rapidement leur énergie initiale. La discrimination se fait de la façon suivante : on extrapole les traces sortant sans interagir de Gargamelle et, pour chaque trace, on définit une surface d'acceptance, à partir des calculs de diffusion multiple, telle qu'un "bon" candidat muon ait 99 % de chances (par exemple) de toucher un plan de l'EMI à l'intérieur de cette surface. On compare ces résultats avec l'enregistrement des données pour le plan considéré ; si aucun coup n'a été enregistré pour les différentes surfaces d'acceptance, on considérera que toutes les particules qui ont quitté la chambre sont des hadrons.

Deux plans de détecteurs sont nécessaires pour réduire différentes sources de bruit de fond pouvant réduire l'efficacité de détection : interactions neutrinos dans l'appareillage, dans la ferraille, rayons Cosmiques, etc.... Il apparaît [I-5] que lorsque la multiplicité des coups augmente la réjection du bruit de fond diminue sensiblement avec un seul plan. Par contre, avec un 2ème plan, pour qu'un hadron soit pris pour un muon, il faut que les particules provenant de ce bruit de fond coïncident avec la trace extrapolée du hadron dans les 2 plans et dans le même intervalle de temps (time slot) de 500 ns : la probabilité d'une telle coïncidence est très faible (réf. : [I-5]).

I-B-2-2 : *Caractéristiques de l'EMI*

L'EMI est constitué de 2 plans verticaux de chambres proportionnelles multifils de largeur de 4 m et d'une hauteur de 6 m. Ils sont séparés par une épaisseur de Fer, correspondant à 10 longueurs d'interaction environ, de 1,60 m au centre de 80 cm sur les bords. Le 1er plan est situé à 2 mètres environ derrière la chambre qui forme avec son aimant, la première partie de l'absorbeur.

Chaque plan de l'EMI se compose de 8 chambres de 3 m sur 1 m environ qui se recouvrent de façon à éviter des "trous" dans la surface sensible. Les chambres sont remplies d'un mélange gazeux composé de 53 % d'Argon, 40 % d'Isobutane et 7 % de Méthylal (Réf. : [I-5]).

Chaque chambre comprend 2 plans indépendants de fils d'anode. Ces deux plans se trouvent entre deux panneaux en nid d'abeille de Nomex de 6 cm d'épaisseur, rendus rigides par deux feuilles de fibre de verre de 0.6 mm. Pour séparer les 2 plans on a placé un panneau en nid d'abeille d'aluminium pris en "sandwich" entre deux feuilles d'aluminium de 0.2 mm d'épaisseur. Chaque plan de fil d'une surface de $1024 \times 2996 \text{ mm}^2$ comprend 768 fils, tendus à + et - 30° par rapport au petit côté de la chambre ; ils ont un diamètre de 20 μm et sont séparés par 4 mm ; les cathodes sont constituées pour un plan par des bandes de peinture argent larges de 14 mm et espacées de 2 mm, pour l'autre plan par des bandes de 35 mm et espacées de 2 mm ; le gap est de 8 mm.

La haute tension est appliquée aux fils, tous les autres plans sont reliés à la masse.

Pour tenir compte de la variation du flux de neutrinos, lorsqu'on s'éloigne de l'axe deux types de chambres composent un plan :

a) chambres de basse précision

les fils sont groupés par 8, formant un canal couplé à un préamplificateur ; pour les cathodes un canal correspond à un groupement de 2 bandes ; chaque plan d'une chambre basse précision comprend donc 96 canaux anodes et 64 canaux cathodes.

b) chambres de précision mixte

dans une moitié de chambre, les fils sont regroupés par deux pour former un canal, une bande cathode constituant un canal ; l'autre moitié est analogue aux chambres basse précision. Chaque plan d'une chambre mixte précision comprend donc 240 canaux anode et 96 canaux cathode.

La répartition des chambres basse précision et mixtes dans les plans de l'EMI est représentée sur la figure [I-7].

L'ensemble électronique d'identification des muons est complété par deux chambres proportionnelles multifils de 1.30 m sur 2 m environ :

- a) En amont de Gargamelle se trouve un compteur Veto, placé juste devant la chambre, qui permet au système de travailler en anticoïncidence : un muon qui a donné un signal dans le compteur Veto provient d'une interaction en amont de la chambre à bulles et est donc rejeté.
- b) Derrière Gargamelle se trouve le "Picket Fence" utilisé dans la reconnaissance des muons car il permet d'établir une corrélation en temps entre un événement dans la chambre à bulles et les signaux de l'EMI. L'ensemble du dispositif est schématisé sur la figure [I-8].

I-B-2-3 : Le système d'acquisition de données

Ce système doit remplir plusieurs fonctions :

- Il doit être déclenché à chaque cycle du faisceau et rester sensible pendant toute la durée du "burst" (2 millisecondes) : le transfert des données pendant cet intervalle de temps n'est pas possible
- la résolution en temps doit être suffisante pour séparer les différents événements lors d'un même cycle.
- Il doit permettre de tester le fonctionnement des chambres à fils, ainsi que l'état du système.

Nous décrirons ici brièvement le mode de fonctionnement de cette logique de stockage des données, et expliquée de façon détaillée dans la référence [I-6] :

Chaque canal touché envoie un signal dans un discriminateur après préamplification ; si la hauteur du pulse est supérieure au seuil, il est accepté ; cependant il n'est stocké que si un autre canal au moins dans les autres plans de fils, est touché ; l'information d'une chambre est alors stockée dans une mémoire locale (registre à décalage) qui constitue une matrice où chaque ligne correspond à un canal et chaque colonne à un intervalle de temps ("time slot" : 100 nanosecondes). L'information pour l'EMI dans son ensemble est emmagasinée dans un registre principal, chaque ligne correspondant à une chambre et chaque colonne à un intervalle de temps. La gestion de l'ensemble du système d'acquisition de données est gérée par un ordinateur NORD-10 qui permet également le transfert sur bande magnétique des résultats.

En guise de conclusion, nous pouvons dire que cet ensemble expérimental a prouvé qu'il était bien adapté à l'étude des interactions de neutrinos de haute énergie, sa principale qualité étant sa bonne acceptance dans des domaines cinématiques difficiles à atteindre par les expériences utilisant des compteurs ; son inconvénient premier est, bien sûr, la lourdeur du dépouillement "off line" nécessaire et l'impossibilité d'obtenir des statistiques aussi grandes que celles des expériences compteurs.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- I-1 : H.WACHSMUTH : CERN/EP/Phys. 77-43 (1977)
- I-2 : ATHERTON et al. CERN Yellow Report 80-7(1980)
- I-3 : J.VAN der MEER, K.M.WAHLBRUCH, H.W.WACHSMUTH, Nucl. Instr. Meth. 91, 605 (1971).
- I-4 : H.BURMEISTER, A.ROUSSET, H.I.SLETTEN, P.MINE : Rapport Interne Gargamelle (1974)
- I-5 : F.LAPIQUE : Thèse de Doctorat 1977 (Grenoble)
- I-6 : T.W.JONES et P.RATOFF : rapport interne WA15 (1981)

Table I-1 : Production des neutrinos et antineutrinos

Production de ν	Production de $\bar{\nu}$	Rapport de branchement (%)
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	100
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	63.50
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3.20
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	4.82
$K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$\bar{K}_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	27.0
$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	$\bar{K}_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$	38.8

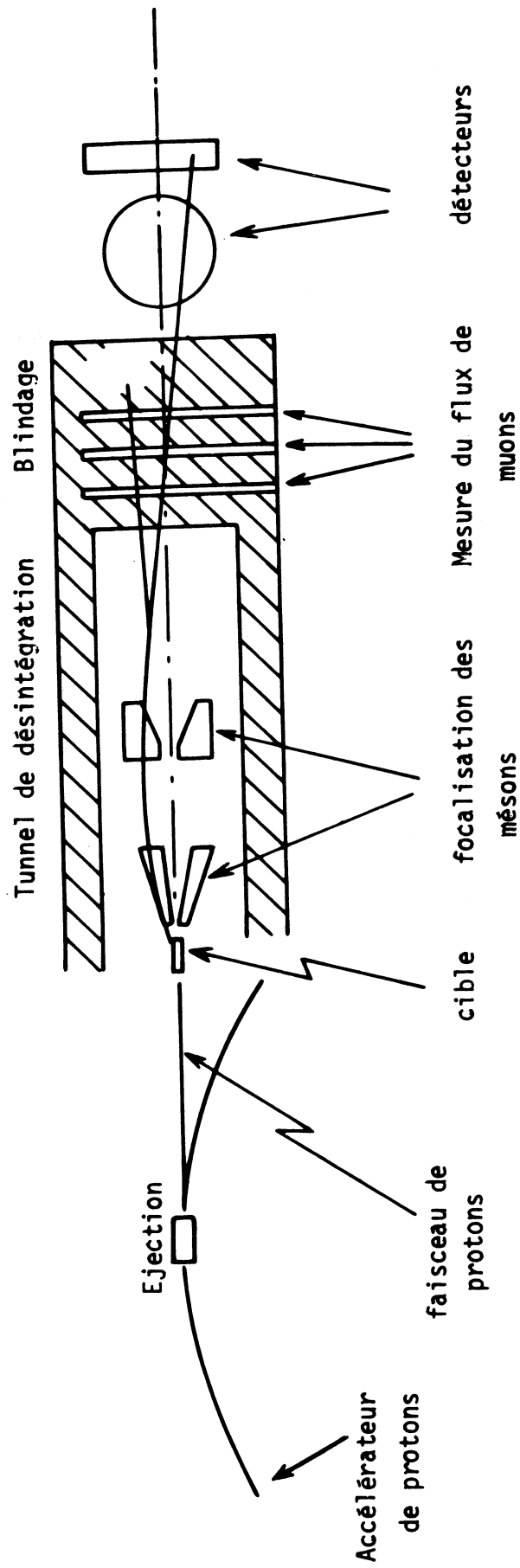


Figure I-2 : Schéma d'un faisceau neutrino

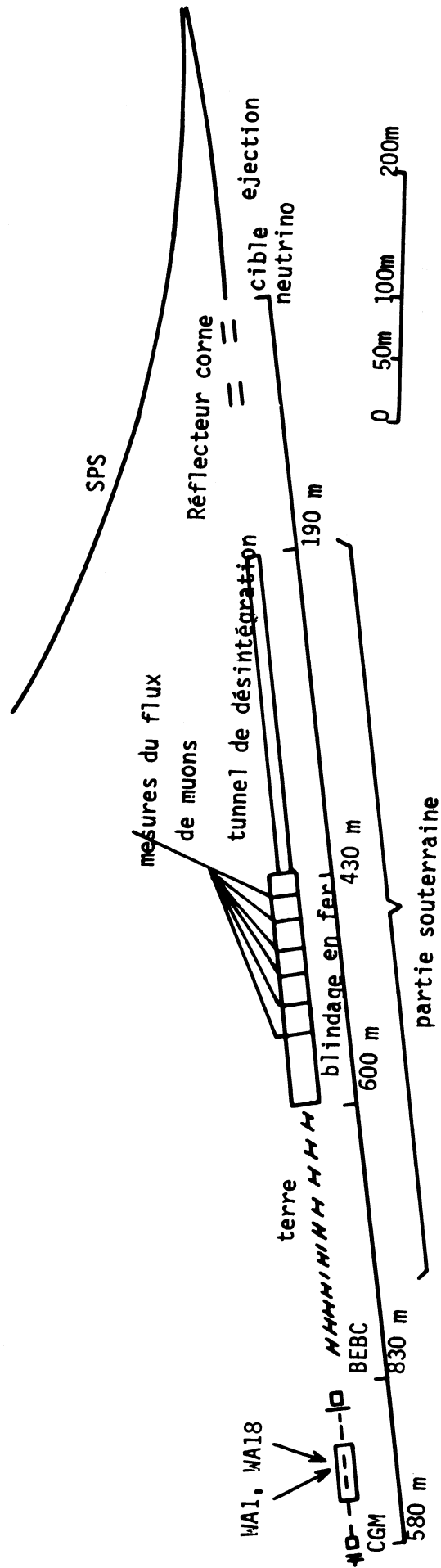


Figure I-3 :
Faisceau neutrino du CERN

Table I-4

Flux absolus de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ moyennés sur la surface du volume fiduciaire perpendiculaire à la direction du faisceau.

Energie (GeV)	Antineutrino ($10^{13} \bar{\nu} \text{ m}^{-2} \text{ GeV}^{-1}$)	Neutrino ($10^{13} \nu \text{ m}^{-2} \text{ GeV}^{-1}$)
12.5	2.088	0.888
17.5	2.645	1.072
22.5	2.351	1.029
27.5	1.691	0.725
35	0.675	0.362
45	0.302	0.172
55	0.108	0.0693
65	0.0429	0.0322
75	0.0261	0.0224
85	0.0151	0.0172
95	0.0118	0.0138
110	0.00658	0.0103
130	0.00256	0.00616
150	0.000777	0.00318

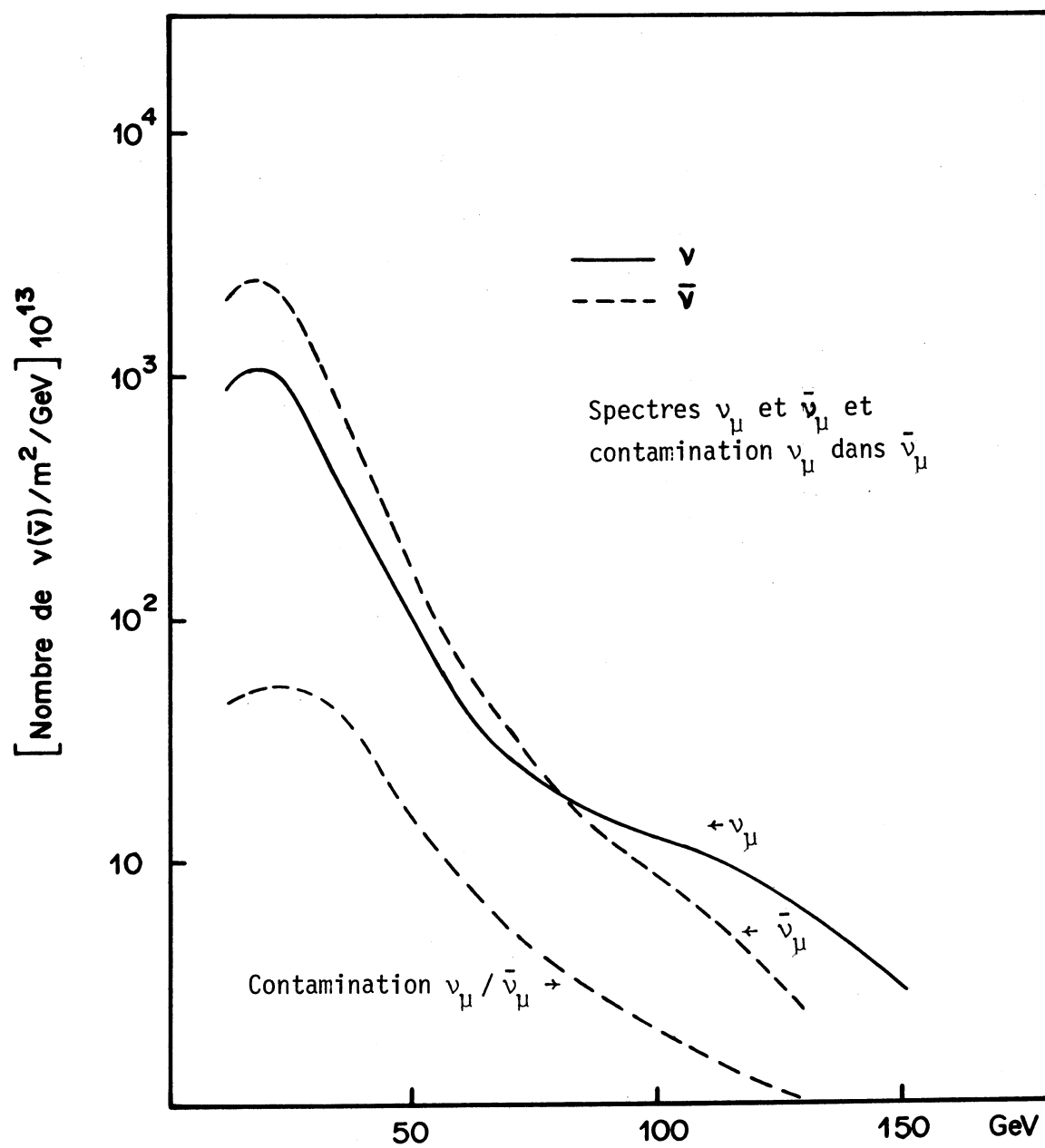


Figure I-5

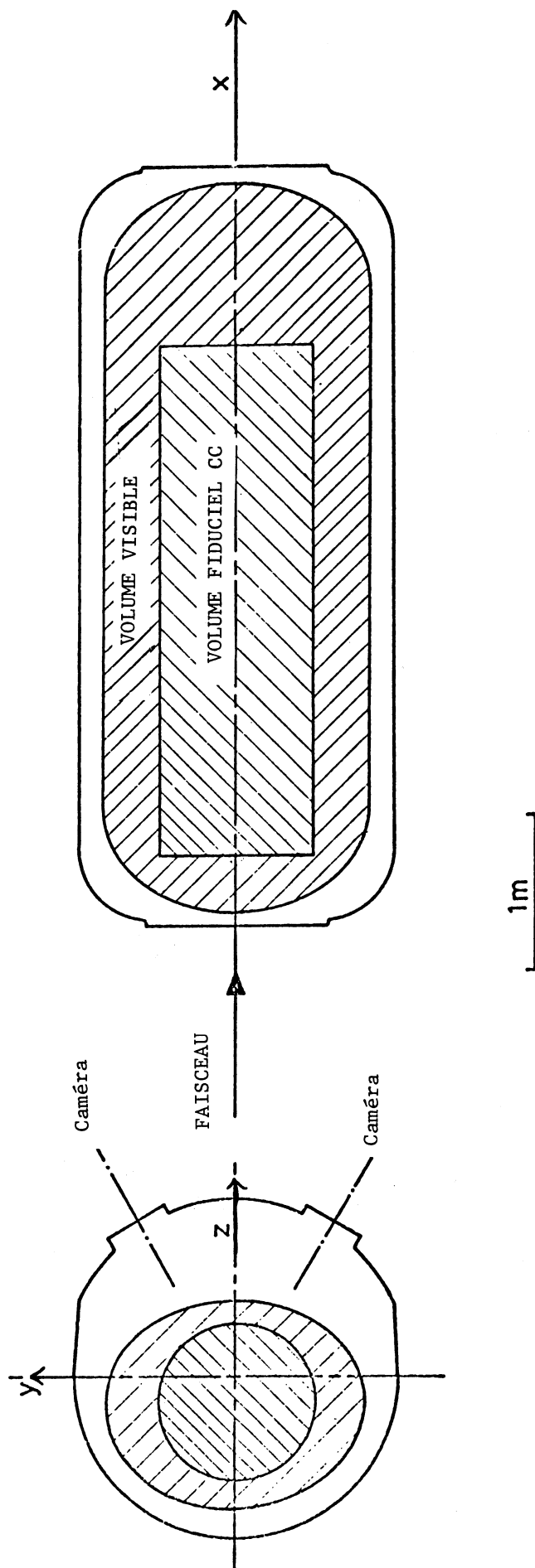


FIG I-6 "Gargamelle"
Coupe des volumes visible et fiduciel
Système d'axes

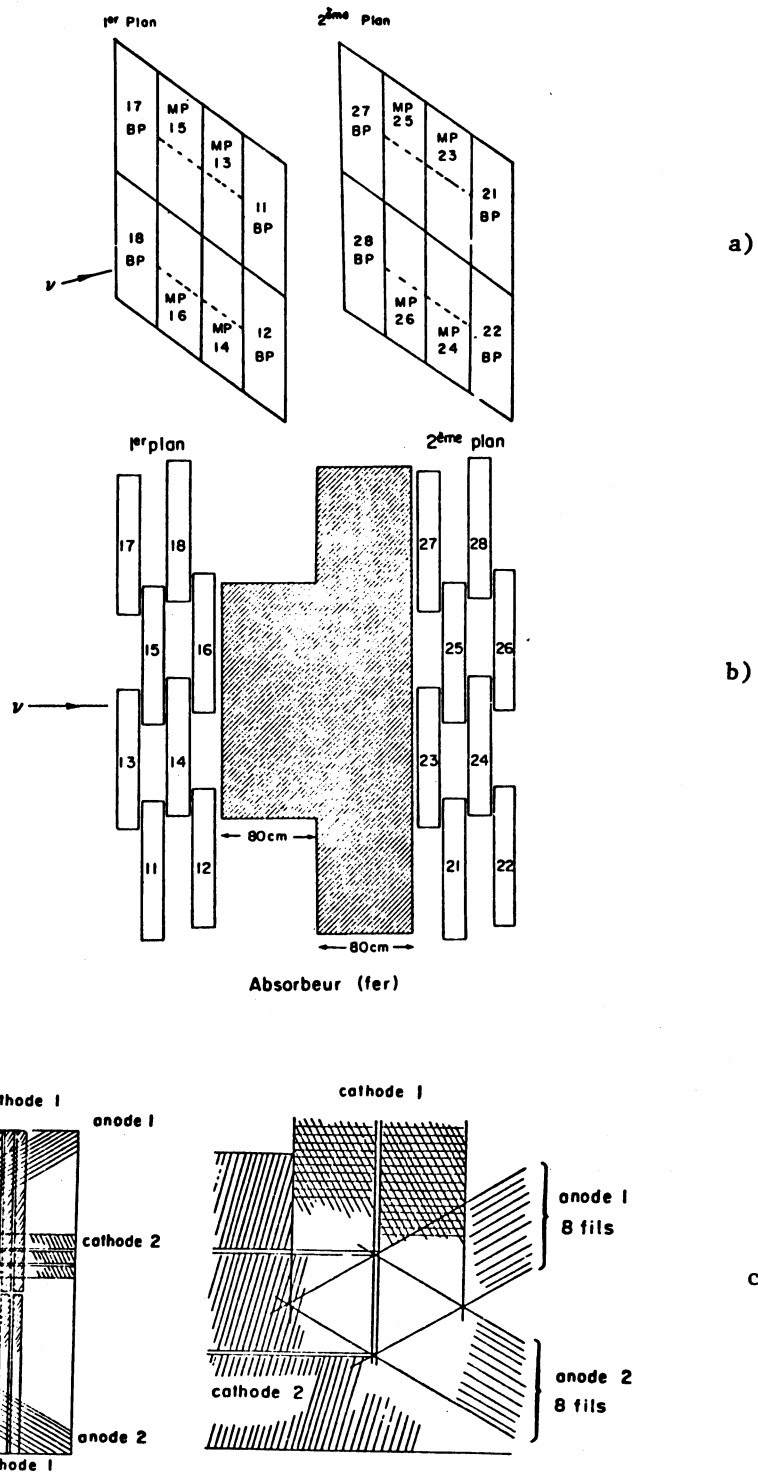


FIG I-7 SCHEMAS EMI

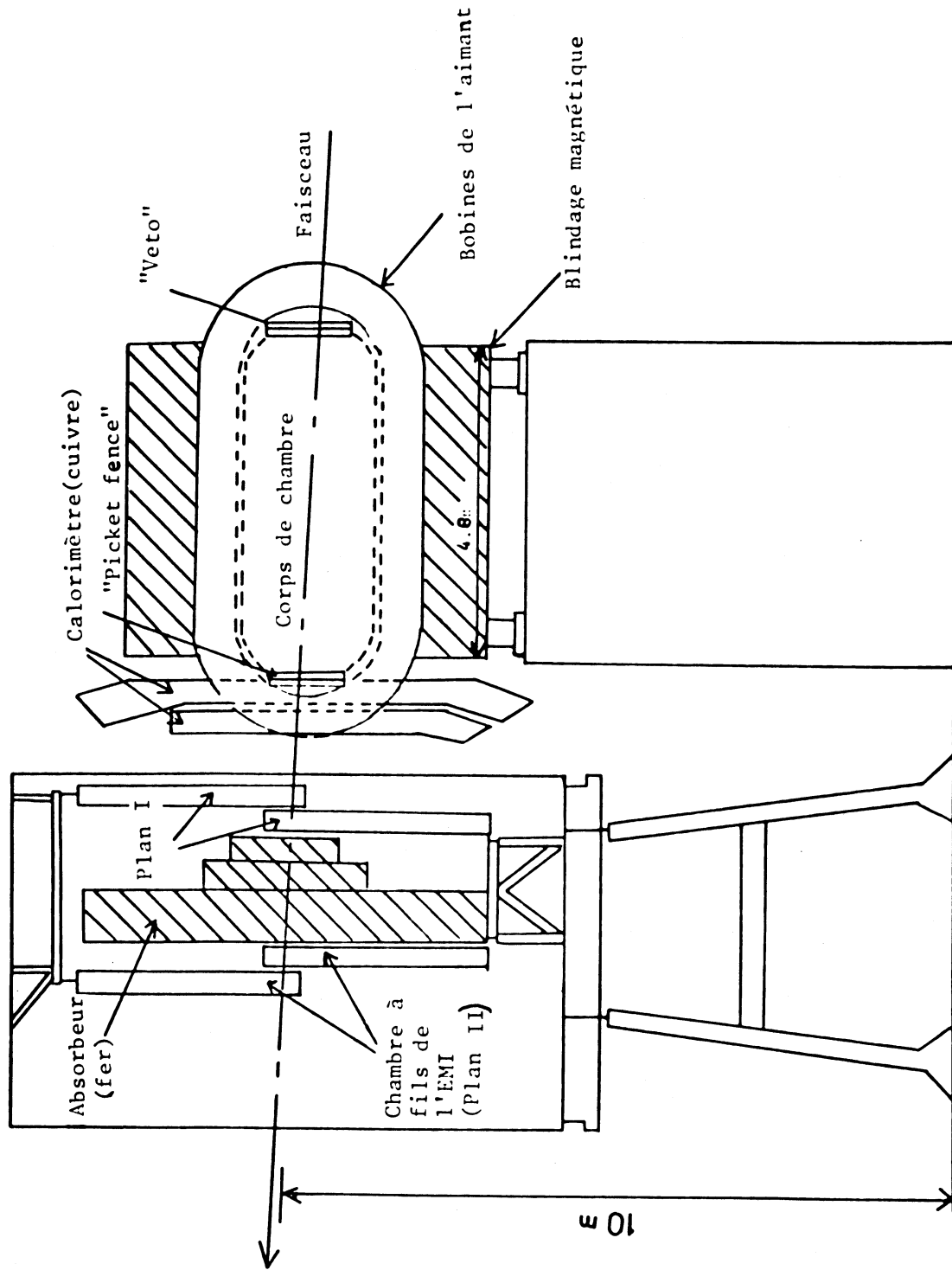


Figure I-8

C H A P I T R E I I

SELECTION DU LOT EXPERIMENTAL D'EVENEMENTS A COURANTS CHARGES

Dans ce chapitre nous détaillerons les différentes étapes qui, partant des photos prises dans Gargamelle, nous conduiront à un lot définitif d'événements à courants chargés, lot utilisé pour la détermination expérimentale des fonctions de structure. Après la prise de données, trois stades successifs conduisent aux chiffres définitifs ; ce sont :

- le scanning et la mesure des films
- l'analyse des événements retenus
- les corrections pour tenir compte des biais expérimentaux

II-A. Dépouillement des films

II-A-1 : Prise de données :

250 000 photos ont été prises par la collaboration antineutrino-Gargamelle-SPS (WA15) durant 5 périodes de 1977 à 1979. Ce nombre correspond à 20 % de la statistique initialement prévue pour cette expérience, la prise de données ayant dû être arrêtée prématurément et définitivement - du fait de l'apparition de fissures dans le corps de la chambre à bulles.

Les films ont été répartis également entre les cinq laboratoires de la collaboration, cités dans l'introduction. Nous décrirons dans les pages qui suivent les différentes étapes du dépouillement et de l'analyse des films, telles qu'elles ont été effectuées à Strasbourg.

La collaboration neutrino-Gargamelle-SPS a utilisé pour cette analyse environ 50 000 photos correspondant à 5 périodes. Le dépouillement des films a été fait, indépendamment de la collaboration WA15, par les laboratoires du CERN

et de l'Université de Milan ; nous indiquerons brièvement les critères de sélection utilisés par cette collaboration.

II-A-2 : Scanning des films

Le scanning consiste à regarder, photo par photo et vue par vue, chaque film dans le but de repérer les événements à retenir pour l'analyse, ainsi que de fournir une première indication sur leur topologie.

Une première sélection des événements est opérée à ce niveau :

- les événements dont le vertex est, sans ambiguïté, hors du volume fiduciaire défini par la collaboration WA15 - voir le paragraphe II-B-1 - sont rejetés.
- les événements sans candidat muon (trace positive quittant la chambre sans interagir et sans coude important) ou avec un candidat muon soit de faible énergie, soit quittant la chambre par la paroi latérale, et donc non susceptible d'atteindre l'EMI, sont rejetés.
- les événements non mesurables, soit parce que le vertex est visible sur une seule vue, soit parce que la confusion des traces rend la mesure impossible, sont également écartés pour la suite de l'analyse ; ils sont cependant notés pour permettre une correction ultérieure.

Pour tous les événements retenus, les traces sont répertoriées par un label et un type : L^+ ou L^- ou $L^\pm$ pour les traces positives, ou négatives ou de signe indéfini qui quittent la chambre sans interagir, I^+ , I^- ou $I^\pm$ pour les traces qui interagissent, suivant que leur signe peut être déterminé ou non, D^+ ou D^- pour les traces qui se terminent par une désintégration, S^+ , S^- ou $S^\pm$ pour les traces qui stoppent dans la chambre. Sont également relevés les gammas suffisamment énergiques, les V_0 et les étoiles neutres. Tous ces éléments sont consignés sur un dessin de l'événement.

Pour estimer la proportion d'interactions neutrino perdues à ce niveau, parce que non repérées, par l'opérateur, deux scannings indépendants sont effectués. L'efficacité de scanning peut être estimée en comparant les nombres d'événements trouvés aux 2 scannings et à un seul : elle est de 99 % pour les événements à courants chargés étudiés ici. Elle est plus faible pour les réactions quasi élastiques - voir chapitre IV-, plus difficiles à détecter parce que leur topologie se réduit le plus souvent à une seule trace L^+ : pour ce type d'interaction l'efficacité de scanning, sur la base d'une recherche antérieure d'événements à courants neutres purement leptoniques effectuée par la collaboration WA15, a été estimée à 94 %.

II-A-3 : Mesure des événements

Le laboratoire de Chambres à Bulles à Liquide Lourde de Strasbourg disposait au début du scanning et de la mesure de trois tables Gargamelle construites sur place ; ultérieurement 2 tables MICRO, développement réalisé à Strasbourg des tables MINNIE du CERN, ont augmenté ce potentiel de mesure. Pour le scanning seul nous disposons également de trois tables BARON.

Les tables Gargamelle et MICRO ont schématiquement la même structure :

- Un châssis pour le transport des films et la batterie de 8 projecteurs pour les 8 vues disponibles
- Une table de projection munie d'un viseur et d'une caméra de télévision jouant le rôle d'une loupe
- Un pupitre de commande et de dialogue associé à une console de visualisation alphanumérique
- Une interface électronique

La gestion du système et le stockage des données sont assurés par un ordinateur CDC 1820.

Le grandissement optique est de 11 pour les tables Gargamelle et de 12 pour les MICRO. Sur les tables Gargamelle les événements sont mesurés à l'aide d'un coordinatographe dont le chariot, mobile en X et Y, est placé sous le verre peint constituant l'écran de projection. Pour les tables MICRO, c'est le déplacement de l'optique elle-même qui permet la mesure, le viseur étant fixe.

La mesure des événements, sur les tables décrites plus haut, s'effectue en 2 étapes :

- prêmesure des points
- mesure des traces

Prêmesure :

Les prêmesures ont pour but l'acquisition des données préliminaires telle que les coordonnées des vertex, de déterminer les correspondances entre les projections sur différentes vues et de classer les vertex par catégories : interaction primaire, étoile neutre, gamma, Vo, etc.. ; cette succession de mesures s'accompagne d'informations fournies par l'opérateur.

Mesure :

Utilisant les données obtenues à la prêmesure, la calculatrice assure l'allumage des vues et présente à l'opérateur les vertex et les traces à mesurer en tenant compte des correspondances entre vues précédemment établies :

l'opérateur décide seulement du nombre et de l'espacement des points à mesurer sur une trace ; il a cependant la possibilité de remesurer une trace ou d'effectuer des corrections sur les données de la prémesure.

Un enregistrement de mesure se compose, pour une vue, de la mesure des croix fiducielles du film et de la chambre, suivi d'une série d'informations : label du vertex, de la trace, nombre de points mesurés, etc..., et des coordonnées des points mesurés sur la trace. Des programmes de gestion regroupent les enregistrements correspondant à un même film pour constituer un fichier sur bande magnétique destiné à être exploité sur l'ordinateur UNIVAC 1110 du CRN de Strasbourg par le programme de reconstruction géométrique HYDRA. (Version commune à la collaboration NUGEOM203).

Les événements sont traités ensuite au moyen de la chaîne des programmes EMI de façon à reconnaître le muon ; ces programmes utilisent les résultats de la reconstruction des traces de type L :

- les traces quittant la chambre sont extrapolées jusqu'aux chambres de l'EMI, en tenant compte du champ magnétique et de la diffusion multiple dans les différents milieux rencontrés, de façon à définir les coups prédits dans les chambres de l'EMI.
- les impulsions trouvées dans l'EMI et compatibles avec les coups prédits font l'objet d'une reconstruction de façon à définir des points d'impact dans les chambres, en tenant compte de l'inclinaison des traces.
- les coups prédits sont comparés à ces points reconstruits de façon à trouver le ou les meilleurs intervalles de temps associés à l'événement considéré.

Pour sélectionner la meilleure association entre points prédits et trouvés, on considère le χ^2 d'association, défini par :

$$\chi_{\text{ass}}^2 = \frac{(y_{\text{prédit}} - y_{\text{trouvé}})^2}{\Delta y^2} + \frac{(z_{\text{prédit}} - z_{\text{trouvé}})^2}{\Delta z^2}$$

Δy et Δz représentant les erreurs (expérimentales + d'extrapolation) sur les coordonnées y et z .

Les critères de décision permettant de définir une "bonne" association à partir des plans touchés et du χ_{ass}^2 sont précisés plus loin.

II-B. Sélection des événements

Après la reconstruction des traces et l'extrapolation des traces L jusqu'à l'EMI, un certain nombre de critères - définis d'un commun accord par la collaboration - permettent de sélectionner le lot final d'événements à courants chargés.

II-B-1 : Volume fiduciaire

Dans le cas des antineutrinos, les événements ne sont retenus que si le vertex de l'interaction primaire se trouve, dans la chambre, à l'intérieur d'un volume défini comme suit :

$$\begin{aligned} - 200 \text{ cm} &\leq x \leq + 150 \text{ cm} \\ \left(\frac{y}{60}\right)^2 + \left(\frac{z + 20}{60}\right)^2 &\leq 1 \end{aligned}$$

qui correspond à un cylindre de 3.96 m^3 .

Le rayon de 60 cm a été choisi de façon à éliminer les régions de la chambre où la visibilité - et donc la "mesurabilité" - devient mauvaise. Le déplacement de 20 cm en z a été introduit pour tenir compte d'un décalage de 20 cm entre l'axe du faisceau et celui de la chambre. Les limites en x permettent d'éliminer des événements en fin de chambre de façon à disposer d'une longueur suffisante pour la mesure des traces de type L. La distribution des vertex au sein de ce volume est sensiblement homogène, comme en témoigne la figure [II-1].

Dans le cas des neutrinos, la collaboration WA14 a retenu, pour définir le volume fiduciaire, les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} &\text{pour } - 160 \text{ cm} \leq x \leq + 150 \text{ cm} \\ \text{on doit avoir : } &\left(\frac{y}{55}\right)^2 + \left(\frac{z + 18}{50}\right)^2 \leq 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\text{pour } - 220 \text{ cm} \leq x \leq - 160 \text{ cm} \\ \text{on doit avoir : } &\left(\frac{x + 160}{60}\right)^2 + \left(\frac{y}{55}\right)^2 + \left(\frac{z + 18}{50}\right)^2 \leq 1 \end{aligned}$$

ce qui correspond à un volume total de 3.02 m^3

Le nombre de nucléons correspondant respectivement à ces deux volumes fiduciaires, compte tenu de la composition du liquide de la chambre est de :

$\underline{12.12 \times 10^{29}}$ nucléons dans le cas des **antineutrinos** ($6.72 \times 10^{29} p$ et $5.40 \times 10^{29} n$)
et de
 $\underline{9.24 \times 10^{29}}$ nucléons dans le cas des neutrinos ($5.12 \times 10^{29} p$ et $4.12 \times 10^{29} n$)

II-B-2 : Sélection du muon

Rappelons qu'une première sélection, lors du scanning, permet de retenir les événements ayant au moins une L assez énergétique vers l'avant. D'autres conditions sont nécessaires pour identifier, avec le moins d'ambiguïté possible, le muon :

- a) Le programme de reconstruction des traces doit indiquer, comme hypothèse de masse possible, celle du muon
- b) l'impulsion du candidat muon doit être supérieure à une valeur P_{μ} minimale : cette coupure, choisie indépendamment par les deux collaborations, sert à garantir une bonne efficacité de détection du muon, comme nous le verrons plus loin. Les valeurs retenues pour P_{μ} minimum sont :

$$\begin{aligned} P_{\mu}^{+} &= 5 \text{ GeV/c dans le cas des } \bar{\nu} \\ P_{\mu}^{-} &= 2 \text{ GeV/c dans le cas des } \nu \end{aligned}$$

La perte d'événements liée à cette coupure est étudiée plus loin.

- c) le candidat muon doit être identifié dans l'EMI :

- i) les coups dans l'EMI, trouvés sur plusieurs plans, doivent appartenir au même intervalle de temps et le χ^2 d'association doit être inférieur aux valeurs définies ci-après, déduites de la distribution des χ^2 d'un millier de muons mesurés en début d'expérience :

$$\text{Picket Fence : } \chi^2 < 9$$

$$\text{Plans I et II de l'EMI : } \chi^2 < 15$$

Ces coupures sont très peu contraignantes, comme le montrent les distributions des χ^2 d'association des événements retenus sur la figure [II-2] le nombre d'événements rejetés obtenu par comparaison avec une distribution de χ^2 à 2 degrés de liberté est de l'ordre de 10^{-4} , et par conséquent négligeable.

- ii) les configurations retenues sont indiquées sur la table [II-3] :
pour des impacts prédits (P), elle indique les impacts trouvés (T),
acceptables pour l'identification du muon.

Les critères définis par la collaboration neutrino sont les mêmes, à part quelques configurations supplémentaires autorisées, indiquées également sur la table. Les coupures en χ^2 dans ce cas étaient les suivantes :

$$\begin{aligned}\chi_{\text{Max}}^2 &= 15 \text{ pour les configurations incluant le 2ème plan de l'EMI} \\ \chi_{\text{Max}}^2 &= 12 \text{ pour les autres}\end{aligned}$$

donc moins contraignantes encore que celles de la collaboration $\bar{\nu}$.

II-B-3 : Efficacité et acceptance de l'EMI

Une perte d'événements peut être causée par la non détection d'un muon dans l'EMI ; nous examinerons séparément les deux causes possibles d'inefficacité du détecteur de muons :

- a - l'acceptance géométrique de l'EMI
- b - l'efficacité "électronique" de l'EMI

- a) La probabilité pour un muon d'être détecté dans l'EMI est fonction de son énergie et de l'angle que fait sa trajectoire avec l'axe du système de détection, l'acceptance angulaire de l'EMI étant limitée.

L'étude de cette acceptance a été faite en générant des événements dans le volume fiduciaire de la chambre à bulles : l'énergie et l'angle du muon sont choisis de façon aléatoire (1000 événements par GeV et par degré) ; la trajectoire du muon est prolongée jusqu'à l'EMI au moyen de la chaîne de programmes d'extrapolation des traces de façon à voir si elle atteint l'un ou les 2 plans de l'EMI ; les figures II-4-a et II-4-b indiquent les résultats obtenus pour les μ^+ et μ^- ; au dessus de 11 GeV (20 GeV) pour les μ^- (μ^+) l'efficacité géométrique de détection est de 100 % (les flèches indiquées sur les figures précisent, pour une énergie donnée, les limites expérimentales des distributions angulaires).

b) L'efficacité "électronique" de l'EMI a pu être estimée à partir de la mesure au début de l'expérience d'environ 1000 muons traversant Gargamelle et provenant d'interactions en amont de la chambre ; après extrapolation des traces jusqu'à l'EMI et application des critères précédents elle a été trouvée égale à 94 %. Ce nombre correspond à un facteur de correction global prenant en compte toutes les causes possibles de non-détection du muon autres que géométriques : mauvais fonctionnement des chambres, mauvaise transcription sur bande, etc.....

Un test destiné à estimer la possibilité d'associations fortuites a également été effectué, en changeant artificiellement les numéros de photos de données EMI de 1 ou 2 unités et en les comparant aux résultats du programme de géométrie : il en résulte que la probabilité d'associations fortuites est inférieure à 0.6 % et par conséquent négligeable.

II-B-4 : Identification des traces hadroniques

II-B-4-1 : *Traces chargées*

Les particules chargées peuvent être dans de nombreux cas identifiées par la courbure de la trace qui indique la charge et par la nature de la fin de trace, de façon à retenir une hypothèse de masse unique pour chaque trace hadronique ; les critères d'identification peuvent être résumés comme suit :

Nature de fin de trace	Charge	Hypothèse retenue
Arrêt dans la chambre, pas de désintégration	+ ou +/- -	proton pion
Désintégration		pion
Pas d'arrêt dans la chambre	-	pion
Pas d'arrêt ou interaction	+ ou +/-	pion ou proton (1)

(1) Pour lever l'ambiguïté pion/proton la procédure utilisée est la suivante :

a) on examine le meilleur résidu

- si $\text{rés}(p) \leq \text{rés}(\pi) - 1 \text{ micron}$: proton

- si $\text{rés}(\pi) \leq \text{rés}(p) - 1 \text{ micron}$: pion

b) si la différence des résidus est inférieure à 1 micron, on examine les χ^2 :

- si $\chi^2(p) + 2 \leq \chi^2(\pi)$: proton

- si ce n'est pas le cas : pion

Pour déterminer l'énergie des hadrons chargés, on utilise les règles suivantes :

Si l'incertitude $\Delta P/P$ donnée par le programme de reconstruction est inférieure à 30 %, on utilise cette valeur de P pour l'impulsion.

Si ce n'est pas le cas, il est nécessaire de mesurer les traces secondaires de l'interaction pour déterminer l'impulsion. Si la mesure des secondaires n'est pas possible on corrige la valeur P_{Max} de l'impulsion maximale donnée par le programme, au moyen de la formule :

$$P_{\text{corr}} = \left[\frac{1}{P_{\text{max}}} + 1.6 \Delta \left(\frac{1}{P} \right) \right]^{-1}$$

II-B-4-II : Rattachement des traces neutres

a) Etoiles neutres : toute origine possible d'un neutron doit se trouver en amont :

$$x(\text{origine}) < x(\text{vertex } n^*)$$

L'origine sélectionnée est celle pour laquelle l'angle entre la ligne de vol présumée et la ligne neutre est le plus faible.

L'énergie du neutron est la somme des énergies des traces de l'étoile neutre (c'est en fait une limite inférieure de l'énergie, les traces neutres n'étant pas mesurables)

b) Gammas : le rattachement des γ à un vertex d'origine est effectué par un ajustement cinématique par le programme de reconstruction.

c) V_0 : s'ils sont sans origine associée donnée par le programme de reconstruction, ils sont considérés comme des étoiles neutres. Dans le cas contraire, les hypothèses K et Λ sont retenues : cependant l'hypothèse Λ n'est conservée que si :

$$\chi_{\Lambda}^2 < \chi_K^2 - 2$$

II-B-5 : Précision des mesures

- 1) Traces de type L : la précision de la mesure est fonction de la longueur de trace mesurée et de l'impulsion (liée à la courbure) de la particule.
Nous distinguons ici les muons, reconnus au moyen des critères précédents, et les traces hadroniques de type L. La corrélation entre $\Delta p/p$ et la longueur de trace apparaît sur les figures [II-5-a] pour les μ^+ et [II-6-a] pour les hadrons ; celle existant entre $\Delta p/p$ et l'impulsion se voit sur les figures [II-5-b] et [II-6-b]. L'incertitude relative moyenne est de 5.8 % pour les muons et de 8.6 % pour les traces hadroniques, correspondant à des impulsions moyennes de 21.9 GeV/c pour les muons et de 2.0 GeV pour les hadrons.
- 2) Traces de type I : pour ce type de traces, qui peuvent avoir une longueur très petite, rappelons qu'il a été convenu de mesurer les secondaires lorsque l'incertitude sur l'impulsion dépasse 30 % ; une limite inférieure de leur impulsion est alors donnée par le module de la résultante des impulsions des secondaires, les particules neutres n'étant évidemment pas mesurées. L'erreur relative $\Delta P/P$, en fonction de la longueur de trace et de l'impulsion, est indiquée sur les figures [II-5-c] et [II-6-c], l'erreur moyenne étant de 8.5 % pour une impulsion moyenne de 1.9 GeV/c
- 3) Traces de type S : l'impulsion de ces traces est déterminée en général à partir des relations parcours-impulsion ; l'erreur relative pour ce type de traces est de 1.7 %.
- 4) Gammas : l'impulsion est calculée par le programme de reconstruction au moyen d'un ajustement cinématique ; l'incertitude sur cette valeur provient de la relative imprécision sur des méthodes de détermination de l'énergie des électrons de matérialisation : elle est, en moyenne, de 18.2 %.
L'étude de la distribution de masse $\gamma\text{-}\gamma$ obtenue en combinant deux à deux les impulsions des gammas, fournit un test usuel permettant de contrôler la validité des mesures effectuées : elle doit comporter un pic centré sur la masse du π_0 , soit 135 MeV environ ; la figure [II-7] représente l'histogramme correspondant, qui reproduit bien ce comportement.
- 5) V_0 et étoiles neutres : l'imprécision sur l'impulsion des particules neutres, qui dépend de la mesure des secondaires chargés, est du même ordre de grandeur pour les deux types : de l'ordre de 3 %.

II-C. Détermination de l'énergie du neutrino incident

Pour connaître l'énergie du neutrino incident, il est nécessaire d'estimer l'énergie emportée par les particules neutres non mesurées parce que non détectées : π_0 pour lesquels manquent l'un ou les 2 gammas de désintégration, neutrons quittant la chambre sans interagir.

Différentes méthodes ont été élaborées, permettant de corriger l'énergie hadronique pour tenir compte des particules non vues. Nous avons testé deux d'entre elles, de façon à déterminer laquelle est la plus efficace. Ce sont :

- a) la méthode proposée par Heilmann, utilisée par la collaboration WA21 (BEBC) [II-1]
- b) la méthode proposée par Fernandez et al. [II-2] et utilisée par la collaboration E31 (chambre de 15' du F.N.A.L.).

D'autres méthodes ont été utilisées au sein de la collaboration à titre de comparaison [II-3] [II-4] . Nous détaillerons ci-après le principe des 2 méthodes étudiées à Strasbourg et les tests effectués pour les comparer.

II-C-1 : Principe des méthodes de correction

- a) Méthode de Heilmann : elle dérive de la méthode de Myatt [II-3] que nous rappelons brièvement. L'énergie du neutrino s'écrit :

$$E_\nu = p_\mu^L + p_H^L$$

p_μ^L et p_H^L désignant les composantes, suivant la direction du faisceau neutrino, des impulsions du muon et des hadrons figure [II-8]. p_H^L peut s'écrire :

$$p_H^L = p_{vis}^L + p_{non vis}^L$$

lorsqu'on sépare la contribution comme des hadrons visibles (mesurés) de celle des hadrons non visibles. $p_{non vis}^L$ est inconnu, mais, en supposant que l'impulsion totale des particules non vues a même direction que celles des hadrons visibles, et que le moment transverse est conservé, on peut écrire :

$$\frac{p_{non vis}^L}{p_{non vis}^T} = \frac{p_{vis}^L}{p_{vis}^T} = \frac{p_{non vis}^L + p_{vis}^L}{p_{non vis}^T + p_{vis}^T} = \frac{p_H^L}{-p_\mu^T}$$

à haute énergie, on fait l'approximation :

$$p_H^L \sim E_{corr}^H \quad \text{et} \quad p_{vis}^L \sim E_{vis}$$

E_{cor}^H représentant l'énergie hadronique corrigée pour les particules non vis et E_{vis} l'énergie hadronique visible.

On en déduit

$$E_{\text{cor}}^H = \frac{-p_{\mu}^T}{p_{\text{vis}}^T} E_{\text{vis}}$$

$$\text{et } E_{\nu} = E_{\mu} + E_{\text{cor}}^H$$

Cette correction de la méthode Myatt n'est applicable que si p_{μ}^T et p_{vis}^T ne sont pas dans le même demi plan leptonique et si $|p_{\mu}^T| > |p_{\text{vis}}^T|$. Or pour nos données, plus de 30 % des événements ne répondent pas à ces conditions, la perte d'énergie due aux neutres étant trop importante.

On peut écrire encore :

$$\begin{aligned} E_{\text{cor}}^H &= \frac{-p_{\mu}^T}{p_{\text{vis}}^T} E_{\text{vis}} = E_{\text{vis}} \left(1 - \frac{(p_{\mu}^T + p_{\text{vis}}^T)}{p_{\text{vis}}^T} \right) \\ &= E_{\text{vis}} \left(1 + \frac{p_{\text{non vis}}^T}{p_{\text{vis}}^T} \right) \end{aligned}$$

$$\text{en rappelant que : } p_{\text{non vis}}^T = \sum_{\substack{i=\text{non} \\ \text{vus}}} |\vec{p}_i^T|$$

$$p_{\text{vis}}^T = \sum_{j=\text{vus}} |\vec{p}_j^T|$$

et effectuer cette correction événement par événement :

$$E_H^C = E_{\text{vis}} \left(1 + \frac{|p_{\mu}^T + \sum_{j=\text{vus}} (\vec{p}_j^T)|}{\sum_{j=\text{vus}} |\vec{p}_j^T|} \right)$$

b) 2ème méthode

La méthode par Fernandez et al. [II-2] part d'un point de vue différent : elle cherche à déterminer l'impulsion longitudinale $p_{\text{non vis}}^L$ du système hadronique neutre par rapport à la direction du faisceau. La composante transversale p_0^T étant connue par la conservation de l'impulsion transverse,

le problème se réduit à la détermination de l'angle α entre $\vec{p}_0$ et p_0^T :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p_L^0}{p_T^0} \quad (\text{figure [II-9]})$$

La valeur de α peut être estimée à partir d'un fait expérimental bien établi : la distribution en moments transverses des hadrons, par rapport à leur direction résultante est de la forme

$$\frac{dN}{dp_{\perp i}^2} \approx e^{-b(p_{\perp i}^2 + m_i^2)}$$

$p_{\perp i}$ et m_i représentant le moment transverse et la masse du $i^{\text{ème}}$ hadron. La direction la plus probable - correspondant à l'angle α le plus probable - est celle qui minimise la quantité :

$$\sum_{\substack{i = \text{tous} \\ \text{les hadrons}}} (p_{\perp i}^2 + m_i^2)^{1/2}$$

Comme l'impulsion des particules neutres n'est pas mesurable, la méthode minimise la quantité

$$TM(\alpha) = \sum_{i=\text{vus}}^n (p_{\perp i}^2 + m_i^2)^{1/2} + (p_{\perp 0}^2 + \mu_0^2)^{1/2}$$

$p_{\perp 0}$ étant l'impulsion transverse totale des neutres par rapport à la résultante des impulsions hadronique et μ_0^2 la quantité

$$\mu_0^2 = m_{\pi^0}^2 + c (M_0^2 - m_{\pi^0}^2)$$

où m_{π^0} est la masse du π^0 et M_0^2 la masse effective des neutres, c étant une constante. Les $p_{\perp i}$ sont fonction de α et α est retenu de façon à minimiser $TM(\alpha)$, étant choisi dans un intervalle $\alpha_{\min}, \alpha_{\max}$ défini par :

$$\operatorname{tg} \alpha_{\min} = \frac{p_L^{\min}}{p_T^0} \quad \text{lorsque } M_0 = m_{\pi^0}$$

$$\alpha_{\max} = 90^\circ$$

L'angle α une fois déterminé, l'énergie du neutrino est donnée par :

$$E_V = p_L^\mu + p_L^H + p_T^\circ \operatorname{tg} \alpha$$

p_L^μ et p_L^H ayant les mêmes significations que dans la méthode de Heilmann.

Lorsque α est voisin de $\pi/2$ l'erreur sur l'estimation de E_V peut devenir très grande car

$$\frac{dE}{d\alpha} = p_T^\circ / \cos^2 \alpha$$

Les auteurs de ce fait introduit une limitation en p_L° pour éviter cet effet :

$$\text{si } \frac{dE}{d\alpha} > 100$$

$$p_L^\circ = 5 \cdot p_T^\circ \quad \text{si } p_T^\circ < 0.5 \text{ GeV/c}$$

$$p_L^\circ = 10.0 (p_T^\circ - 0.5) + 2.5 \text{ où } p_T^\circ > 0.5 \text{ GeV/c}$$

II-C-2 : Tests des méthodes de correction d'énergie

Pour permettre le choix d'une méthode unique applicable à nos événements expérimentaux, une comparaison des 2 méthodes a été effectuée :

Nous avons utilisé un lot de 672 événements hadroniques entièrement reconstruits correspondant à la réaction

$$\pi^+ N \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^0 \pi^0 N'$$

N et N' représentant une combinaison quelconque de nucléons n ou p. Ces événements proviennent d'un faisceau de π , d'impulsion moyenne 3.5 GeV/c ; la masse invariante hadronique W est, en moyenne, de 2.74 GeV et l'énergie hadronique de 4.4 GeV, valeurs sensiblement plus faibles que celles correspondant à nos événements.

Une transformation de Lorentz a été appliquée par conséquent pour rapprocher les 2 quantités, de même qu'une rotation de façon que la composante p_y' du moment hadronique total dans le nouveau système compense l'impulsion transverse du muon.

$$\begin{aligned} p_y' &= - p_\mu^T \\ p_x' &= (p_H^2 - p_y'^2)^{1/2} \\ p_z' &= 0 \end{aligned}$$

On définit ainsi comme plan des leptons (ν, μ) le plan ($Ox'y'$).

Nous avons étudié l'évolution de la distribution du rapport

$R = E_{\text{CORR}}/E_{\text{vrai}}$, en supprimant artificiellement une ou plusieurs particules

dans l'état final et en corrigeant l'énergie hadronique E_{vraie} par l'une des 2 méthodes de correction donnant E_{CORR} . Les résultats sont rassemblés sur la figure [II-10] pour différentes configurations : $1\pi^0$ en manquant, 1 Neutron manquant, $2\pi^0$ manquants, $1\pi^0$ et un neutron manquants, etc.... Les valeurs moyennes et les déviations standard sont résumées sur la table [II-11].

Comme on pouvait s'y attendre, les 2 méthodes donnent des résultats similaires et compatibles avec 1 lorsque le nombre de particules manquantes est inférieur à 3 ; la distribution de R s'élargit sensiblement au-delà, la méthode proposée par Heilmann semblant mieux corriger l'énergie que la méthode de Fernandez et al.

Nous avons effectué également un test comparatif au moyen d'une méthode de Monte Carlo, en générant l'énergie du neutrino conformément au spectre expérimental, ainsi que les variables de Björken x et y, en créant en certain nombre de $\pi^+\pi^-\pi^0$ en relation avec l'énergie disponible, puis en retirant 1 ou plusieurs π^0 ou neutrons pour obtenir les mêmes configurations que ci-dessus (les hypothèses et les calculs du programme utilisé sont détaillés dans l'appendice A). Les résultats obtenus sont comparables à ceux obtenus avec les événements hadroniques, en particulier en ce qui concerne l'élargissement des distributions lorsque le nombre de particules manquantes dépasse deux [Table II-11].

A partir de cette analyse, nous avons finalement retenus, pour l'évaluation de l'énergie incidente, la méthode de Heilmann qui offre, par un moyen de correction simple, une bonne résolution. La distribution des valeurs du rapport $R = E_{\text{corrigé}}^H / E_{\text{vu}}^H$ obtenu en appliquant cette méthode à nos événements est reportée sur la figure [II-12].

II.D. : Résultats et corrections

II.D.1. : Lot expérimental de courants chargés

Le nombre final de réactions à courants chargés obtenu après application des critères de sélection et après correction de l'énergie hadronique se compose de 4492 événements dans le cas des antineutrinos, et de 3343 événements dans le cas des neutrinos.

Nous avons effectué ultérieurement une coupure supplémentaire sur l'énergie recalculée de la particule incidente (ν ou $\bar{\nu}$) de façon à éliminer les domaines où l'incertitude sur le flux de neutrinos rend toute utilisation des mesures incertaine (cf. chapitre I) : Les événements ne sont retenus que si :

$$15 \text{ GeV} < E_{\nu/\bar{\nu}} < 150 \text{ GeV}$$

Cette condition ramène le nombre précédent de courants chargés à 3898 $\bar{\nu}$ et 2966 ν .

Nous avons reproduit sur les figures [II-13] à [II-18] les distributions d'un certain nombre de variables cinématiques importantes pour la suite de l'analyse : Energie corrigée E_{ν} des neutrinos (antineutrinos), Energie du muon $E_{\mu+}$ ou $E_{\mu-}$, quadrimoment de transfert corrigé q^2 , variables de Björken x et y , Masse invariante hadronique W . Les valeurs moyennes de ces grandeurs sont indiquées également. Ces distributions "brutes" doivent encore être corrigées pour tenir compte des bruits de fond et des pertes d'événements dûes aux biais expérimentaux, comme nous allons le voir.

II.D.2. Contamination du lot par des événements à courants neutres

Des événements à courants neutres (N.C.) peuvent contaminer le lot de courants chargés (C.C.) si un pion est identifié à tort comme étant un muon : désintégration en vol ou non absorption dans le blindage de l'EMI. Il faut donc déterminer la probabilité pour un pion de répondre aux critères de sélection des muons :

Pour simuler des interactions à courants neutres nous avons considéré la partie hadronique des événements C.C., les distributions en y - et donc en Energie hadronique - étant semblables pour les 2 types de réactions ; pour tenir compte des coupures effectuées sur l'énergie du neutrino nous avons retenu les événements où :

$$15 \text{ GeV} < E_{\text{corrigée}}^H < 150 \text{ GeV}$$

Dans ce lot nous avons recherché les pions $+$ ou $-$ d'impulsions respectivement supérieures à 5 GeV/c et 2 GeV/c ; ceci détermine une multiplicité moyenne de π^+ ou π^- par événement :

$$\langle n_{\pi} \rangle = \frac{n_{\pi}(\nu) + n_{\pi}(\bar{\nu})}{2}$$

Cette multiplicité étant différente pour les ν et les $\bar{\nu}$ à cause de la présence du muon.

Après application des critères de reconnaissance des muons, une proportion de 6,8 % (ν) et 2,7 % ($\bar{\nu}$) de pions a été identifié à tort comme muon.

Finalement, la connaissance du rapport des sections efficaces NC/CC

pour les ν et les $\bar{\nu}$ [II-5] permet d'estimer le bruit de fond d'événements à courants neutres. Les résultats sont résumés sur la table [II-19]. Il apparaît que la contamination, de l'ordre de 0.8 % pour les ν et 0.1 % pour les $\bar{\nu}$, est très faible et peut être négligée.

II.D.3. Pertes d'événements

Le nombre d'événements expérimentalement obtenu doit être corrigé pour tenir compte des pertes, soit au niveau de la prise de données ou du dépouillement, soit du fait des coupures introduites.

Nous avons déjà cité précédemment un certain nombre de causes de pertes et les facteurs correctifs qui s'y rattachent :

- Efficacité de scanning (99 %)
- Efficacité électronique de l'EMI (92 %)
- Acceptance géométrique de l'EMI
- Coupure en χ^2 d'association (négligeable)

Deux autres corrections doivent être prises en considération : l'influence de la coupure en impulsion du muon et la "non-mesurabilité" de certains événements.

II.D.3.1. Coupure en P_μ

La perte d'événements liée à la limite inférieure imposée à l'impulsion du muon peut être déduite de la distribution expérimentale de la variable y ($y = E_\nu - E_\mu / E_\nu$) ; elle se compose, pour une énergie E_ν donnée, des événements dont y est supérieur à $y_{\max}$ défini par :

$$y_{\max} = \frac{E_\nu - E_\mu^{\min}}{E_\nu} \quad (E_\mu^{\min} \sim p_\mu^{\min})$$

et la fraction d'événements perdus est :

$$F_i = \int_{y_{\max}}^1 \frac{dN}{dy} dy / \int_0^1 \frac{dN}{dy} dy$$

Ce facteur F_i , calculé sur les différents intervalles d'énergie et sommé ensuite conduit à une perte totale de 3 % d'événements.

Nous ne détaillerons pas ici la valeur, intervalle par intervalle, du facteur correctif, cette correction étant prise en compte de façon naturelle, comme nous le verrons dans le calcul des Intégrales de Flux (chapitre IV).

II.D.3.2. Evénements non mesurables :

Un certain nombre d'événements, retenus lors du dépouillement, se sont avérés être non mesurables du fait d'une trop mauvaise visibilité ou d'une trop grande confusion des traces hadroniques. Les résultats du scanning indiquent que la proportion de ces événements est de 2.5 % aussi bien pour les neutrinos que pour les antineutrinos. La méthode de correction employée est légèrement différente dans les 2 cas :

Dans le cas des antineutrinos, il apparaît que les pertes sont principalement dues à de mauvaises conditions de visibilité : nous avons considéré que les événements perdus sont uniformément répartis dans le domaine d'énergie accessible.

Dans le cas des neutrinos les réactions non mesurables sont caractérisées par une grande multiplicité de traces hadroniques et une grande énergie hadronique ; elles apparaissent dans la distribution en y , corrigée pour les autres biais, comme étant concentrées à grand y : on constate en effet un manque d'événements dans cette région, alors que la distribution prévue est sensiblement uniforme.

La correction consiste à rajouter des événements dans ces intervalles, de façon à obtenir le même nombre moyen d'événements.

Les facteurs correctifs obtenus sont indiqués sur la table [II-20].

II.E. Répartition des événements en fonction de x et de q^2

Comme nous le verrons au chapitre IV, la détermination des fonctions de structure nécessite la connaissance de la distribution bidimensionnelle (x, q^2) des événements constituant notre lot expérimental, les variables x et q^2 étant définies par :

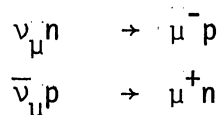
$$x = \frac{q^2}{2pQ} \quad p \text{ } Q \text{ désignant les quadrimoments de la cible et de transfert et } q^2 = - Q^2 \text{ (cf. chapitre III)}$$

Les intervalles du Δx et Δq^2 ont été définis de façon à obtenir une statistique suffisante dans chacun d'entre eux. C'est aussi pour cette raison qu'une coupure supplémentaire : $q^2 < 50 \text{ (GeV/c)}^2$ a été faite, le nombre d'événements ayant un quadrimoment de transfert supérieur à cette valeur étant très faible. Par ailleurs l'intervalle $0. < x < 0.1$ a été subdivisé en deux de façon à pouvoir ultérieurement isoler de l'analyse la région voisine de $x = 0$ pour laquelle les prédictions théoriques se heurtent à des difficultés. Finalement

nous avons restreint le domaine encore à $x < 0.8$ et $q^2 > 0.5$ à cause de la grande erreur qui affecte, comme nous le verrons les facteurs correctifs en dehors de cette région.

La répartition expérimentale "brute" des événements en x et q^2 se déduit immédiatement de la connaissance de $x_{\text{corrigé}}$ et $q^2_{\text{corrigé}}$ après correction d'énergie manquante.

Les réactions quasiélastiques, de type :



doivent être soustraites du lot expérimental d'événements à courants chargés.

Ces interactions se caractérisent, pour les neutrinos par un μ^{-} et un proton éventuel dans l'état final, pour les antineutrinos par un μ^{+} et une possible étoile de neutron ; ces événements, du fait qu'il s'agit le plus souvent de traces isolées, sont moins facilement détectés lors du scanning, entraînant par là même une efficacité de scanning réduite ; mais ce fait, important pour le calcul des sections efficaces, n'intervient pas dans la détermination des fonctions de structure.

Pour isoler ces réactions nous avons imposé les conditions suivantes :

- a) l'événement comporte un muon reconnu au moyen des critères du chapitre II.
- b) il ne comporte ni pion chargé, ni π^0 ni V^0 (on néglige ici la contribution des réactions avec changement d'étrangeté, contribution faible de toutes façons [IV-2]).
- c) Dans le cas des $\bar{\nu}$ il ne doit pas y avoir de proton d'impulsion supérieure à 250 MeV/c, ceux dont l'impulsion est inférieure à cette valeur étant considérés comme des protons d'évaporation.

Dans le cas des neutrinos on admet au plus un proton d'impulsion supérieure à 250 MeV/c.

Nous obtenons ainsi un lot de 206 événements quasiélastiques pour les antineutrinos et de 42 événements pour les neutrinos.

La distribution de ces événements, dans un diagramme (x, q^2) , montre, comme cela était prévisible, une accumulation à grand x et faible q^2 .

La distribution suivant x et q^2 des événements, après soustraction des élastiques, est indiquée sur les tables [IV-4] et [IV-5] pour les neutrinos et les antineutrinos. Ces tables font apparaître très nettement l'influence de la coupure en énergie du neutrino ($E_{\nu}^{\text{Max}} < 150 \text{ GeV}$). En effet pour un domaine de q^2 donné, x est forcément supérieur à une valeur x_{min} définie par

$$x_{\text{min}} = \frac{q^2}{2ME_{\nu}^{\text{Max}}}$$

II.F. Distribution corrigée des événements en x et q^2

II.F.1. Corrections des distributions x, q^2

Les distributions précédentes doivent être corrigées pour tenir compte des biais expérimentaux, déjà cités, et des incertitudes qui affectent la valeur des variables cinématiques.

La prise en compte de l'efficacité de scanning (99 %) et de l'efficacité électronique de l'EMI (94 %) conduit à une correction globale du nombre d'événements dans tous les domaines (x, q^2).

D'autres corrections sont fonction des variables cinématiques :

- La perte d'événements liée à la coupure sur l'impulsion du muon a été introduite dans le calcul des intégrales de flux (chap.IV)
- La perte d'événements non mesurables est prise en compte en pondérant chaque événement par les facteurs correctifs de la table [II-20], connaissant les valeurs de y et de E_ν (corrigés).
- L'acceptance géométrique limitée de l'EMI impose de donner à chaque événement un poids déduit des courbes de la figure [II-4a et b], une fois déterminée l'énergie du muon et l'angle de sa trajectoire par rapport au faisceau.

Différentes causes d'incertitude peuvent modifier, de façon aléatoire, le nombre d'événements d'une case $[\Delta x, \Delta q^2]$. Pour déterminer leur influence nous avons eu recours à une simulation par une méthode de Monte Carlo :

Le programme qui génère les événements neutrino est décrit dans l'appendice A. Un "événement" est caractérisé par les variables E_ν , x et y ; leur connaissance permet le calcul de q^2 , E_μ , de la masse invariante hadronique, de l'énergie hadronique, etc... Ces valeurs "vraies" sont alors distordues de façon à simuler les incertitudes expérimentales ; trois causes de dispersion ont une influence appréciable :

a. Le mouvement de Fermi :

La plupart des interactions neutrinos ont lieu sur des nucléons liés, sujets au mouvement de Fermi. Le programme génère pour chaque nucléon cible un moment de Fermi, comme indiqué dans l'appendice A. (Nous avons cependant tenu compte du fait que 17 % des interactions $\bar{\nu}$ et 9 % des interactions mettent en jeu les protons libres de l'atome d'hydrogène et ne sont pas sujets au mouvement de Fermi). L'influence de ce phénomène est mise en évidence dans la table [II-27] ; elle se manifeste surtout pour les grandes valeurs de x ,

au voisinage de 1. Rappelons que la variable x est définie par :

$$x = \frac{q^2}{2p \cdot q}$$

p et q étant les quadriimpulsions de la cible et de transfert

x est égal à $q^2/2 Mv$ pour un nucléon au repos et à :

$$x = \frac{q^2}{2(E_F E_H - |\vec{q}| \cdot |\vec{p}_F| \cos \theta)}$$

pour une cible animée d'un mouvement de Fermi (E_F , $\vec{p}_F$ = énergie et moment de Fermi, θ étant l'angle entre $\vec{q}$ et $\vec{p}_F$).

b. Résolution de la méthode de correction d'énergie manquante :

La résolution de la méthode de correction pour l'énergie des particules neutres non vues a été étudiée précédemment ; les courbes des figures [II-10] et [II-10 bis] mettent en évidence la dispersion des valeurs du facteur $R = E_H^{\text{corr}}/E_H^{\text{vu}}$ pour différentes configurations : 1, 2 ou plusieurs π^0 non vus, 1 Nêutron manquant, etc... Cette incertitude sur la détermination de l'énergie hadronique corrigée affecte également les variables cinématiques $E_{\nu}, x, q^2 \dots$. Pour étudier l'influence de ce facteur sur la répartition en x et q^2 des événements, nous pouvons utiliser les courbes de résolution des figures [II-10], à condition de connaître le pourcentage d'événements correspondant à une configuration donnée de particules neutres non vues ; ces pourcentages ont été déterminés au sein de la collaboration [II-7] :

- Pour déterminer le nombre de π^0 manquants il a été réalisé plusieurs ajustements de la multiplicité expérimentale des γ détectés, en augmentant le nombre de paramètres de façon à permettre la production d'un nombre de plus en plus grand de π^0 (jusqu'à $8\pi^0$, l'ajustement n'étant pas sensible à l'introduction de paramètres supplémentaires). L'efficacité de matérialisation + détection des γ est déterminée par le même ajustement et vaut $58 \pm 3 \%$, en bon accord avec la valeur estimée par ailleurs [II-8].
- Le taux de production de neutrons a été estimé à 61 % pour les interactions $\bar{\nu}$ et 39 % pour les ν à partir du modèle naif des quarks partons. La connaissance du nombre de neutrons détectés permet d'estimer l'efficacité de détection des neutrons : 36 % pour les $\bar{\nu}$ et 37 % pour les ν , on en déduit les pourcentages correspondants.

Les pourcentages d'événements correspondant à une configuration donnée de particules neutres manquantes sont indiqués sur la table [II.23]. En pondérant les courbes de résolution par ces facteurs et en additionnant les courbes obtenues, après normalisation, on obtient de nouvelles courbes de résolution reportées sur les figures [II-24 et 25] pour trois domaines d'énergies hadroniques, la dispersion des valeurs de R étant visiblement plus grande à petite E_H . Le programme de Monte Carlo choisit au hasard pour chaque événement une valeur de R tirée de ces courbes et recalcule une énergie hadronique corrigée $E_H^{\text{corrigée}} = R.E_H$.

c. Les incertitudes de mesure :

L'erreur sur la détermination expérimentale des impulsions du muon et des traces hadroniques, liée à l'imprécision de la mesure des traces est prise en compte de la façon suivante :

a. cas du muon : l'inverse $1/P_\mu$ de l'impulsion du muon et l'angle θ de la trajectoire du muon par rapport au faisceau sont supposés suivre des distributions gaussiennes ; l'écart type de $1/P_\mu$ est déterminé suivant la valeur de P_μ à partir de l'erreur relative expérimentale représentée sur la figure [II-26] ; l'écart type pour θ est indépendant de l'énergie et égal à 1.5 milliradians

b. cas des hadrons :

la dispersion de l'énergie hadronique, due aux erreurs de mesures, est supposée également suivre une loi gaussienne, centrée sur $E_H^{\text{corrigée}}$ calculée ci-dessus, l'écart type étant déduit de l'erreur relative $\Delta E_H/E_H$ expérimentale, reportée sur la figure [II-26].

A partir des valeurs distordues de P_μ et de l'énergie hadronique, le programme recalcule finalement les variables cinématiques distordues : E_ν , x, y, Q^2 , W etc.....

Finalement, en tenant compte de toutes les corrections et distorsions citées dans ce paragraphe, le programme détermine, pour chaque intervalle $(\Delta x, \Delta q^2)$ de la distribution, un facteur de correction F défini par :

$$F = \frac{\text{nombre d'événements "vrais"}}{\text{nombre d'événements distordus et corrigés}}$$

qui nous permettra de corriger les distributions "brutes". Cependant, avant d'appliquer cette correction, il faut s'assurer que l'incertitude affectant

la valeur de F est faible en comparaison des erreurs statistiques.

II.F.2. Incertitude sur le facteur de correction

La distorsion des grandeurs cinématiques, due aux erreurs de mesure, à la méthode de correction d'énergie et au mouvement de Fermi a été obtenue au moyen d'une méthode de Monte Carlo, dépendant de la paramétrisation choisie pour la distribution en x . Il est nécessaire de s'assurer qu'une variation des paramètres - dans des limites compatibles avec les résultats expérimentaux - a une influence réduite sur le facteur F , sous peine de fausser les données expérimentales. Rappelons que la distribution en x est de la forme :

$$\sqrt{x} (1 - x)^\alpha \text{ pour les quarks de valence}$$
$$F_S (1 - x)^\beta \text{ pour les quarks de la mer}$$

La plupart des déterminations expérimentales des paramètres α et β font apparaître que α varie entre 2 et 4, β entre 6 et 9 ; le facteur F_S qui représente la contribution relative des quarks de la mer est fixée lorsque α et β le sont.

La table [III-27] résume les contributions au facteur de distorsion de :

- l'incertitude sur la correction d'énergie (1ère ligne)
- les erreurs de mesure (2ème ligne)
- le mouvement de Fermi (3ème ligne)

ainsi que l'incertitude qui affecte ces contributions lorsque les paramètres varient : les facteurs correctifs restent stables (variations de l'ordre de 2 % à 6 % suivant les cases) sauf pour certaines cases "marginales" à faible statistique, le domaine $q^2 < 0.5$ et la région $x > 0.8$ où les erreurs peuvent devenir très importantes. C'est pour cette raison que nous ne tiendrons pas compte de ces cases dans la suite de l'analyse, la correction y étant sujette à caution.

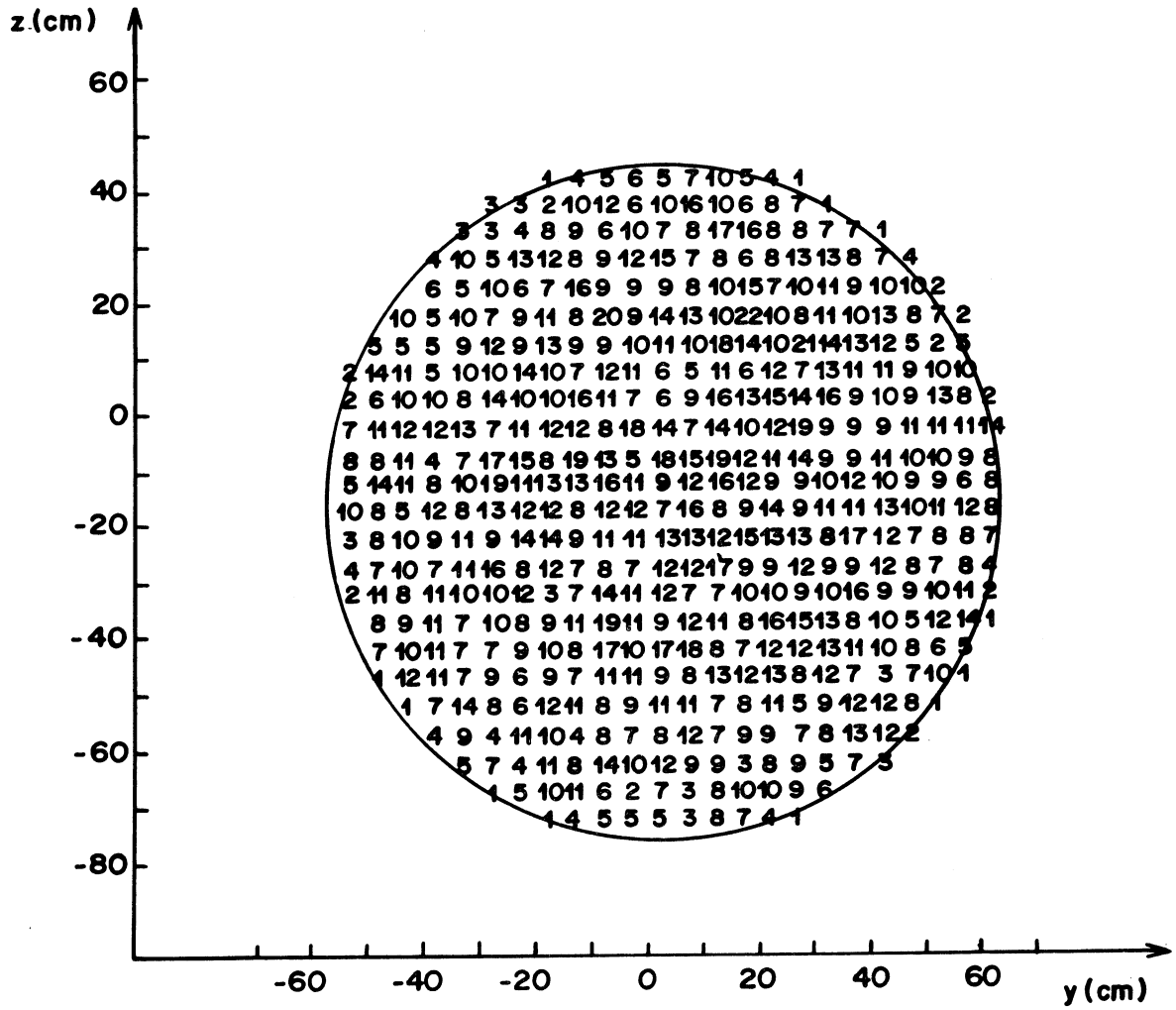
Remarquons également que, étant donné que nous ne générons par programme des événements inélastiques, l'efficacité du Monte Carlo est très réduite dans la case ($0.6 < x < 0.8$, $0.5 < q^2 < 2$) ; nous conserverons donc un nombre d'événements non corrigé dans cette case.

Après avoir ainsi pris soin de vérifier la stabilité du facteur de distorsion F , nous pouvons donc corriger, case par case, le nombre "brut" d'événements des tables [II-21] et [II-22]. Les répartitions ainsi modifiées, pour les neutrinos et les antineutrinos, sont reportées sur les

tables [II- 28] et [II-29]. La connaissance de ces distributions va dès lors nous permettre de déterminer la valeur, case par case, des fonctions de structure, comme nous le verrons au chapitre IV.

Références du chapitre II

- II-1 : H.G.HEILMANN : Rapport interne de la collaboration WA21 (BEBC)
- II-2 : E.FERNANDEZ et A.GARFINKEL, HEP notes 371, Purdue (1979)
- II-3 : G.MYATT CERN/ECFA/72-4 vol.II p. 117
- II-4 : G.POULARD : Rapport interne de la collaboration WA14 (GGM-SPS)
- II-5 : F.W.BUESSER : Communication à la Conférence neutrino 1981 (Hawaii (USA))
- II-6 : D.HUSS, Thèse Doctorat Université Louis Pasteur (1974).
- II-7 : M.DEWITT : Thèse de Doctorat, Université libre de Bruxelles (1982)
- II-8 : D.BERTRAND et al. : Phys.Lett. 84B, 354 (1979)



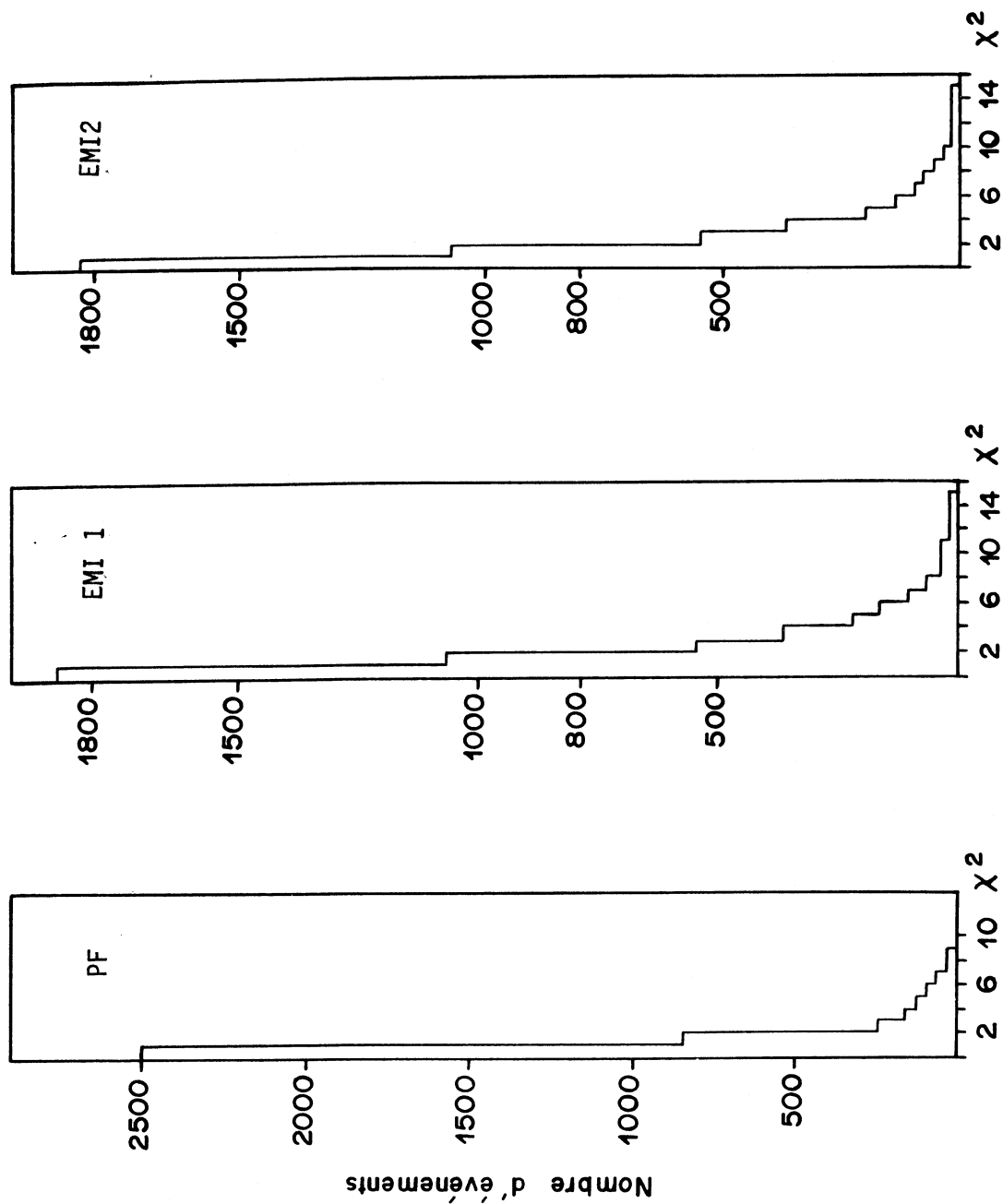


Figure II-2 : χ^2 d'association dans l'EMI a) PICKET FENCE
b) PLAN 1
c) PLAN 2

TABLE II-3
CONFIGURATIONS EMI ACCEPTEES

P = impact prédit

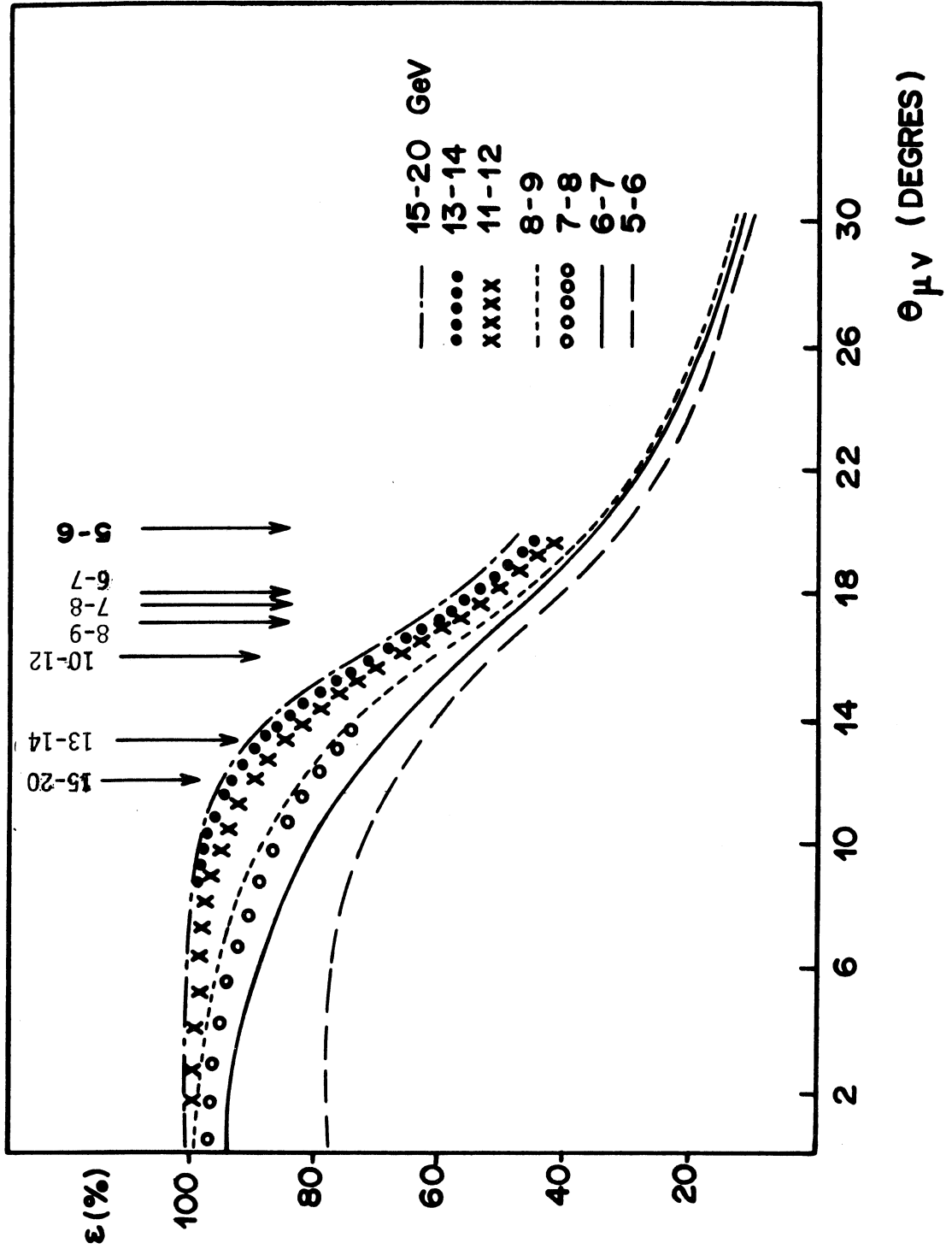
T = impact trouvé

Picket Fence	Plan EMI I	Plan EMI II
P T	P T T	P T T T
P T	P T T	
P T		P T T
	P T	P T T
	P T	
		P T

Figure II-4 :

Acceptance géométrique de l'EMI

a) antineutrinos



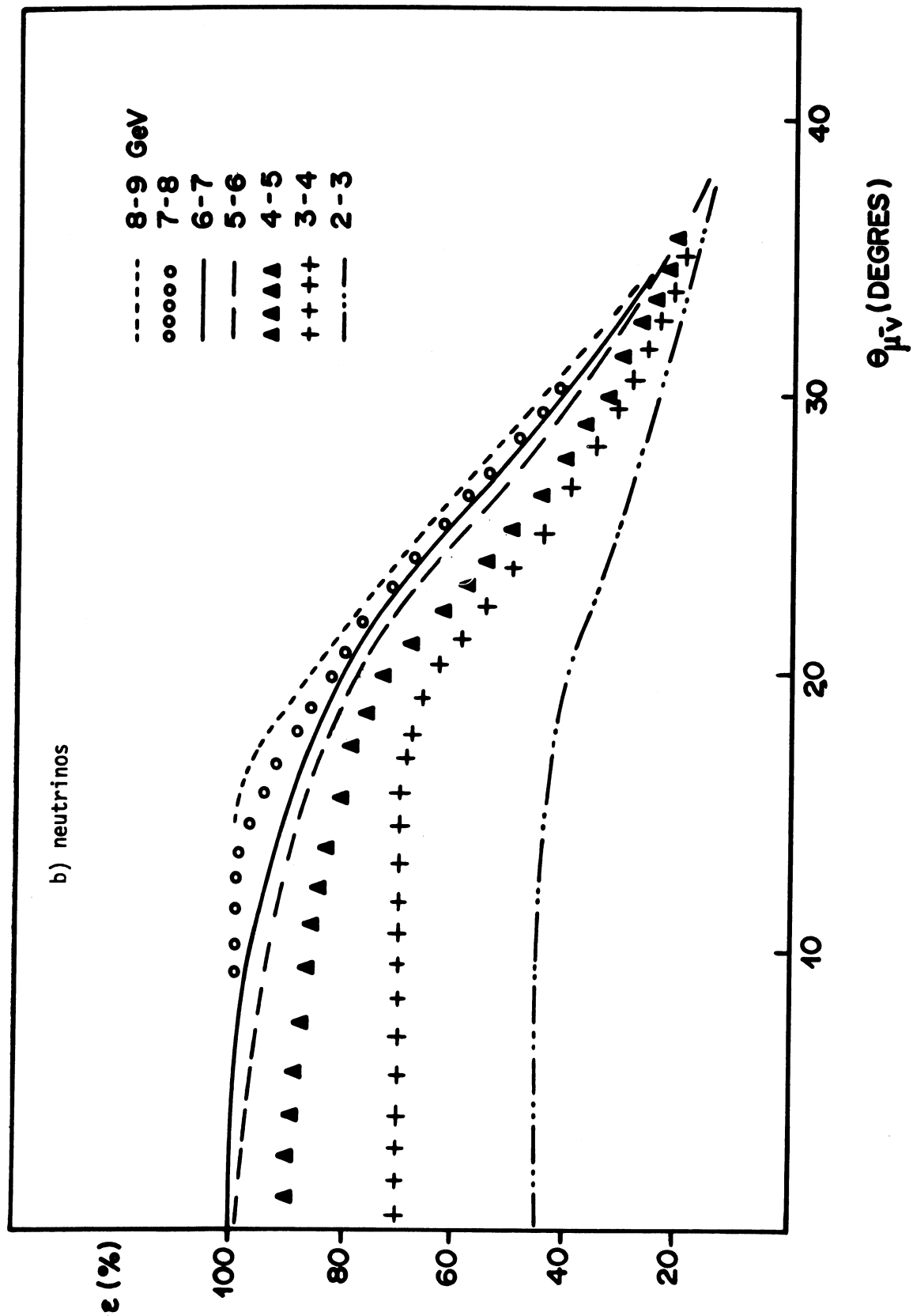


Figure II-4

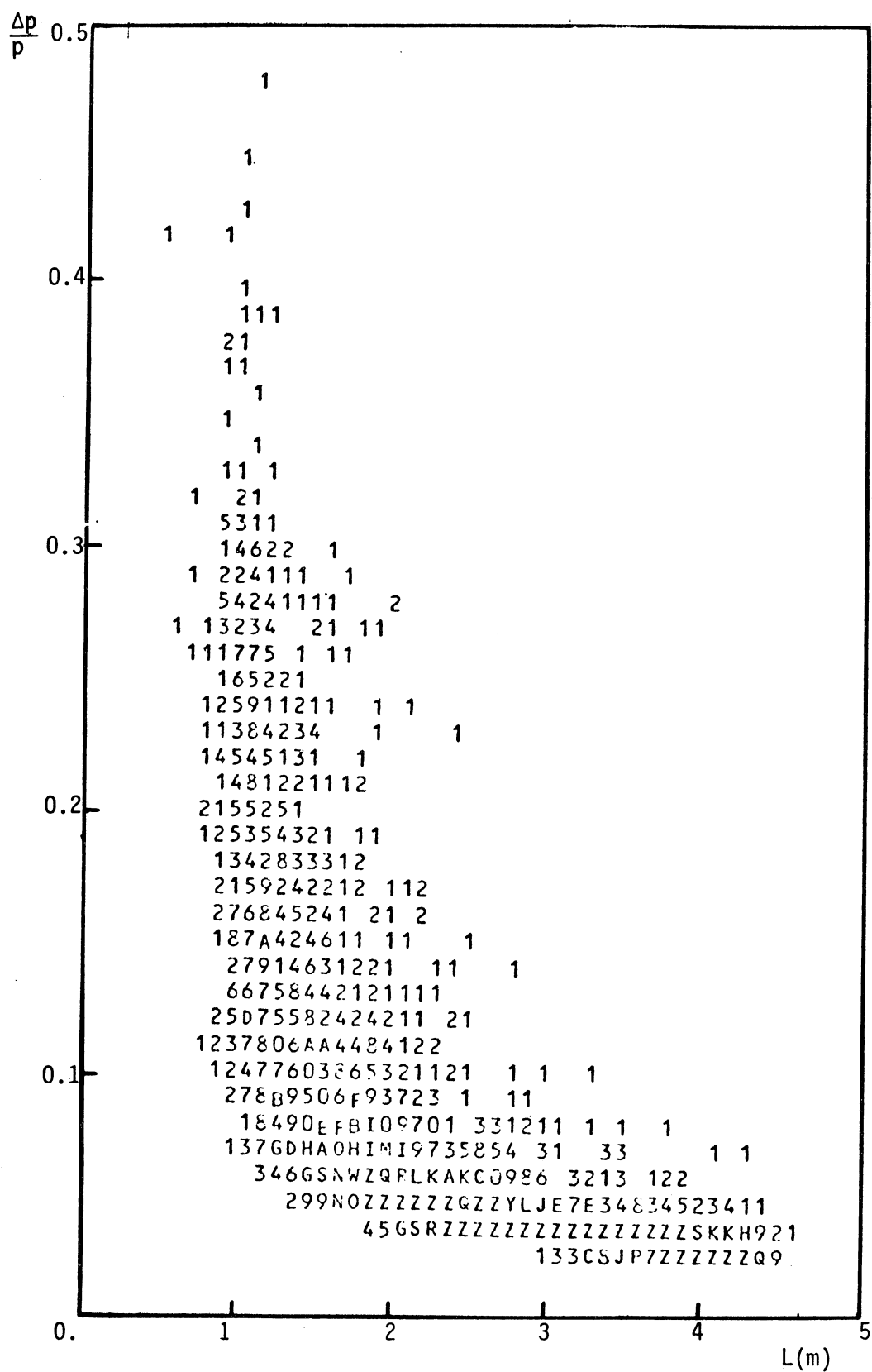


Figure II-5-a : Muons

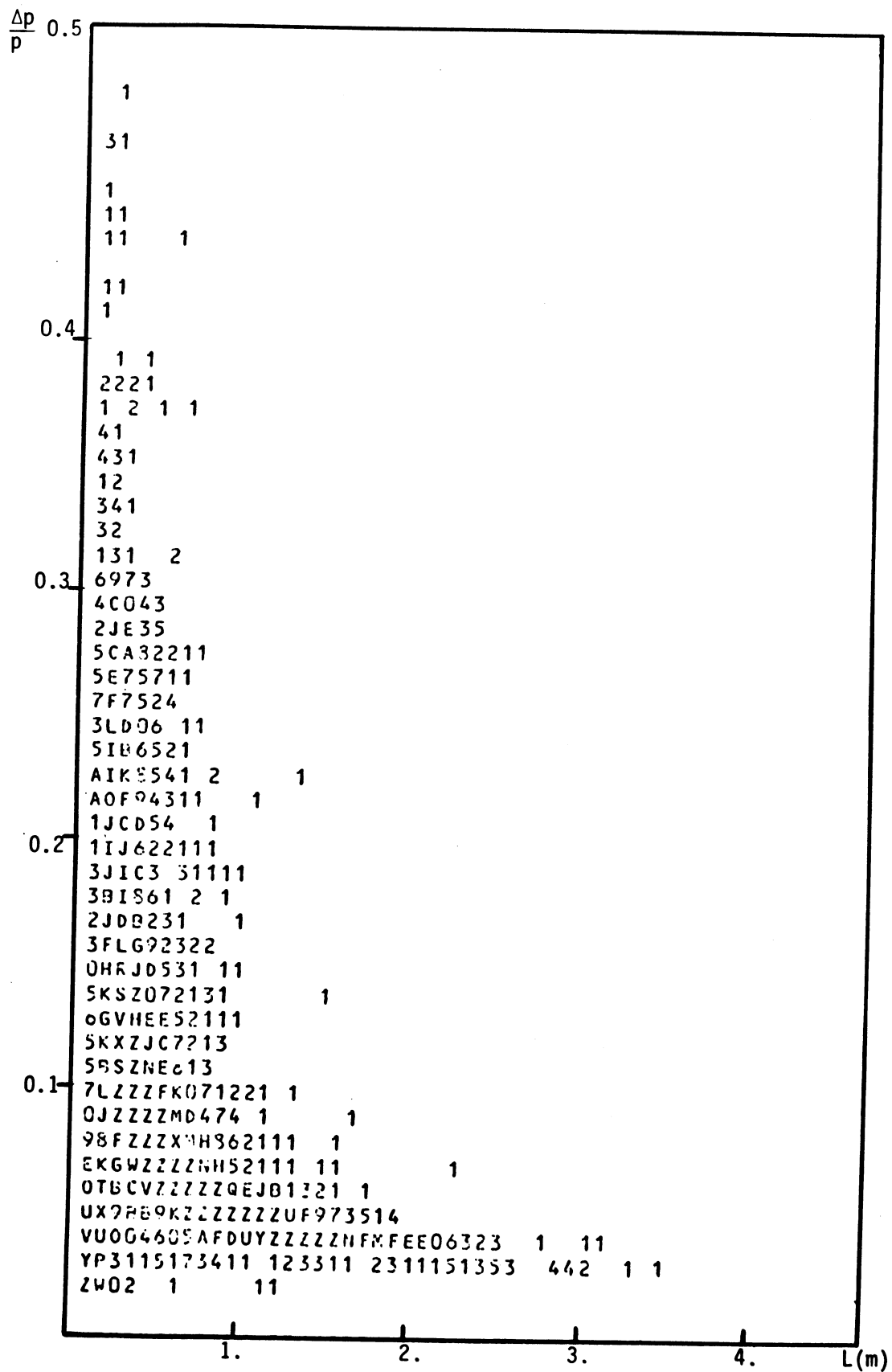


Figure II-5-b : Traces de type L

Figure II-5-c : Traces de type I

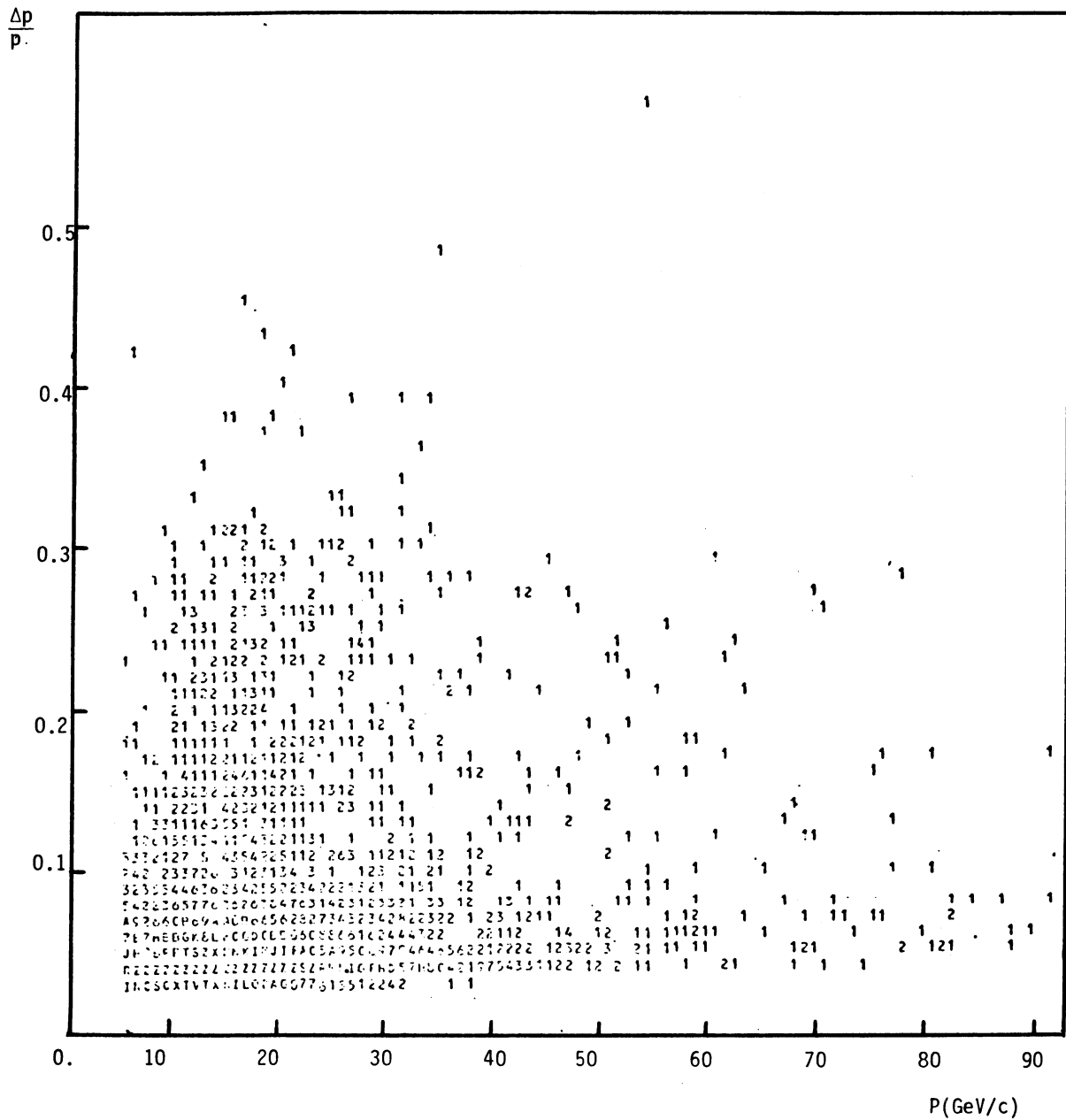


Figure II-6-a : Muons

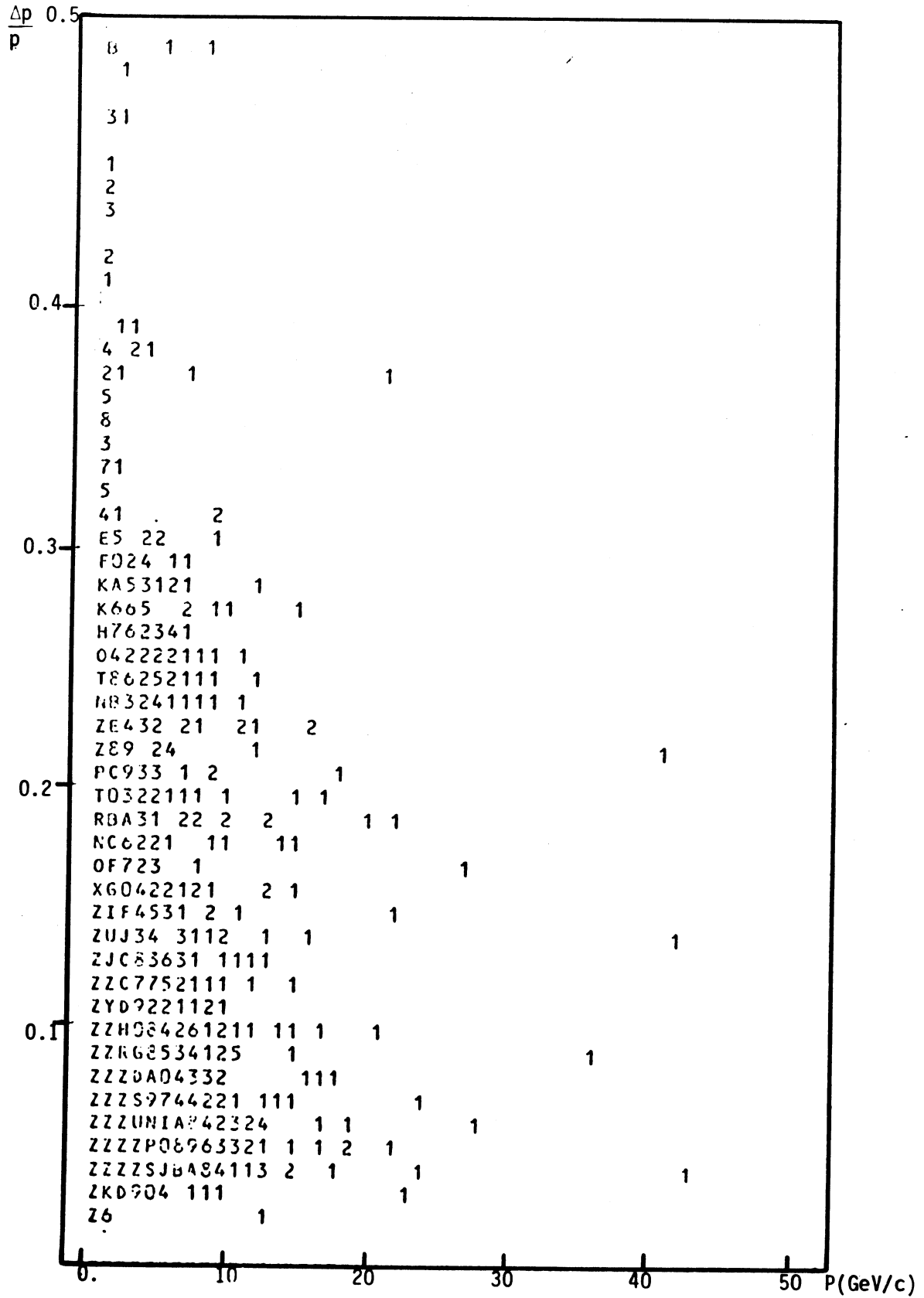


Figure II-6-b : Traces de type L

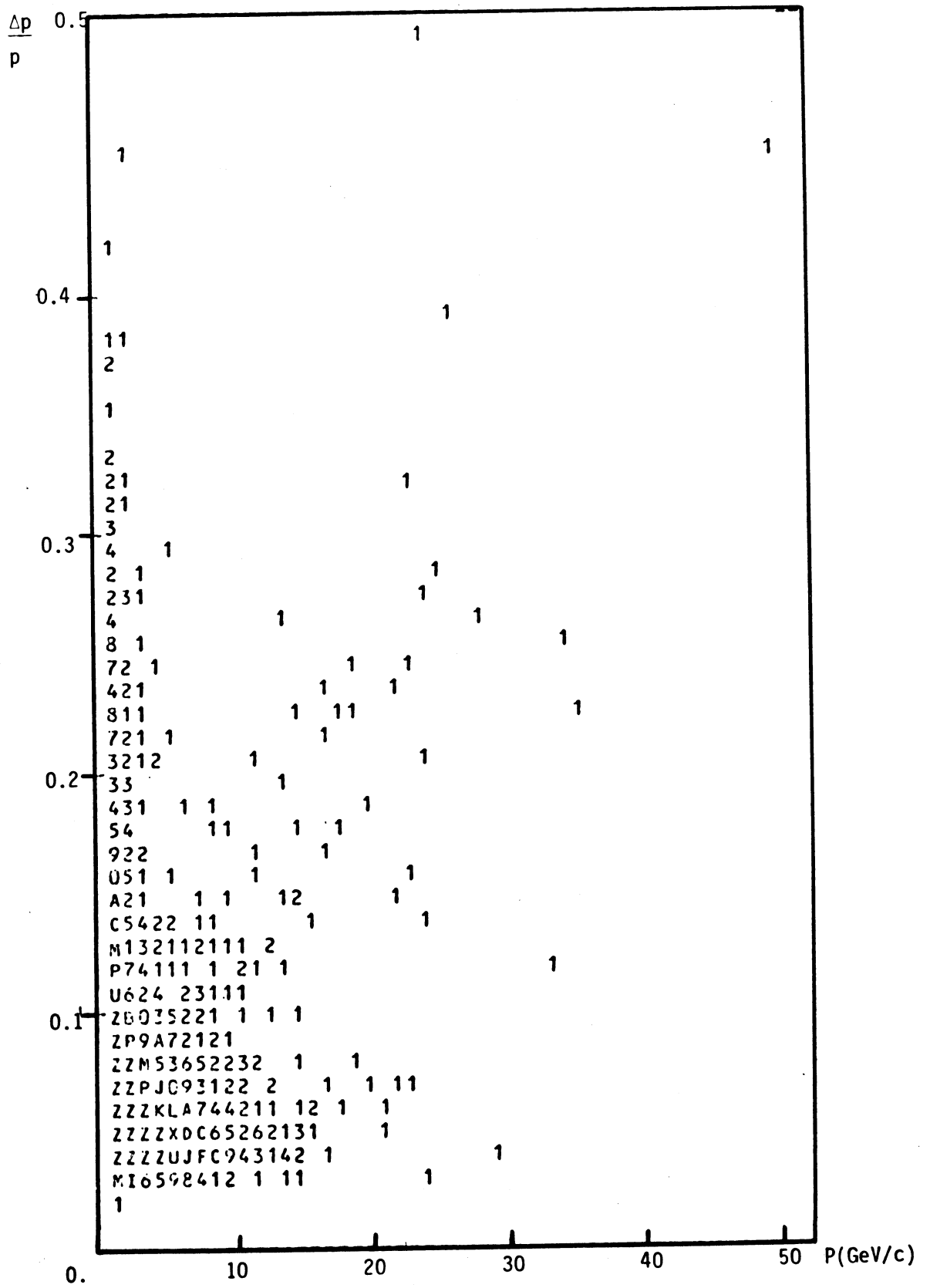


Figure II-6-c : Traces de type I

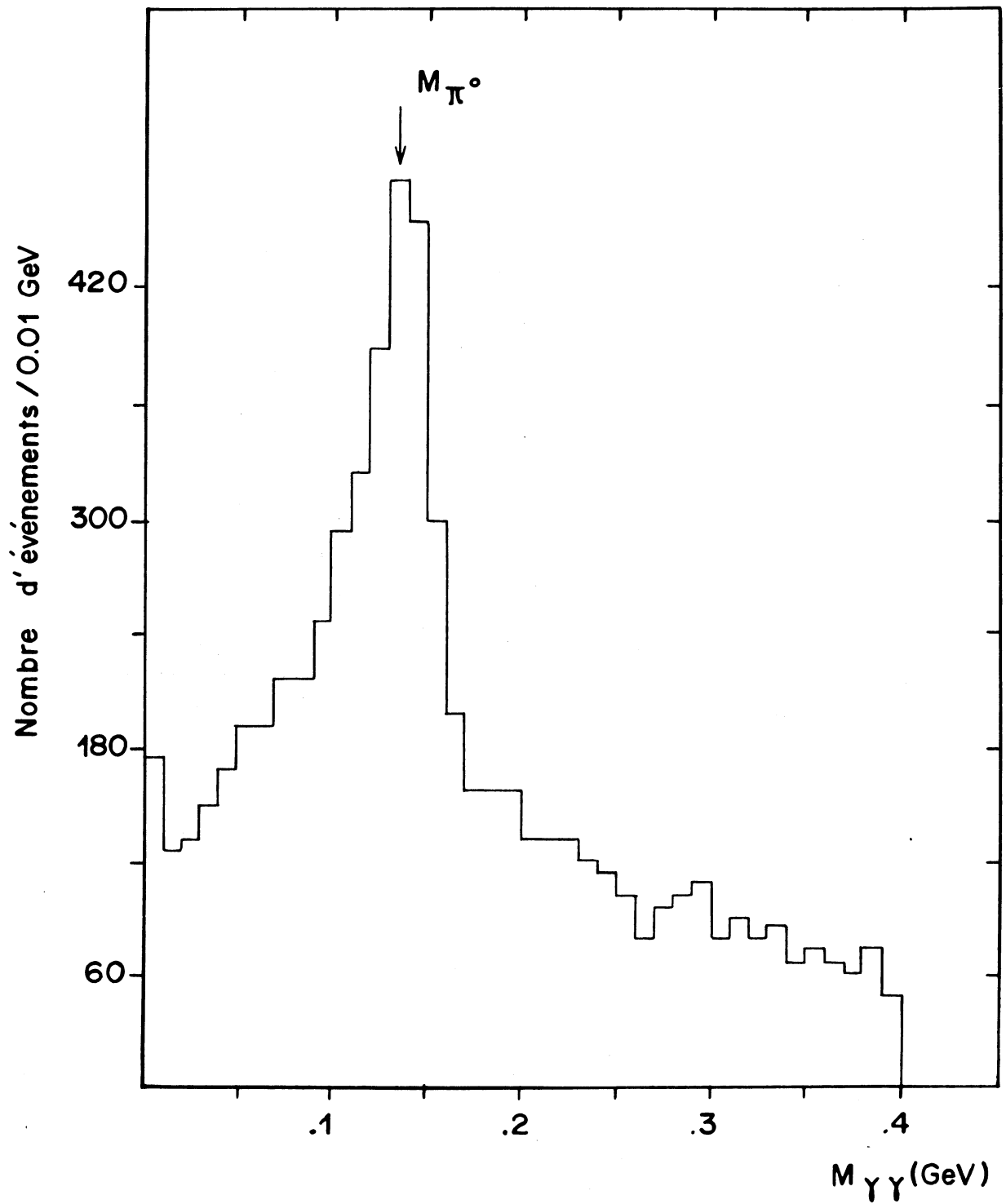


Figure II-7 : Masse effective $\gamma\gamma$

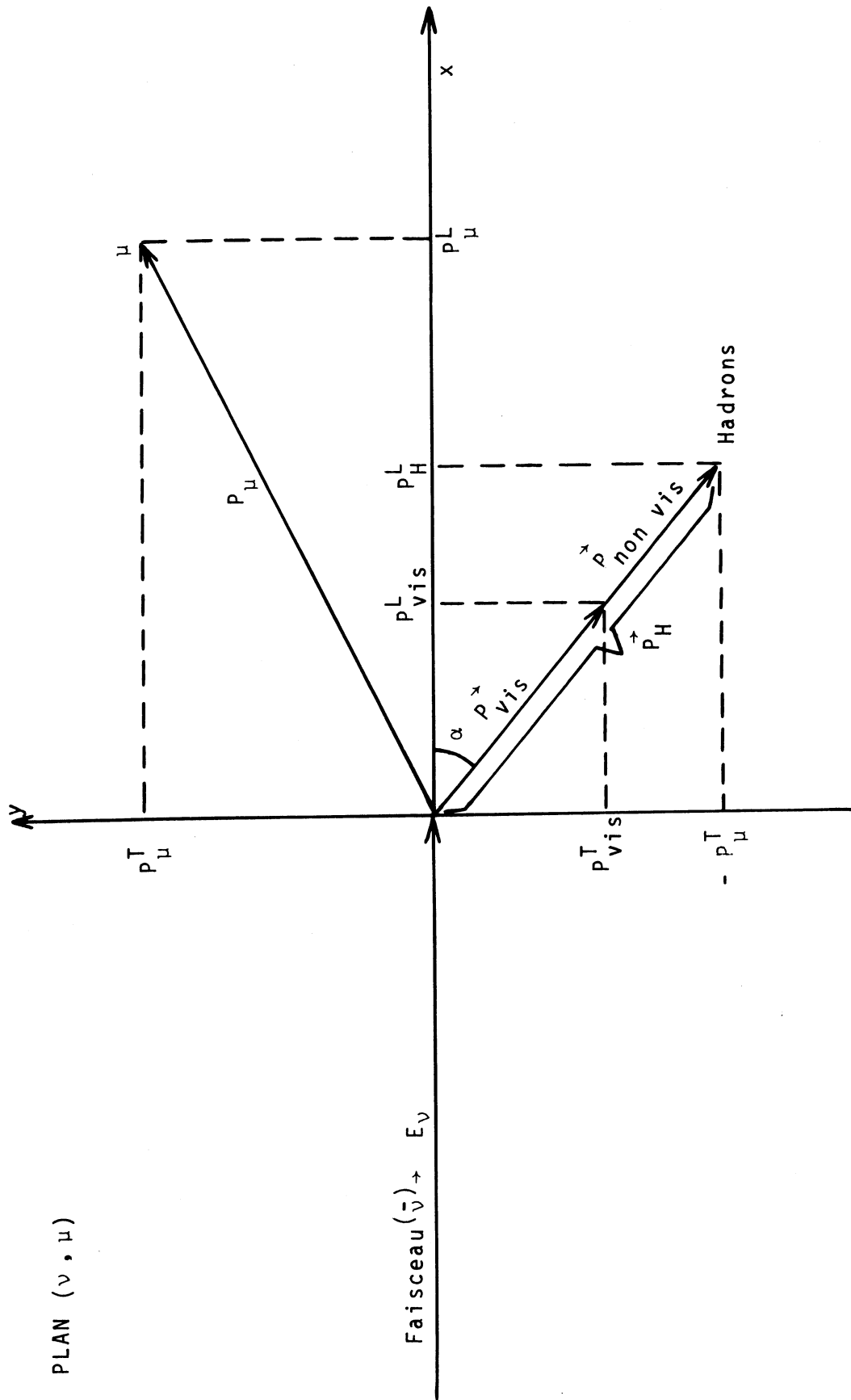


Figure II-8

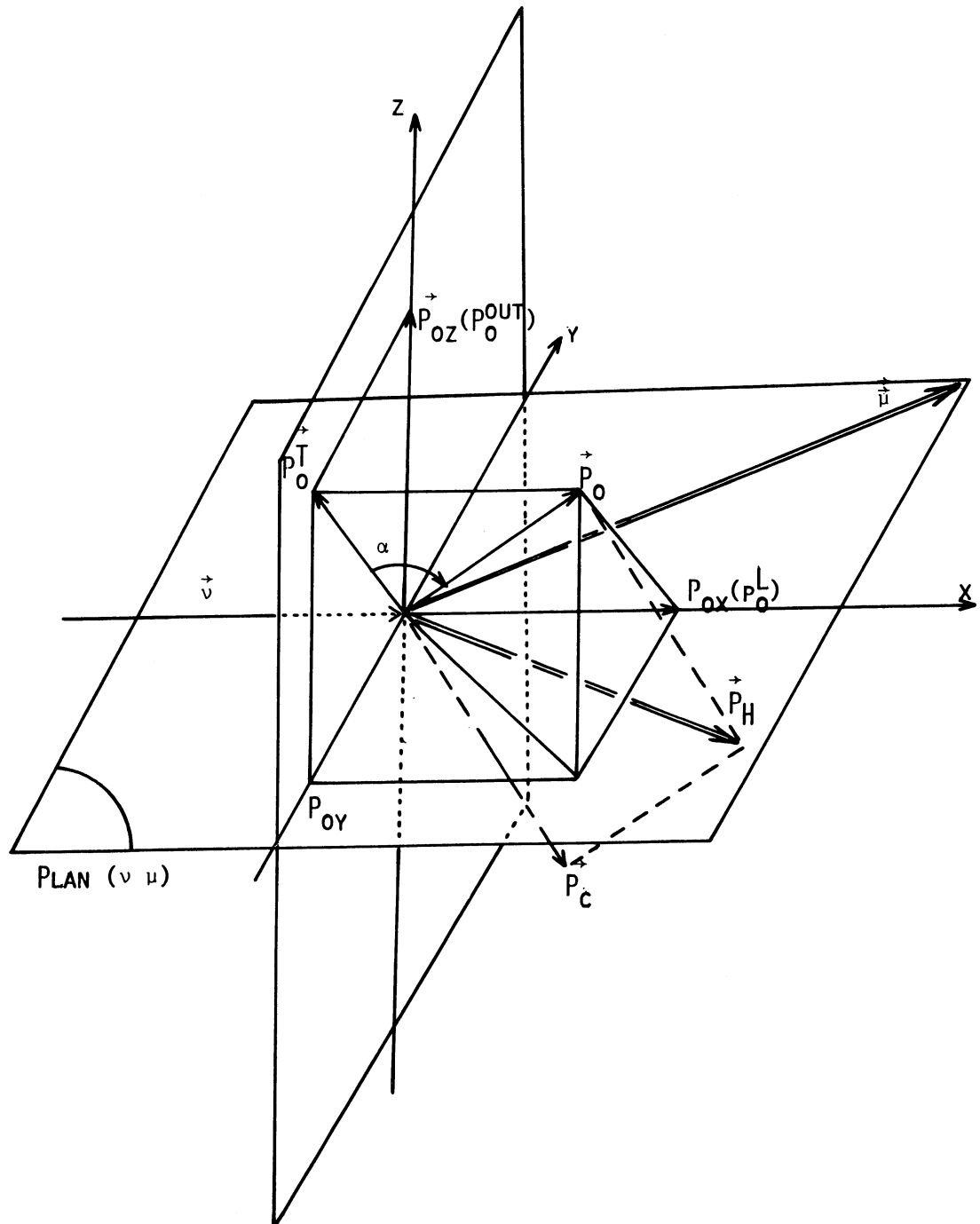


Figure II-9

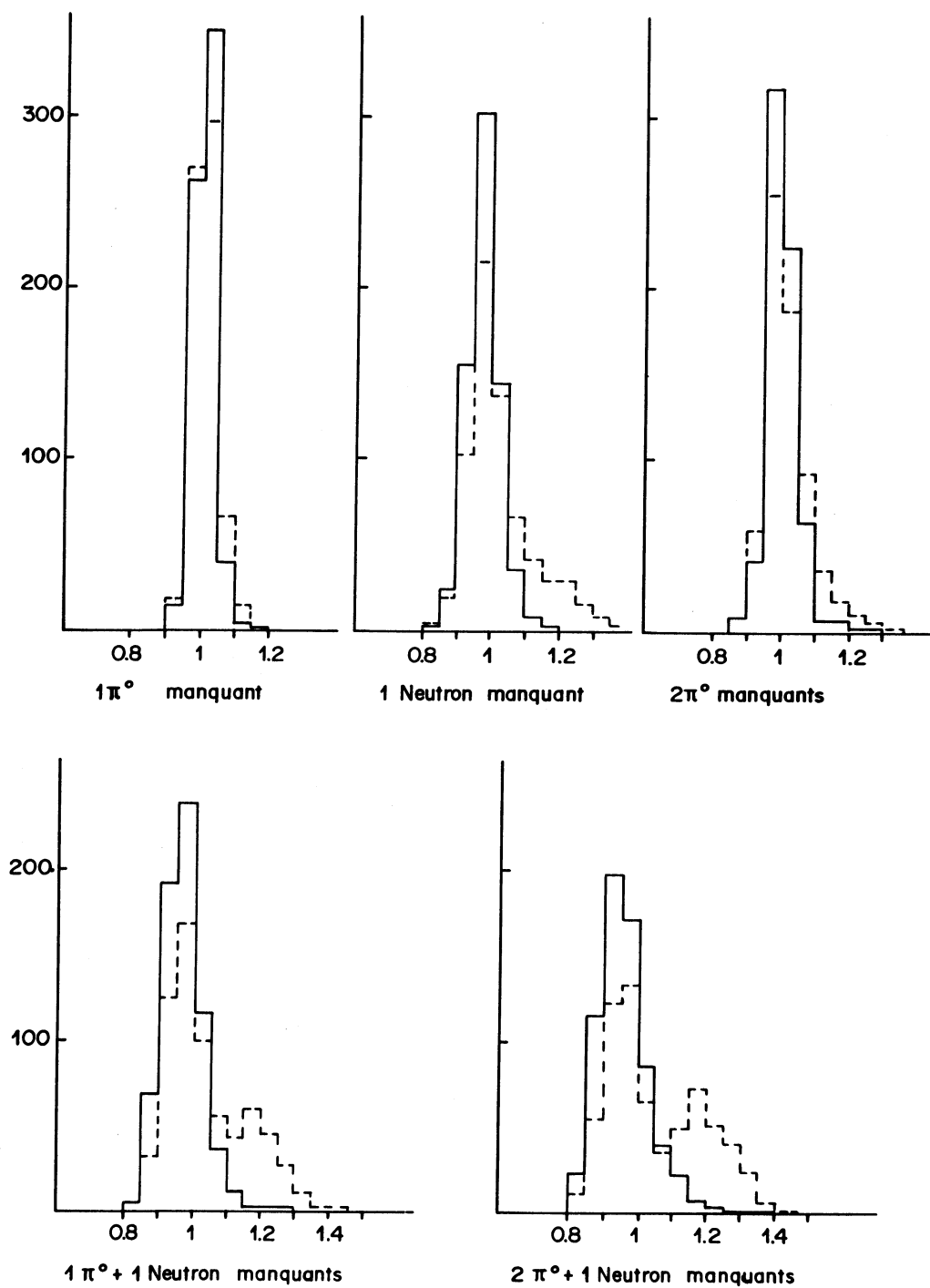


Figure II-10

Distribution de $R = E_{\text{CORR}}/E_{\text{vrai}}$

- Méthode de Heilmann.
- Méthode de Fernandez

Table II-11 : Moyennes et écart types du facteur de correction R
obtenues pour les 2 méthodes de correction d'énergie

Méthode de test confi- guration manquante	Evénements hadroniques		Monte Carlo	
	1	2	1	2
1 π^0	1.006 $\pm$ 0.027	1.01 $\pm$ 0.039	1.027 $\pm$ 0.12	0.98 $\pm$ 0.07
1 N	0.978 $\pm$ 0.047	1.026 $\pm$ 0.096	1.094 $\pm$ 0.095	1.064 $\pm$ 0.098
2 π^0	1.003 $\pm$ 0.048	1.017 $\pm$ 0.068	1.076 $\pm$ 0.197	0.941 $\pm$ 0.078
1 π^0 + 1 N	0.969 $\pm$ 0.06	1.041 $\pm$ 0.12	0.989 $\pm$ 0.078	1.00 $\pm$ 0.10
3 π^0	/	/	1.058 $\pm$ 0.245	0.898 $\pm$ 0.103
2 π^0 + 1 N	6.962 $\pm$ 0.09	1.052 $\pm$ 0.14	0.90 $\pm$ 0.09	0.954 $\pm$ 0.010

(1) : Méthode de Heilmann et al.

(2) : Méthode de Fernandez et al.

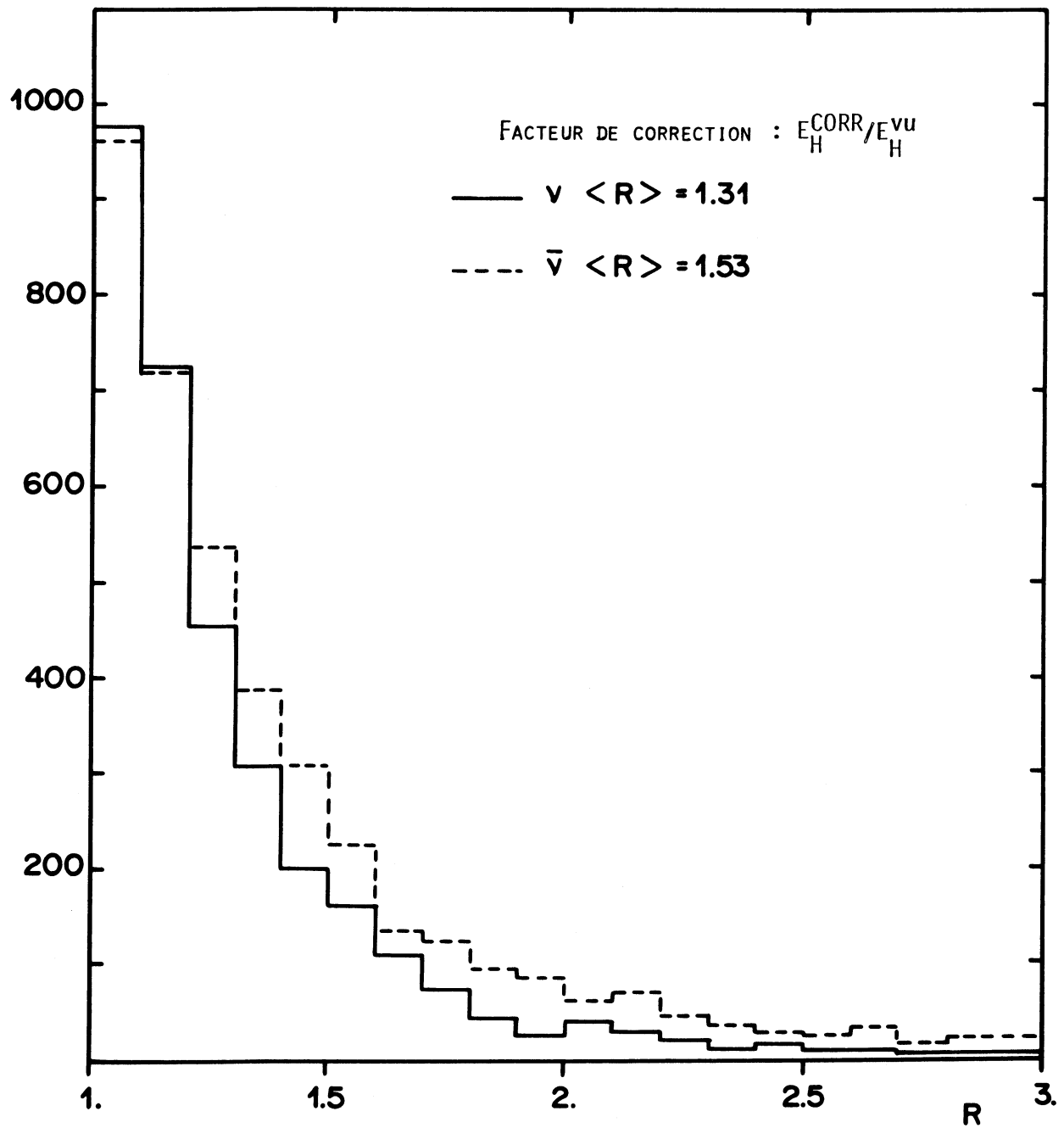


Figure II-12

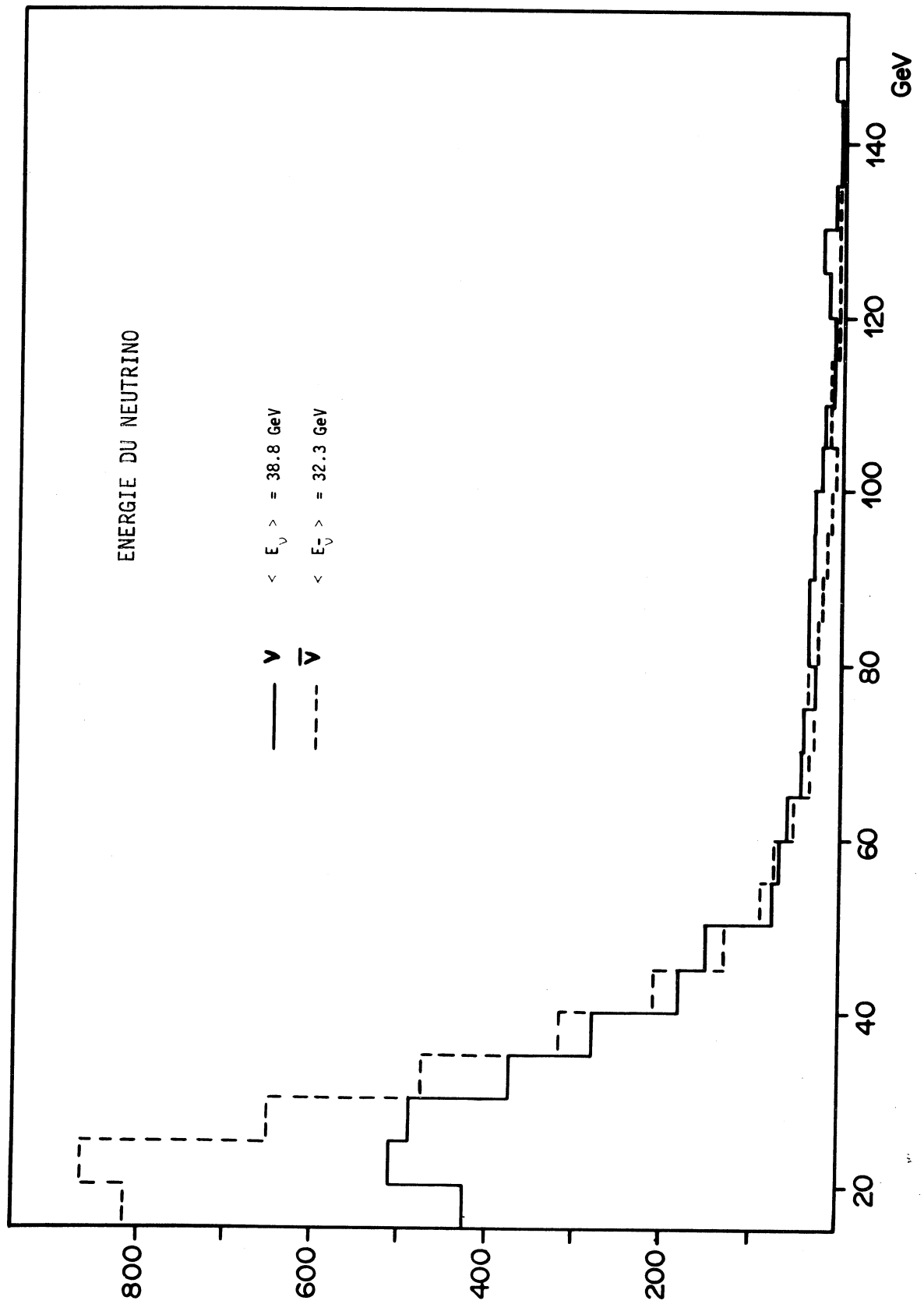


Figure II-13

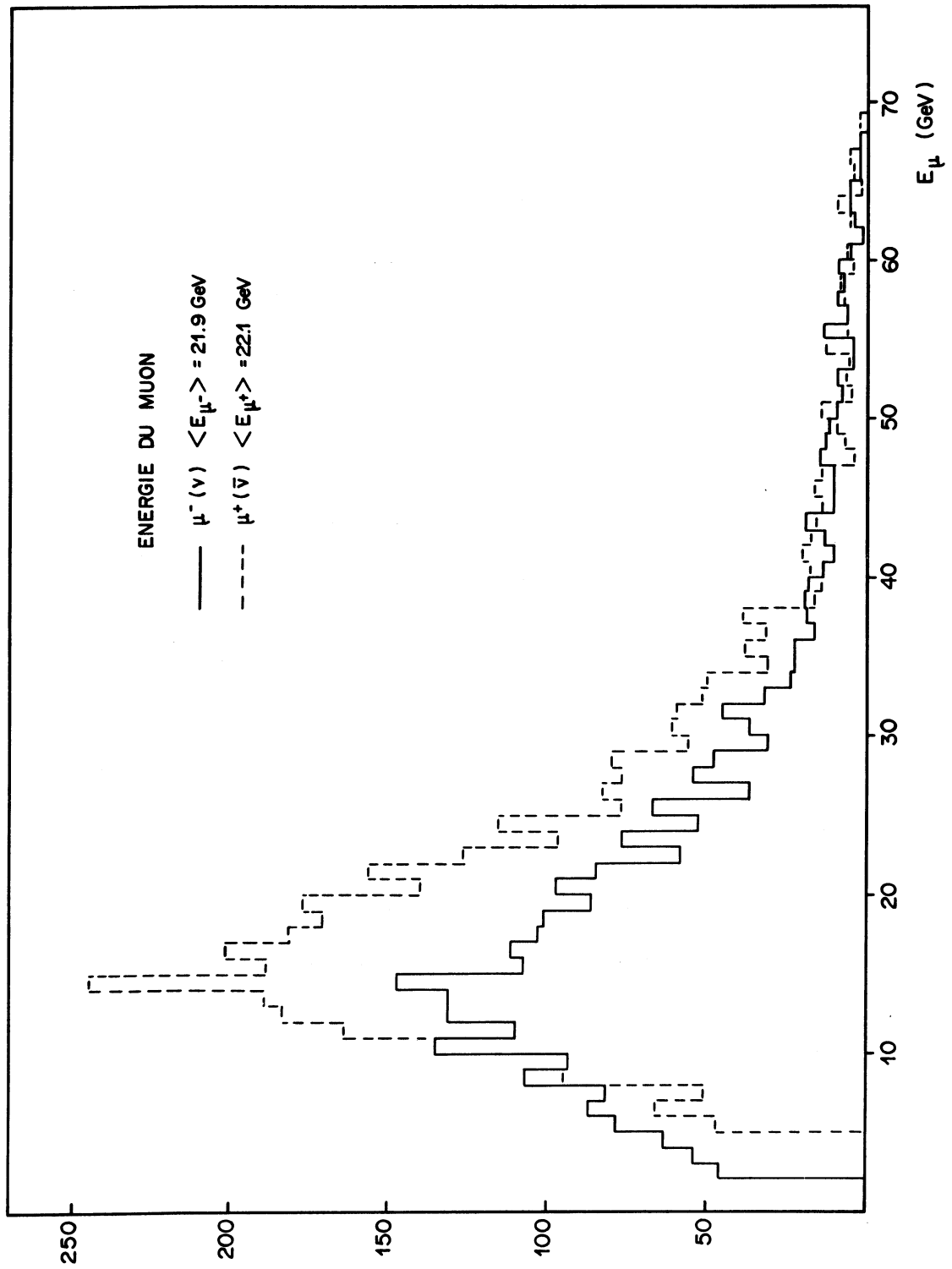


Figure II-14

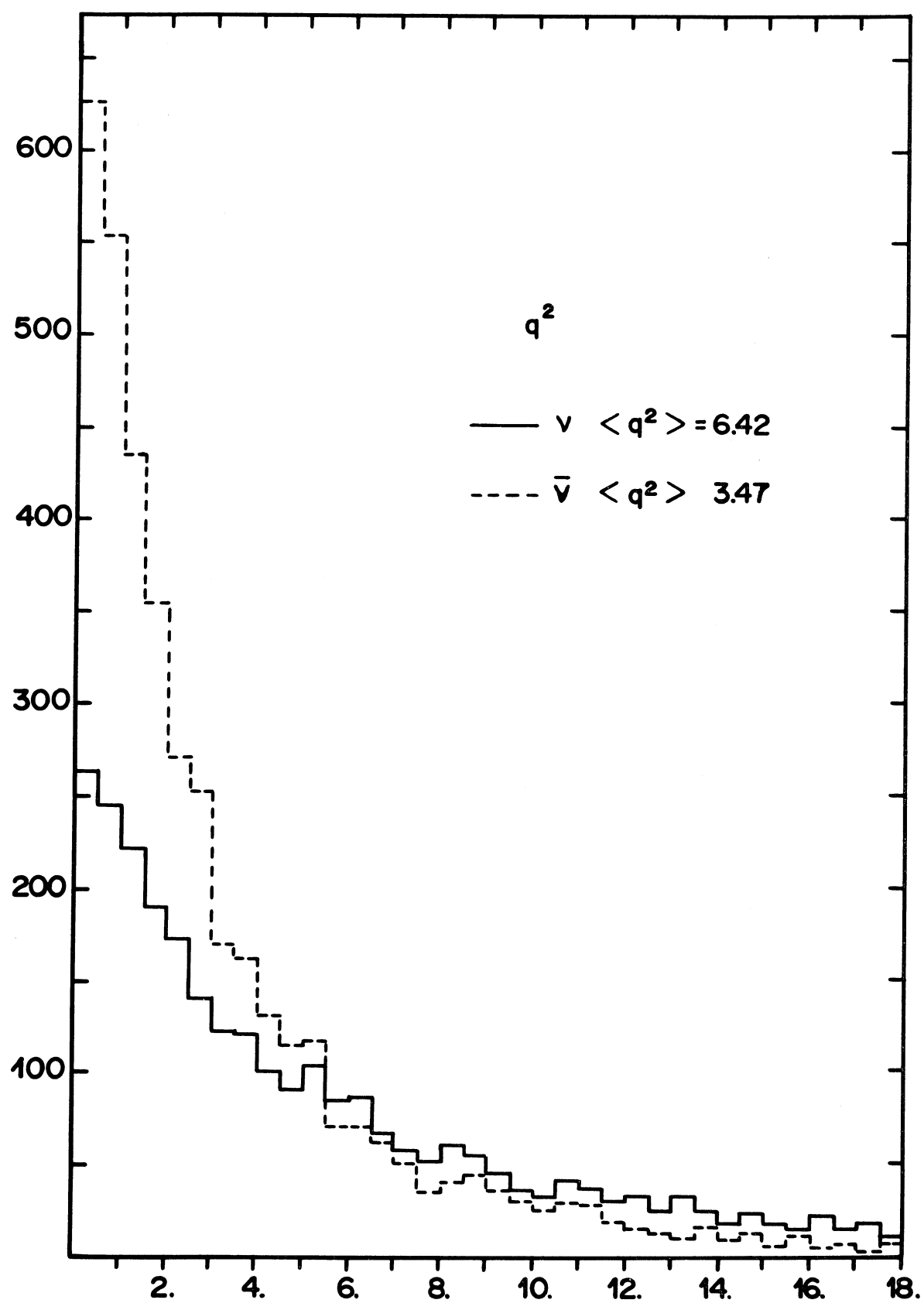


Figure II-15

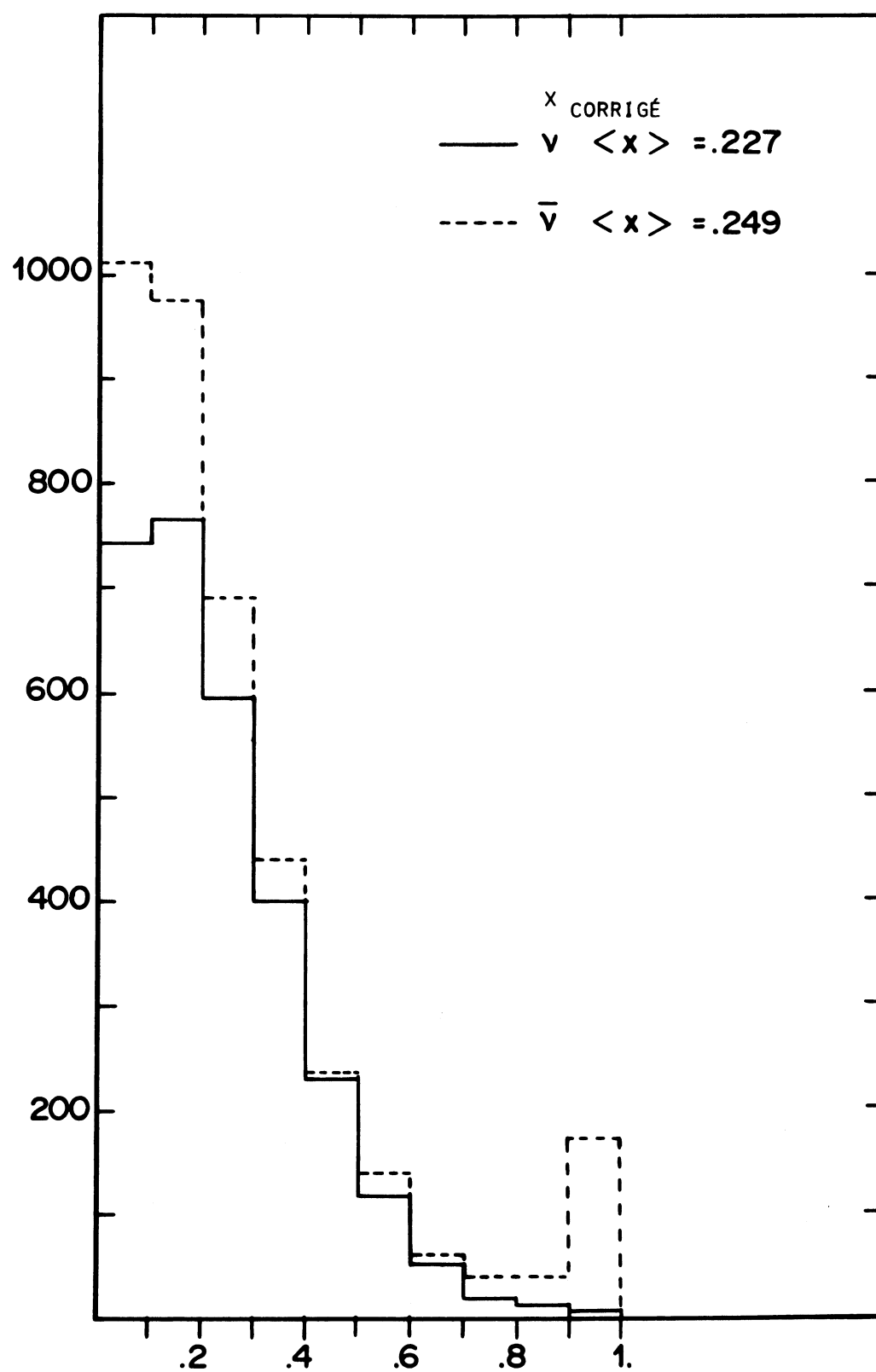


Figure II-16

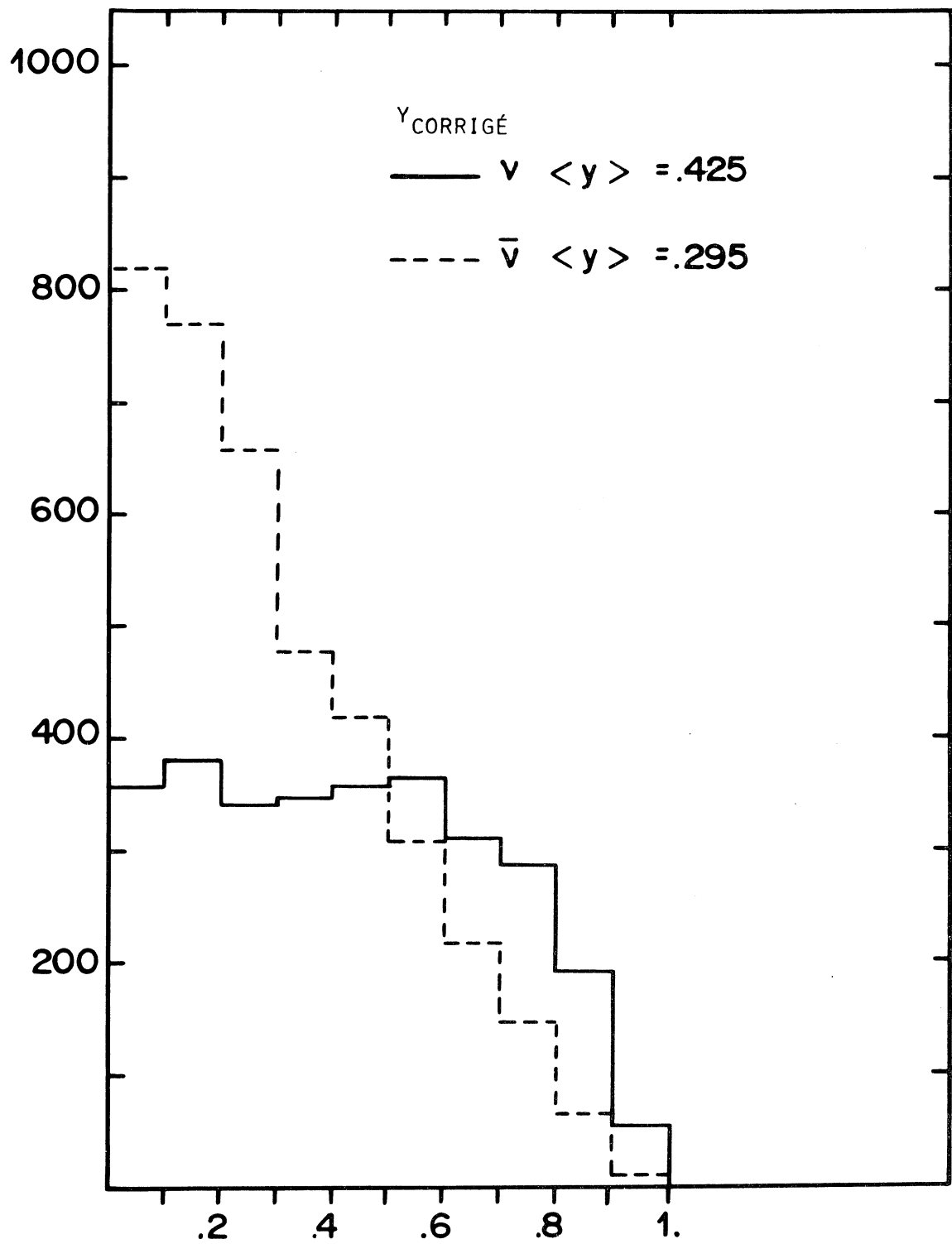


Figure II-17

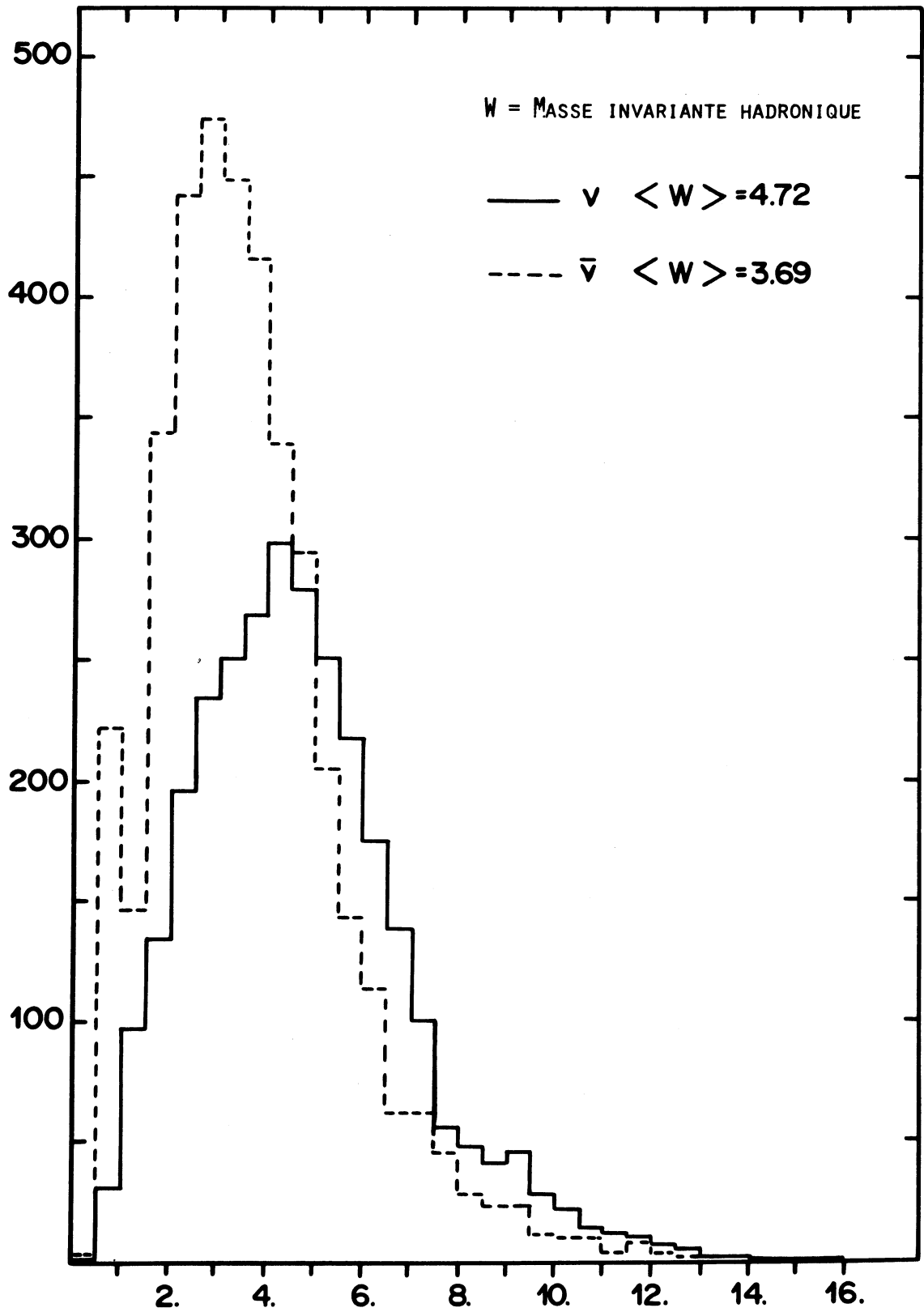


Figure II-18

Table II-19 : Contamination par des réactions à courants neutres

	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$
Nombre d'événements CC avec $E_{\text{CORR}}^H > 15 \text{ GeV}$	1256	759
Nombre de π^+ d'impulsion > 5 GeV/c	856	226
Nombre de π^- d'impulsion > 2 GeV/c	1007	713
Nombre de π^+ par événement	0.68	0.29
Nombre de π^- par événement	0.80	0.93
Probabilité d'identification d'un π comme μ	6,8 %	2,8 %
Rapport des sections efficaces NC/CC	0.32 ± 0.01	0.38 ± 0.02
Nombre d'événements NC attendus	402 ± 12	288 ± 16
Bruit de fond	24 ± 1	4 ± 1
Proportion	0.8 %	0.1 %

Moyenne :
0.48
Moyenne :
0.86

Table II-20 : Facteurs correctifs pour les événements neutrino non mesurables.

E(GeV) y	15-30	30-50	50-80	80-150
0-0.2	1.	1.	1.	1.
0.2-0.4	1.	1.	1.	1.
0.4-0.6	1.	1.	1.	1.02
0.6-0.8	1.	1.	1.08	1.14
0.8-1	1.	1.27	1.13	1.14

Distribution expérimentale des événements en fonction de x et q^2

Table II-21: Neutrinos

$q^2 \downarrow$ x $\rightarrow$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5-2.	26	272	189	74	40	32	7
2. -5.	4	199	254	157	69	56	12
5. -10.		58	195	192	128	56	15
10. -20.		8	78	120	106	116	15
20. -30.			10	20	31	39	11
30. -50.				16	11	23	5

Table II-22: Antineutrinos

$q^2 \downarrow$ x $\rightarrow$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5-2.	49	476	378	198	79	62	9
2. -5.	7	157	372	253	146	116	30
5.-10.		35	103	159	126	103	22
10.-20.		7	33	41	61	59	18
20.-30.			2	10	6	14	3
30.-50.				4	2	6	2

q^2 est exprimé en $(\text{GeV}/c)^2$

Table II-23

Pourcentage des différentes pertes

Particules manquantes	Pourcentage d'événements ν (%)	Pourcentage d'événe- ments $\bar{\nu}$ (%)
0	33	31.5
1 γ	18	16.5
2 γ	10.5	11
3 γ	4.5	5.
$\geq 4 \gamma$	3.	3.
1 neutron	12.5	11.5
1 neutron + 1 γ	9	9
1 neutron + $\geq 2\gamma$	9.5	12.5

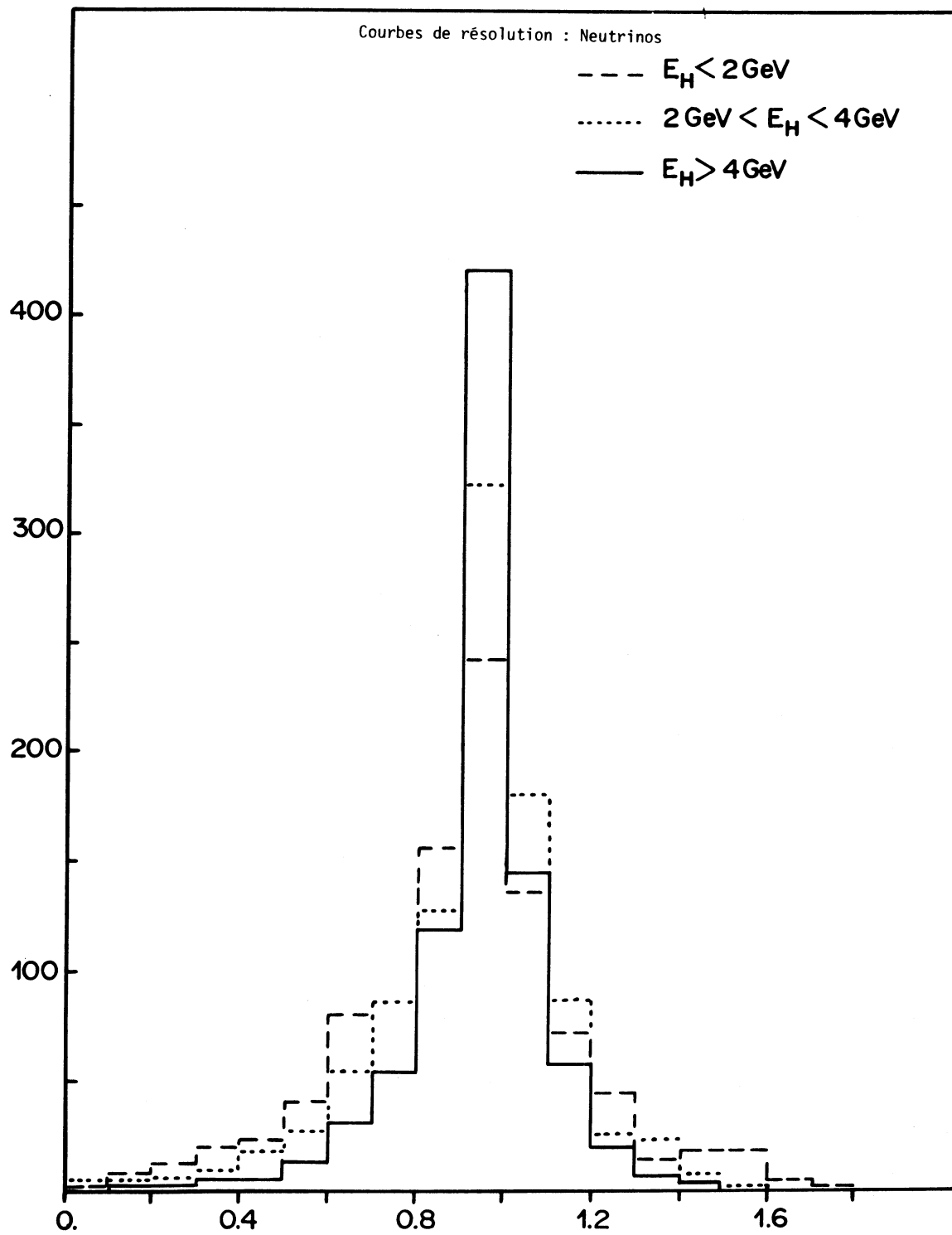


Figure II-24

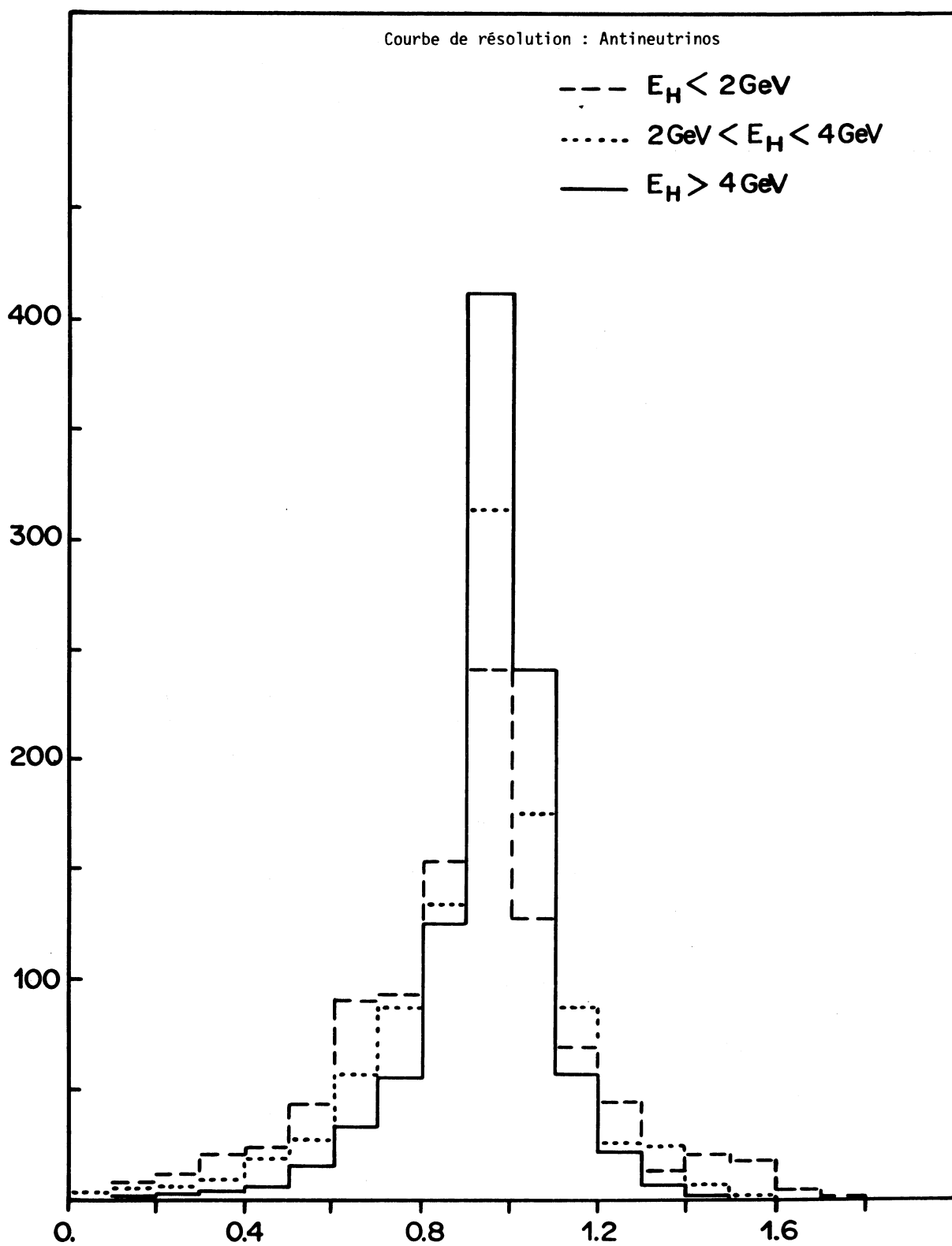


Figure II-25

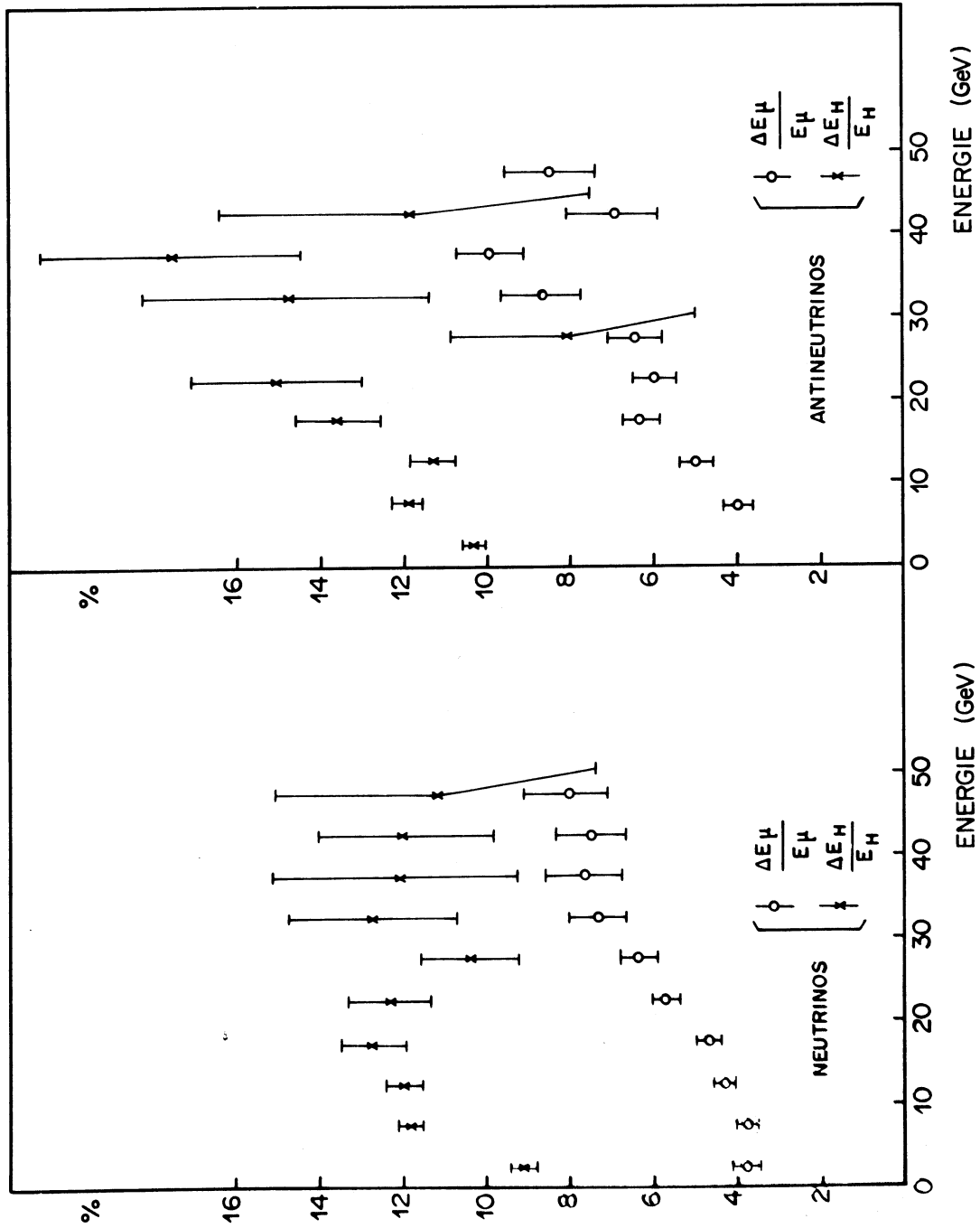


Figure II-26

Table II-27

q_4^2	x	0. - 0.02	0.02 - 0.1	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 0.8	0.8 - 1.0
0	0.5	1.04 + 0.02 0.99 ± 0.03 1.03 ± 0.09	1. + 0.04 1.0 ± 0.02 1.04 ± 0.06	0.98 + 0.07 1.01 ± 0.05 0.9 ± 0.13	0.92 + 0.1 1.02 ± 0.1 0.57 ± 0.45	0.8 + 0.3 0.99 ± 0.19 x	0.38 + 0.08 0.83 ± 0.04 x	0.2 + 0.5 x	0.26 ± 0.7 x
0.5	2	1.19 + 0.08 0.92 ± 0.1 0.97 ± 0.05	1.07 + 0.01 1.01 ± 0.01 1.04 ± 0.04	0.98 + 0.02 1.0 ± 0.01 1.05 ± 0.04	0.96 + 0.03 1.01 ± 0.01 1.02 ± 0.02	0.95 + 0.02 1.01 ± 0.05 1.0 ± 0.04	0.72 + 0.04 0.94 ± 0.07 0.77 ± 0.3	0.31 + 0.07 0.84 ± 0.26 0.6 ± 0.45	0.07 + 0.05 0.93 ± 0.6 0.76 ± 0.4
2	5		1.12 + 0.01 0.99 ± 0.03 0.99 ± 0.07	1.09 ± 0.01 1.04 ± 0.02 0.99 ± 0.02	1.02 + 0.03 0.99 ± 0.02 1.62 ± 0.03	0.94 + 0.04 1.01 ± 0.06 1.02 ± 0.04	0.83 + 0.06 0.97 ± 0.06 0.90 ± 0.07	0.45 + 0.05 0.73 ± 0.12 0.88 ± 0.1	0.13 + 0.05 0.36 ± 0.1 0.36 ± 0.36
5	10		1.15 + 0.09 0.97 ± 0.03 0.87 ± 0.09	1.15 + 0.02 0.95 ± 0.13 0.99 ± 0.03	1.08 + 0.02 1.03 ± 0.01 1.02 ± 0.04	1.06 + 0.03 1.05 ± 0.02 1.02 ± 0.04	0.96 + 0.04 0.98 ± 0.03 0.97 ± 0.05	0.6 + 0.04 0.79 ± 0.12 0.90 ± 0.1	0.19 + 0.06 0.35 ± 0.15 0.74 ± 0.62
10	20			1.1 + 0.08 0.91 ± 0.09 0.96 ± 0.09	1.15 + 0.03 1.04 ± 0.09 0.98 ± 0.06	1.13 + 0.05 1.03 ± 0.03 1. ± 0.06	1.04 + 0.04 1.04 ± 0.05 1.02 ± 0.03	0.95 + 0.07 0.91 ± 0.03 0.95 ± 0.1	0.45 + 0.3 0.52 ± 0.4 0.83 ± 0.18
20	30				1.11 + 0.2 0.9 ± 0.2 0.97 ± 0.03	1.14 + 0.1 0.97 ± 0.1 0.99 ± 0.1	1.16 + 0.08 1. ± 0.12 1.0 ± 0.05	0.95 + 0.18 0.87 ± 0.2 0.98 ± 0.04	0.77 + 0.4 0.65 ± 0.28 0.95 ± 0.24
30	50					1.09 + 0.4 0.95 ± 0.1 0.93 ± 0.07	1.10 + 0.05 1.01 ± 0.04 1.02 ± 0.08	1.17 + 0.1 1.03 ± 0.06 0.95 ± 0.05	x 1. + 0.2 1.03 ± 0.2

1ère ligne : facteur de distorsion lié à la méthode de correction d'énergie

2ème ligne : facteur de distorsion provenant des erreurs de mesure

3ème ligne : facteur de distorsion dû au mouvement de Fermi

Table II-28 : Distribution corrigée des événements neutrinos en x et q^2

$q^2 \downarrow \quad x \rightarrow$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5 0.2	34.6	311.3	195.1	75.9	40.3	21.9	7.0
2. 5.	4.4	232.38	299.7	168.0	70.42	48.6	5.22
5. 10.		73.52	255.7	237.9	147.6	61.25	9.12
10. 20.		12.3	96.07	159.8	123.91	156.26	16.7
20. 30.			15.53	26.27	36.80	56.34	16.1
30. 50.				16.9	15.11	35.09	8.70

Table II-29 : Distribution corrigée des événements antineutrinos en x et q^2

$q^2 \downarrow \quad x \rightarrow$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5 2.	50.76	541.97	406.52	204.83	80.82	51.79	9.0
2. 5.	7.	180.98	447.45	276.9	159.67	113.01	19.28
5. 10.		41.41	127.95	202.94	156.82	113.02	17.21
10. 20.		5.85	34.4	54.8	85.18	79.88	20.07
20. 30.			10.93	8.31	10.05	21.1	3.31
30. 50.				3.98	2.30	8.07	2.94

C H A P I T R E I I I

RAPPELS THEORIQUES

Nous exposerons dans ce chapitre les bases théoriques de notre analyse des réactions inclusives à courants chargés. Le sujet étant trop vaste pour être traité ici de façon exhaustive, nous nous attacherons surtout à faire apparaître le plus clairement possible les prédictions théoriques.

En premier lieu nous définirons les variables cinématiques utilisées ; l'étude "classique" de la section efficace différentielle nous permettra de mettre en évidence l'apparition des fonctions de structure ; l'hypothèse de l'invariance d'échelle et son explication dans le cadre du modèle des quarks-partons sont traitées ensuite ; finalement nous examinerons les corrections apportées à ce modèle pour expliquer la violation de l'invariance d'échelle : les prédictions de la chromodynamique quantique en premier lieu, ainsi que celles liées à la masse non nulle de la cible ou au "higher twist".

III.A. : Cinématique des réactions inclusives

Les réactions neutrino-nucléon à courants chargés sont schématisées comme suit :

$$\begin{array}{l} \nu + N \rightarrow \mu^- + X \\ \text{ou} \quad \bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + X \end{array}$$

N désignant le nucléon cible et X le système hadronique dans l'état final. Le diagramme correspondant est représenté sur la figure [III- 1]. Ces interactions

sont décrites par l'échange d'un boson vectoriel chargé W^+ ou W^- .

k , k' et p désignent respectivement les quadriimpulsions du neutrino incident, du lepton final et du nucléon cible de masse M ; Q est le quadrimoment du boson vectoriel (quadrimoment de transfert) et W la masse invariante du système hadronique.

La cinématique de cette réaction dépend de trois variables indépendantes : on choisit habituellement :

$$\begin{aligned} \rightarrow & \text{l'énergie } E_\nu \text{ du neutrino} \\ \rightarrow & q^2 = -Q^2 = -(k - k')^2 = 2 E_\nu E_\mu (1 - \cos\theta) \\ & = 4 E_\nu E_\mu \sin^2\theta/2 \\ \rightarrow & \nu = \frac{p \cdot q}{M} \end{aligned}$$

ou encore les variables x et y de Bjorken :

$$\begin{aligned} \rightarrow & E_\nu \\ \rightarrow & x = \frac{q^2}{2p \cdot Q} \\ \rightarrow & y = \frac{Q \cdot p}{k \cdot p} \end{aligned}$$

Dans un repère lié au nucléon cible au repos, ces définitions deviennent :

$$\begin{aligned} x &= \frac{q^2}{2M\nu} \\ \nu &= E_\nu - E_\mu \approx E_H \\ y &= \frac{\nu}{E_\nu} \approx \frac{E_H}{E_\nu} \end{aligned}$$

Dans ces relations E_μ et E_H désignent l'énergie du muon et l'énergie transférée au vertex hadronique, θ l'angle entre les trajectoires du muon et du neutrino incident.

Rappelons que la masse invariante hadronique W , q^2 et ν sont liés par :

$$\begin{aligned} W^2 &= M^2 - q^2 + 2 M\nu \\ \text{soit } W^2 &= M^2 + q^2 \left(\frac{1-x}{x} \right) \end{aligned}$$

Dans le cas où le nucléon cible est animé d'un mouvement de Fermi caractérisé par le quadrimoment $P_F = (E_F, \vec{P}_F)$, les formules sont modifiées :

$$v = (E_F(E_\nu - E_\mu) - \vec{p}_F \cdot \vec{q})/M$$

$$\text{et } x = \frac{q^2}{2\vec{p} \cdot \vec{q}} = \frac{q^2}{2[E_F(E_\nu - E_\mu) - \vec{p}_F \cdot \vec{q}]}$$

III-A.2. Section efficace différentielle et fonctions de structure

Nous supposons que les interactions de neutrinos sont décrites par un Lagrangien phénoménologique - valable au 1er ordre - de la forme courant x courant. Cette approximation qui peut être déduite du Lagrangien général décrivant les interactions électrofaibles dans le modèle de Salam et Weinberg [III-1], est justifiée lorsque le domaine d'énergies est tel que le quadrimoment de transfert q^2 soit petit par rapport à la masse du boson vectoriel

Dans ces conditions la section efficace différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^\mu dE_\mu^\mu}$, pour un intervalle d'angle solide $d\Omega^\mu$ et un intervalle d'énergie E_μ^μ du lepton de l'état final, se met sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\mu} = \frac{G^2}{8\pi^2} \frac{E_\mu}{E_\nu} l_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

où G désigne la constante de Fermi

$$(G = 1.025 \cdot 10^{-5} / M_p^2, M_p = \text{masse du proton en GeV}/c^2)$$

$l_{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}$ représentent respectivement les tenseurs leptoniques et hadroniques.

$l_{\mu\nu}$ est calculable :

$$l_{\mu\nu} = \sum_{\text{spins}} (\bar{u}(k') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k) \bar{u}(k) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(k'))$$

$$= 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} k k' + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k'^\rho k^\sigma) \quad (\text{III-1})$$

En l'absence d'un modèle $W_{\mu\nu}$ n'est pas connu ; comme il dépend des quadrivecteurs p et q , sa forme la plus générale sera une combinaison bilinéaire de ces deux quantités : nous écrivons :

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu} = & W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_\mu p_\nu \mp \frac{iW_3}{2M^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \\
 & + \frac{W_4}{M^2} q_\mu q_\nu + \frac{W_5}{M^2} (p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu) \\
 & + \frac{iW_6}{2M^2} (p_\mu q_\nu - q_\mu p_\nu)
 \end{aligned}
 \quad (III-2)$$

(les signes $\mp$ correspondent aux cas ν et $\bar{\nu}$)

Le nombre de termes apparaissant dans $W_{\mu\nu}$ peut être réduit par un certain nombre de considérations :

- l'invariance par renversement du temps impose $W_6 = 0$
- W_4 et W_5 se trouveront après contraction des tenseurs multipliés par des termes en m_μ^2 = masse du muon) et leur contribution est de ce fait négligeable ($q^2 > m_\mu^2$).

Le tenseur hadronique s'écrit alors :

$$W_{\mu\nu} = W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_\mu p_\nu \mp i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma W_3$$

et la section efficace différentielle prend, après contraction des tenseurs, la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\mu} = \frac{G^2 E'_\mu}{2\pi^2} \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2 \mp \left(\frac{E_\nu + E_\mu}{M} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3 \right] \quad (III-3)$$

θ étant l'angle entre les trajectoires du muon et du neutrino. Le terme comprenant W_3 représente l'interférence entre courant vectoriel et courant axial et sa présence exprime la violation de la parité dans les interactions de neutrinos. En utilisant les couples de variables (q^2, ν) ou (x, y) nous pouvons réécrire l'expression (III-3) :

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{G^2}{2\pi^2 M^2} \frac{E_\mu}{E_\nu} \left[W_1(q^2, \nu) 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, q^2) \pm W_3(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \left(\frac{E_\nu + E_\mu}{M} \right) \right]$$

(III-4)

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[xy^2 MW_1(x, q^2) + (1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu}) \nu W_2(x, q^2) \pm x(y - \frac{y^2}{2}) \frac{\nu W_3}{M^2}(x, q^2) \right]$$

(III-5)

Le terme $\frac{Mxy}{E_\nu}$ peut être négligé lorsque $E_\nu \gg M$

III.A.3. L'hypothèse d'invariance d'échelle

A partir de considérations théoriques Bjorken a proposé en 1969 [III-2] l'hypothèse selon laquelle, lorsque q^2 et ν deviennent grands, les fonctions $W_i(\nu, q^2)$ ($i = 1, 2, 3$) ne dépendent que du rapport q^2/ν c'est-à-dire de la grandeur sans dimensions $x = \frac{q^2}{2M\nu}$ supposée finie :

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, q^2) &\rightarrow F_1(x) \\ \nu W_2(\nu, q^2) &\rightarrow F_2(x) \\ \nu W_3(\nu, q^2) &\rightarrow F_3(x) \end{aligned}$$

Ceci implique évidemment que les fonctions F_1, F_2, F_3 - les fonctions de structure - ne varient pas en fonction de q^2 . La section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[xy^2 F_1(x) + (1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu}) F_2(x) \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3(x) \right]$$

(III-6)

Les principales conséquences de l'hypothèse d'invariance d'échelle sont bien connues :

a) La section efficace totale, obtenue en intégrant (III-6) par rapport à x et y est fonction linéaire de E_ν :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{6} A \pm \frac{1}{3} B \right] \left[\int_0^1 F_2(x) dx \right]$$

avec $A = \int_0^1 2xF_1(x) dx / \int_0^1 F_2(x) dx$

et
$$B = \int_0^1 x F_3(x) dx / \int_0^1 F_2(x) dx$$

b) La valeur moyenne du quadrimoment de transfert $\langle q^2 \rangle$ est fonction linéaire de E_ν :

$$\langle q^2 \rangle = 2ME_\nu \langle xy \rangle = 2ME_\nu \left[\int_0^1 \int_0^1 xy \frac{d^2\sigma}{dx dy} dx dy / \int_0^1 \int_0^1 \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right]$$

→ $\langle q^2 \rangle = \alpha E_\nu$ en intégrant suivant x et y de 0 à 1.

III.B. LE MODELE DES QUARKS PARTONS

III.B.1. Les hypothèses du modèle

Le fait qu'aucune échelle de masse n'intervienne dans l'expression de la section efficace différentielle a suggéré à Feynman, Bjorken et Paschos, [III-3] l'idée que les neutrinos interagissent avec des constituants ponctuels - les partons - constituant le nucléon, par analogie avec les interactions lepton-lepton. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- un nucléon se déplaçant à grande vitesse se comporte comme un ensemble de partons libres se déplaçant dans la même direction, leur impulsion étant colinéaire à celle du nucléon, c'est-à-dire que le moment transverse est négligeable.
- la section efficace d'interaction lepton-nucléon est la somme incohérente des sections efficaces d'interaction lepton-parton, pondérées par la probabilité de trouver un parton donné dans le nucléon. Les partons sont considérés comme libres c'est-à-dire qu'on néglige les interactions entre partons.

Dans le système de référence de Breit (figure (III-2)), utilisé par Feynman, les quadrimoments du nucléon et du photon virtuel échangé s'écrivent :

$$p^\lambda = (\sqrt{p^2 + M^2}, 0, 0, p)$$

$$q^\lambda = (0, 0, 0, -2px)$$

avec $p = \frac{M_N}{q}$ $x = \frac{q^2}{2M_N}$

Une telle interaction est schématisée sur la figure [III - 2] : après la collision le parton ayant absorbé le photon en conserve son énergie mais son moment longitudinal est inversé. De plus la fraction du moment longitudinal du nucléon emportée par le parton interagissant doit être égale à x , variable de Bjorken.

Par ailleurs ce modèle prévoit que les partons sont des fermions de spin $1/2$, ce qui entraîne la relation de Callan Gross :

$$2x F_1(x) = F_2(x)$$

D'autre part le succès de la classification des hadrons à partir du groupe de symétrie unitaire $SU(3)$ dont la représentation fondamentale suppose 3 quarks : u , d , s , rend plausible l'identification des partons avec ces quarks, proposés par Gell-Mann [III- 4].

Cette identité entre quarks et partons nous servira de postulat de base pour la suite de l'exposé.

Les nombres quantiques des quarks - nous nous limiterons aux quarks u, d, s en y ajoutant le quark charmé c - sont résumés sur la table [III - 3]

Pour décrire les interactions faibles des quarks nous utiliserons le modèle désormais "standard" : Modèle de Salam-Weinberg + Mécanisme GIM (Glashow Iliopoulos et Maiani) [III-5] :

On considère : - 2 doublets d'hélicité gauche :

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}$$

où d_c et s_c sont définis par :

$$\begin{aligned} d_c &= d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ s_c &= - d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{aligned}$$

θ_c étant l'angle de Cabibbo ($\theta_c \approx 13^\circ$)

- des singulets d'hélicité droite :

$$u_r, d_r, c_r, s_r$$

On désignera par $u(x)$ la fonction de distribution, représentant la proportion de quarks u transportant la fraction d'impulsion xP du nucléon. De même on aura : $d(x)$, $s(x)$, $c(x)$, $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, $\bar{c}(x)$ pour les autres quarks et pour les antiquarks. De même on peut définir les fonctions de distribution des quarks et des antiquarks :

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x)$$

$$\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x)$$

Le modèle des quarks-partons nous conduit à interpréter le nucléon comme composé de quarks de valence noyés dans une mer de quarks et d'antiquarks ; la conservation des nombres quantiques des nucléons impose un certain nombre de conditions aux fonctions de distribution des quarks :

Pour le proton, de composition (uud) :

- la charge est 1
- la composante en z de l'isospin est $1/2$
- l'étrangeté est nulle ainsi que le charme il s'en déduit :

$$\int_0^1 (c(x) - \bar{c}(x)) dx = 0$$

$$\int_0^1 (s(x) - \bar{s}(x)) dx = 0$$

$$\int_0^1 (d(x) - \bar{d}(x)) dx = 1$$

$$\int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x)) dx = 2$$

Des relations équivalentes peuvent être obtenues pour le neutron (ddu) en échangeant les quarks u et d .

La section efficace différentielle s'écrit, comme nous l'avons déjà vu, comme la somme des contributions des différents quarks :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_i q_i(x) \frac{d\sigma_i}{dy dx}$$

où on somme sur les différents types de quarks u, d.....

Les contributions des différentes réactions sont résumées sur la table [III- 4]. On peut en déduire, en négligeant les termes en $\sin^2\theta_c$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dx dy} &= \frac{G^2 ME_\nu}{\pi} \times [(q(x) + s(x) - c(x)) + (1-y)^2(\bar{q}(x) + \bar{c}(x) - \bar{s}(x))] \\ \frac{d^2\sigma_{\bar{\nu} N}}{dx dy} &= \frac{G^2 ME_\nu}{\pi} \times [(\bar{q}(x) + \bar{s}(x) - \bar{c}(x)) + (1-y)^2(q(x) + c(x) - s(x))] \end{aligned} \quad (III-7)$$

par comparaison avec les expressions (III- 6) on obtient aisément les relations :

$$\begin{aligned} F_2^\nu(x) &= x (u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s} + c + \bar{c}) = x(q(x) + \bar{q}(x)) = F_2^{\bar{\nu}}(x) \\ xF_3^\nu(x) &= x (u - \bar{u} + d - \bar{d} + 2(s - c)) = x [q(x) - \bar{q}(x) + 2(s(x) - c(x))] \quad (III-8) \\ xF_3^{\bar{\nu}}(x) &= x [q(x) - \bar{q}(x) - 2x(s(x) - c(x))] \end{aligned}$$

L'invariance d'échelle s'introduit donc de façon tout à fait naturelle dans le cadre de ce modèle

Comme nous le verrons au chapitre IV, les expériences neutrinos mesurent en fait la moyenne

$$xF_3 = \frac{xF_3^{\nu N} + xF_3^{\bar{\nu} N}}{2}$$

ce qui représente exactement la distribution des quarks de valence :

$$xF_3 = x(q(x) - \bar{q}(x))$$

On constate également que $F_2(x)$ est un singulet pour les symétries de saveur de SU(4), contrairement à $xF_3(x)$.

III.B.2. Prédictions du modèle des quarks-partons

- 1) L'intégration de l'expression (III- 6) suivant x et y permet de retrouver la dépendance linéaire par rapport à E_ν de la section efficace totale :

$$\sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu}) = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \int_0^1 F_2^{\bar{\nu}}(x) \left[\frac{2}{3} + \frac{x F_3(x)}{F_2(x)} \right] dx$$

ou encore :

$$\sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu}) = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \int_0^1 F_2^{\bar{\nu}}(x) \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{\bar{q}(x)}{q(x) + \bar{q}(x)} \right] dx$$

en supposant vérifiée la relation de Callan-Gross : $2x F_1 = F_2$ (quarks de spin 1/2 entier)

Dans ces conditions le rapport des sections efficaces $\sigma^{\bar{\nu}} / \sigma^\nu$ est donné par :

$$\frac{\sigma^\nu}{\sigma^{\bar{\nu}}} = \frac{\int_0^1 F_2^\nu \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{q}{q + \bar{q}} \right) dx}{\int_0^1 F_2^{\bar{\nu}} \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{3} \frac{\bar{q}}{q + \bar{q}} \right) dx}$$

Comme $F_2^\nu = F_2^{\bar{\nu}}$ ce rapport est compris entre 1/3 (pas d'antiquarks) et 3.

Le résultat obtenu expérimentalement par notre collaboration confirme que ce rapport est proche de 1/3 et donc que la contribution des antiquarks est relativement faible [III- 6] .

- 2) En utilisant les expressions (III- 8) avec $c = \bar{c} = 0$

$$F_2^{\bar{\nu}N} = F_2^{\nu N} = x(q(x) + \bar{q}(x))$$

$$xF_3^{\nu N} = x(q(x) - \bar{q}(x) + 2s(x))$$

$$xF_3^{\bar{\nu}N} = x(q(x) - \bar{q}(x) - 2\bar{s}(x))$$

et en introduisant les relations (III-8) on obtient les règles de somme :

$$\int_0^1 \left[F_2^{\bar{\nu}p} - F_2^{\nu p} \right] \frac{dx}{x} = 2 \quad (\text{Adler})$$

$$\int_0^1 \left[xF_3^{\bar{\nu}p} + xF_3^{\nu p} \right] \frac{dx}{x} = 6 \quad (\text{Gross et Llewellyn-Smith})$$

$$\text{ou} \quad \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dx}{x} (xF_3^{\bar{\nu}p} + xF_3^{\nu p}) = 3 \quad (\text{III-9})$$

Relation bien vérifiée qui exprime que le nombre de quarks de valence est égal à 3

3) Les distributions en y se mettent sous la forme simple :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu}}{dy} &= \frac{G^2_{ME_{\nu}}}{\pi} [(q + s) + (1 - y)^2(\bar{q} - \bar{s})] \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} &= \frac{G^2_{ME_{\nu}}}{\pi} [(\bar{q} + \bar{s}) + (1 - y)^2(q - s)] \end{aligned} \quad (\text{III-10})$$

qui sont bien vérifiées expérimentalement. En particulier elles entraînent l'égalité des sections efficaces ν et $\bar{\nu}$ pour $y = 0$.

4) La relation de Callan-Gross :

$$2x F_1(x) = F_2(x)$$

qui s'introduit naturellement dans le modèle en supposant des partons de spin 1/2 entier, peut être testée à partir des distributions en y . Les fonctions de structure xF_1 et F_2 sont liées au rapport des sections efficaces d'absorption d'un boson W d'hélicité droite, gauche ou nulle - soit $\sigma_R, \sigma_L, \sigma_0$ - par la relation :

$$R = \frac{\sigma_0}{\sigma_R} = \frac{F_2(1 + q^2/\nu^2) - 2xF_1}{2xF_1}$$

qui se réduit à :

$$R = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \quad \text{dans les conditions de Bjorken}$$

Si la relation de Callan Gross est vérifiée cela entraîne : $R = 0$ (pas de boson d'hélicité nulle, de polarisation longitudinale)

La violation de cette condition se traduit par l'apparition d'un terme supplémentaire dans les distributions en y . La valeur de R est fonction de x et de q^2 ; les valeurs moyennes de R obtenues dans des expériences récentes [III-7] varient entre 0.1 et 0.01 mais sont généralement compatibles avec zéro.

- 5) Nous ferons remarquer pour terminer que la fraction de l'impulsion totale du nucléon transportée par les quarks peut être déterminée par l'expression :

$$\int_0^1 F_2^{\nu N} dx = \int_0^1 x(q + \bar{q}) dx$$

Cette valeur a été déterminée expérimentalement [III- 8] et est de l'ordre de :

$$0.44 \pm 0.02$$

Il en résulte que 56 % de l'impulsion du nucléon revient à des partons ne participant pas aux interactions électromagnétiques ou faibles : ce sont les gluons prédits dans le modèle des quarks de Gell-Mann, et dont nous aurons à reparler dans les pages qui suivent.

III-C : Violations de l'invariance d'échelle : corrections apportées au modèle "naif" des quarks-partons.

Le modèle des quarks partons doit son succès au fait que, à partir d'une description très simple du nucléon, il permet de déduire un certain nombre de résultats bien vérifiés par l'expérience. Cependant l'une des conséquences principales, l'invariance d'échelle, s'est trouvée infirmée par un certain nombre de résultats expérimentaux [III - 9] y compris par les nôtres.

Le fait que de telles déviations par rapport au "scaling" ne soient pas prévues est certainement à attribuer au caractère trop simplifié des hypothèses du modèle ; rappelons les brièvement :

- Toutes les masses sont négligées
- les partons sont considérés comme libres ; on néglige en particulier les interactions quarks-gluons
- leur moment transverse est négligé

Différentes considérations théoriques permettent de modifier les hypothèses pour tenir compte des masses et des moments transverses ; une théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique (Q.C.D.) permet de rendre compte des interactions quark-quark et quark-gluon. Dans les pages qui suivent nous allons explorer ces différentes possibilités.

III-C-1 : La chromo-dynamique quantique

III-C-1-1 : Introduction

Une théorie des interactions fortes ne peut pas faire abstraction des résultats obtenus par le modèle des quarks-partons : elle doit justifier le fait qu'à de grandes impulsions, les quarks apparaissent comme libres, tout en tenant compte du "confinement" c'est-à-dire du fait qu'on n'a jamais pu isoler un quark.

La chromodynamique quantique est, dans ce contexte, un "bon candidat" pour l'étude des interactions fortes ; c'est une théorie de jauge sur (SU3) couleur (groupe de jauge nonabélien) qui décrit les interactions entre quarks et gluons par l'introduction d'un nouveau nombre quantique : la couleur. Les quarks sont conçus comme des triplets de couleur et apparaissent sous f saveurs ($f \equiv u, d, s, \text{etc.}$). Les interactions sont transmises par un octet de champs vectoriels colorés G_a^μ ($a = 1, \dots, 8$) sans saveur : les gluons. L'introduction de la couleur rend les interactions fortes indépendantes des autres interactions, non colorées [III-14].

Le Lagrangien Q.C.D. est de la forme :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + i \bar{\psi}_\alpha (\gamma^\mu D_{\alpha\beta}^\mu + iM \delta_{\alpha\beta}) \psi_\beta$$

où $a = 1, \dots, 8$

$\alpha, \beta = 1, 2, 3$ (couleur)

$G_{\mu\nu}^a$ représente l'intensité du champ :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + gf^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$$

$D_{\alpha\beta}^\mu$ désigne la dérivée covariante :

$$D_{\alpha\beta}^\mu = \delta_{\alpha\beta} \delta_\mu - ig G_\mu^a \lambda_{\alpha\beta}^a$$

les f_{abc} sont les constantes de structure de (SU3)_{couleur} et $\lambda_{\alpha\beta}^a$ les éléments des matrices λ^a de Gell-Mann obéissant aux relations de commutation :

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c$$

ψ_α et G_μ^a sont respectivement les champs des fermions et des gluons et g est la constante de couplage des interactions fortes.

Dans ce modèle, les interactions quarks-quarks et quark-gluon sont donc décrites par une constante de couplage unique g .

Les amplitudes de transition correspondant aux différents diagrammes de Feynman possibles sont, en principe, calculables ; cependant le calcul des perturbations conduit dans un certain nombre de cas à des divergences qu'il est nécessaire de réduire par une renormalisation de la théorie ; cette procédure conduit, en particulier, à une redéfinition de la constante de couplage g des interactions fortes, avec l'introduction d'une "masse de renormalisation" μ , c'est-à-dire d'une valeur de q^2 où la théorie est renormalisable [III-15].

Les interactions sont alors décrites par une constante de couplage effective $\bar{g}$ obéissant à l'équation

$$\frac{d\bar{g}^2(t)}{dt} = \bar{g}(t) \beta(\bar{g})$$

$$\bar{g}(t = 0) = g_R \text{ (constante de couplage renormalisée)}$$

le symbole t désigne la quantité :

$$t = \text{Ln } q^2/\mu^2$$

La fonction de renormalisation $\beta(\bar{g})$ est calculable à un ordre quelconque du calcul perturbatif :

$$\beta(\bar{g}) = -\beta_0 \frac{\bar{g}^3}{16\pi^2} - \beta_1 \frac{\bar{g}^5}{(16\pi^2)^2} + \dots$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } \beta_0 &= 11 - \frac{2}{3} n_f \\ \beta_1 &= 102 - (38/3) n_f \end{aligned} \quad (n_f = \text{nombre de saveurs})$$

En particulier, au 1er ordre seul, on peut écrire :

$$\bar{g}(q^2) = \frac{16\pi^2}{\beta_0 \text{Ln } q^2/\Lambda^2} \quad (\text{III- 11})$$

Λ étant un paramètre d'échelle défini par :

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[- \frac{16\pi^2}{\beta_0 g^2} \right] \quad (\text{III-12})$$

Ce paramètre est libre dans la théorie et doit être déterminé expérimentalement. Sa nullité entraînerait la non existence de violation du "scaling". Par ailleurs l'expression (III- 12) montre que la constante de couplage effective décroît et tend vers zéro lorsque q^2 croît indéfiniment :

ce comportement décrit la "liberté asymptotique"

Au 2^è ordre, on obtient, de même :

$$\bar{g}^2(q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(q^2/\Lambda^2)} - \frac{\beta_1}{\beta_0^3} \frac{\ln(\ln(q^2/\Lambda^2))}{(\ln(q^2/\Lambda^2))^2}$$

$$\text{où } \Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[- \frac{16\pi}{\beta_0 g_R^2} - \frac{\beta_1}{\beta_0} \ln(\beta_0 g_R^2) \right] \quad (\text{III-13})$$

Ces paramètres de la Q.C.D., ainsi introduits, seront utilisés dans les paragraphes qui suivent pour corriger la description "naïve" des interactions lepton-quark.

III-C-1-2 : Les équations d'Altarelli et Parisi [III-10]

Les équations d'Altarelli-Parisi constituent une approche "intuitive" permettant de décrire les corrections apportées par les interactions quark-gluon ou gluon gluon au modèle des quarks partons.

L'idée de départ consiste à imaginer qu'en augmentant q^2 on révèle la structure interne du nucléon à une échelle de plus en plus petite. On peut ainsi mettre en évidence des processus tels que ceux schématisés sur la figure [III- 5], équivalents aux phénomènes de Bremstrahlung, de création de paires, etc...

La dépendance en q^2 est différente pour les quarks de valence et de la mer ; pour les quarks de valence, l'émission de gluons est permise mais la production de quarks de valence à partir de gluons est interdite, amenant une violation du nombre baryonique ; cela n'est pas le cas pour les quarks de la mer ; lorsque q^2 augmente ce phénomène entraîne un déplacement des distributions vers les petits x , la création de paires (figure [III- 5]) conduisant à une augmentation de la mer quel que soit x .

L'évolution des distributions de quarks en fonction de q^2 est décrite par les équations d'Altarelli-Parisi [III- 10] : en appelant $\alpha(q^2)$ la constante de couplage effective au 1^{er} ordre :

$$\alpha(q^2) = \frac{\bar{g}(q^2)}{4\pi}$$

elles s'écrivent :

$$\frac{dV}{dt}(x,t) = \frac{\alpha(q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} V(y,t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$$

pour les quarks de valence

$$\frac{dq_i(x,t)}{dt} = \frac{\alpha(q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} [q_i(y,t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(y,t) P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right)] \quad i = 1, n_f$$

$$\frac{dG(x,t)}{dt} = \frac{\alpha(q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} [\Sigma(y,t) P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(y,t) P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right)]$$

(équations III- 14)

Les notations utilisées désignent :

$$t = \ln(q^2/\Lambda^2)$$

$V(x,t) \equiv$ distribution des quarks de valence

$\Sigma(x,t) \equiv \sum_{n_f} [q_i(x,t) + \bar{q}_i(x,t)] \equiv$ distribution des quarks

$G(x,t) \equiv$ distribution des gluons

$P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$ représente la probabilité de voir un quark d'impulsion x issu d'un quark d'impulsion y

$P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right)$ représente la probabilité de voir un quark (un gluon)

$P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right)$ d'impulsion x provenant d'un gluon (un quark) d'impulsion y .

$P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right)$ a la même signification pour les transitions gluon $\rightarrow$ gluon.

Les différentes probabilités P_{qq} P_{Gq} P_{GG} sont reportées, pour une meilleure compréhension, sur les figures [III- 6]

Il résulte de ces relations que l'évolution des distributions de quarks de valence (non singulet $\equiv$ N.S.) soit de xF_3 est plus simple à prédire que celle de la partie singulet (F_2) qui dépend de la distribution des gluons.

Les fonctions P_{qq} , P_{Gq} , P_{qG} , P_{GG} ont été calculées explicitement

[III-10] :

$$\begin{aligned} P_{qq}(z) &= \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right] \\ P_{qG}(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \\ P_{Gq}(z) &= \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right] \\ P_{GG}(z) &= 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \left(\frac{1-z}{z} \right) + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right] \end{aligned} \quad (\text{III-15})$$

où $\frac{1}{(1-z)_+}$ est défini par :

$$\int_0^1 \frac{f(z)dz}{(1-z)_+} \equiv \int_0^1 \frac{f(z) - f(1)dz}{1-z}$$

$f(z)$ étant une fonction quelconque mais régulière aux bornes.

On en déduit l'expression des moments A^n des fonctions $P(z)$, définis par :

$$A^n = \int_0^1 P(z) z^{n-1} dz$$

soit :

$$\begin{aligned} A_{qq}^n &= \int_0^1 z^{n-1} P_{qq}(z) dz = \frac{4}{3} \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{n(n+1)} - 2 \sum_{j=2}^n \frac{1}{j} \right] \\ A_{Gq}^n &= \int_0^1 z^{n-1} P_{Gq}(z) dz = \frac{4}{3} \frac{2+n+n^2}{n(n^2-1)} \\ A_{qG}^n &= \int_0^1 z^{n-1} P_{qG}(z) dz = \frac{1}{2} \cdot \frac{2+n+n^2}{n(n+1)(n+2)} \\ A_{GG}^n &= \int_0^1 z^{n-1} P_{GG}(z) dz = 3 \left[-\frac{1}{6} + \frac{2}{n(n-1)} + \frac{2}{(n+1)(n+2)} - \sum_{j=2}^n \frac{1}{j} - \frac{n_f}{9} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-16})$$

On peut également écrire l'équation d'évolution de la partie non-singulet des fonctions de structure qui - nous l'avons vu - ne dépend pas de la distribution des gluons.

$$\frac{dF_{NS}(x,t)}{dt} = \frac{\bar{g}(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{xdy}{y^2} F_{NS}(y,t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$$

En définissant le moment d'ordre n de F_{NS} par :

$$M_n(t) = \int_0^1 x^{n-2} F_{NS}(x,t) dx$$

on obtient :

$$\frac{dM_n(t)}{dt} = \frac{\bar{g}(t)}{2\pi} A_{qq}^n M_n(t)$$

qui a pour solution :

$$\frac{M_n(t)}{M_n(t_0)} = \left[\frac{g(t_0)}{\bar{g}(t)} \right]^{2 \frac{A_{qq}^n}{\beta_0}} \quad \beta_0 = \frac{33 - 2 n_f}{3} \text{ au 1er ordre}$$

qui détermine $M_n(t)$ à condition de connaître $M_n(t_0)$ pour une valeur particulière de $q^2 = q_0^2$. Cette relation peut s'écrire également (cf. III- 11)

$$\frac{M_n(t)}{M_n(t_0)} = \left[\frac{\text{Ln } q^2/\Lambda^2}{\text{Ln } q_0^2/\Lambda^2} \right]^{2 \frac{A_{qq}^n}{2\pi\beta_0}} \quad (\text{III-17})$$

Notons qu'il est également possible d'établir une telle formule d'évolution des moments au 2ème ordre de la Q.C.D. :

Dans ce cas le moment non-singulet d'ordre n est donné par :

$$M_n(q^2) = \frac{K_n}{(\text{Ln}(q^2/\Lambda^2))^{d_n}} \left[1 + \frac{A_n + B_n \text{Ln}(\text{Ln } q^2/\Lambda^2)}{\text{Ln}(q^2/\Lambda^2)} \right] \quad (\text{III-18})$$

$$B_n \text{ étant défini par : } B_n = - \frac{\beta_1 d_n}{\beta_0^2}$$

d_n, β_1, β_0 ont été définis précédemment.

Le facteur A_n , lié à Λ au 2è ordre, dépend de la méthode de renormalisation employée. Deux schémas de renormalisation sont couramment utilisés : MS ($\equiv$ soustraction minimale) ou $\overline{\text{MS}}$; les valeurs de Λ dans les 2 cas sont reliées par :

$$\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = \exp \left(-\frac{1}{2} (\text{Ln } 4\pi - \gamma_E) \right) \Lambda_{\text{MS}} \approx 0.376 \Lambda_{\text{MS}}$$

γ_E étant la constante d'Euler : $\gamma_E = 0.5772...$

III-C-2 : Effets de "Higher Twist"

Un certain nombre de phénomènes : moments transverses des quarks, production de résonances, interactions courant-multiquark au lieu d'un quark unique, conduisent à des corrections non perturbatives aux prédictions de la Q.C.D. De tels termes correctifs sont également prédits dans l'approche "formelle" de la Q.C.D. : l'expansion de Wilson des produits de courants [III-11] en une somme de termes dont le premier (Twist 2) correspond au résultat Q.C.D., les autres (Twist 4,6, etc...) n'étant pas explicitement calculables ; des considérations dimensionnelles permettent cependant de prévoir un comportement en $\frac{\mu_4^2}{q^2}$ pour le Twist-4, $\frac{\mu_6^2}{q^4}$ pour le Twist 6, etc... [III-12], les facteurs μ_i devant être déterminés par l'expérience. De tels effets influencent évidemment le comportement des fonctions de structure à faible q^2 : à la variation en $\frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)}$ se superpose une dépendance en $\frac{1}{q^2}$ (en se limitant au Twist-4) :

$$F_{NS}(x, q^2) = F_{QCD}(x, q^2) \left[1 + \frac{\mu^2(x)}{q^2} \right] \quad (III-19)$$

La dépendance en x de la fonction $\mu(x)$ n'est pas connue ; on s'attend cependant à ce que cet effet soit plus important à grand x , et on choisit - arbitrairement - les formes suivantes, en général :

$$\mu^2(x) = \frac{h_4}{1-x} \quad \text{ou} \quad \mu^2(x) = \frac{h_4 x^\alpha}{(1-x)} \quad \alpha = 1,2$$

Il est évident que la séparation de ces deux contributions (Q.C.D. et Higher Twist) nécessite une très bonne résolution expérimentale.

III-C-3 : Corrections de masse de la cible

Toutes les prédictions Q.C.D. qui précèdent ont été faites en supposant que M^2 , masse du nucléon cible au carré, est négligeable devant le moment de transfert q^2 . Ceci n'est certainement pas vérifié dans la région des petits q^2 atteinte par notre expérience.

Pour tenir compte de cet effet, Georgi et Politzer [III-13] ont proposé l'utilisation, au lieu de x , de la variable ξ définie par :

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + \frac{4M^2 x^2}{q^2}}} \quad (III-20)$$

La partie non-singulet des fonctions de structure se réécrit alors :

$$F_{NS}(x, q^2) = \left(\frac{x}{\xi}\right)^2 K^2 F(\xi, q^2) + \frac{4M^2 x^3 K^3}{q^2} \int_{\xi}^1 \frac{F(u, q^2)}{u^2} du \quad (\text{III-21})$$

où K est égal à :
$$K = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4M^2 x^2}{q^2}}}$$

Lorsque q^2 croît et $q^2 \gg M^2$, la variable ξ se confond avec x et $F_{NS}(\xi, q^2) \rightarrow F_{NS}(x, q^2)$; à petit q^2 cet effet, purement cinématique, introduit une dépendance supplémentaire en q^2 des fonctions de structure, et, s'il intervenait seul, la redéfinition de $F_{NS}(x, q^2) \rightarrow F_{NS}(\xi)$ rétablirait l'invariance d'échelle.

Nous avons présenté dans ce chapitre, de façon nécessairement succincte, les fondements théoriques d'une analyse des violations d'invariance d'échelle dans les interactions neutrino-nucléon. Si la chromodynamique quantique constitue une théorie séduisante des interactions fortes, sa vérification expérimentale nécessite cependant, d'une part l'existence non ambiguë des violations du "scaling", d'autre part la possibilité d'isoler les effets proprement Q.C.D. des autres effets tels que higher Twist, corrections de masse, soit en se limitant à un domaine où ces effets sont négligeables, soit en étant capable de montrer que leur présence ne suffit pas à expliquer l'évolution en q^2 des fonctions de structure. Le chapitre IV sera consacré à l'étude, dans cette optique, de nos résultats expérimentaux.

Références du chapitre III

- III-1 : S.WEINBERG : Phys.Rev. D5, 1412 (1972)
Phys.Rev.Lett. 19, 1264 (1967)
A.SALAM et J.C.WARD : Phys.Lett. 13, 168 (1964)
- III-2 : J.D.BJORKEN : Phys.Rev. 179, 1547 (1969)
- III-3 : R.P.FEYNMAN : Phys.Rev.Lett. 23, 1415 (1969)
J.D.BJORKEN et E.A.PASCHOS : Phys.Rev. 185, 1975 (1969)
- III-4 : M.GELL-MANN Phys.Rev. 125, 1067 (1962)
Phys.Lett. 8, 214 (1964)
- III-5 : S.GLASHOW, J.ILIPOULOS, L.MAIAI, Phys.Rev. D2, 1285 (1970)
- III-6 : J.G.MORFIN et al. : Phys.Lett. 104B, 235 (1981)
- III-7 : H.WAHL : communication à la Conférence de Marseille (1982)
- III-8 : J.G.H.De GROOT et al. : Zeit. Phys. C1, 143 (1979)
- III-9 : Voir les publications citées sous [IV-10]
- III-10 : C.ALTAPELLI et G.PARISI : Nucl. Phys. B126, 298 (1977)
- III-11 : R.G.WILSON : Phys.Rev. 179, 1499 (1969)
- III-12 : J.G.MORFIN : Contribution à la Conférence 1982 Balaton (Hongrie)
- III-13 : H.GEORGI et H.D.POLITZER : Phys.Rev. D14, 1829 (1976)
- III-14 : A.BURAS : Rev. of Mod. Phys. 52, 199 (1980)
- III-15 : G.T.HOOFT et M.VELTMAN : Nucl. Phys. B44, 189 (1972)
G.T.HOOFT : Nucl. Phys. B61, 455 (1973)

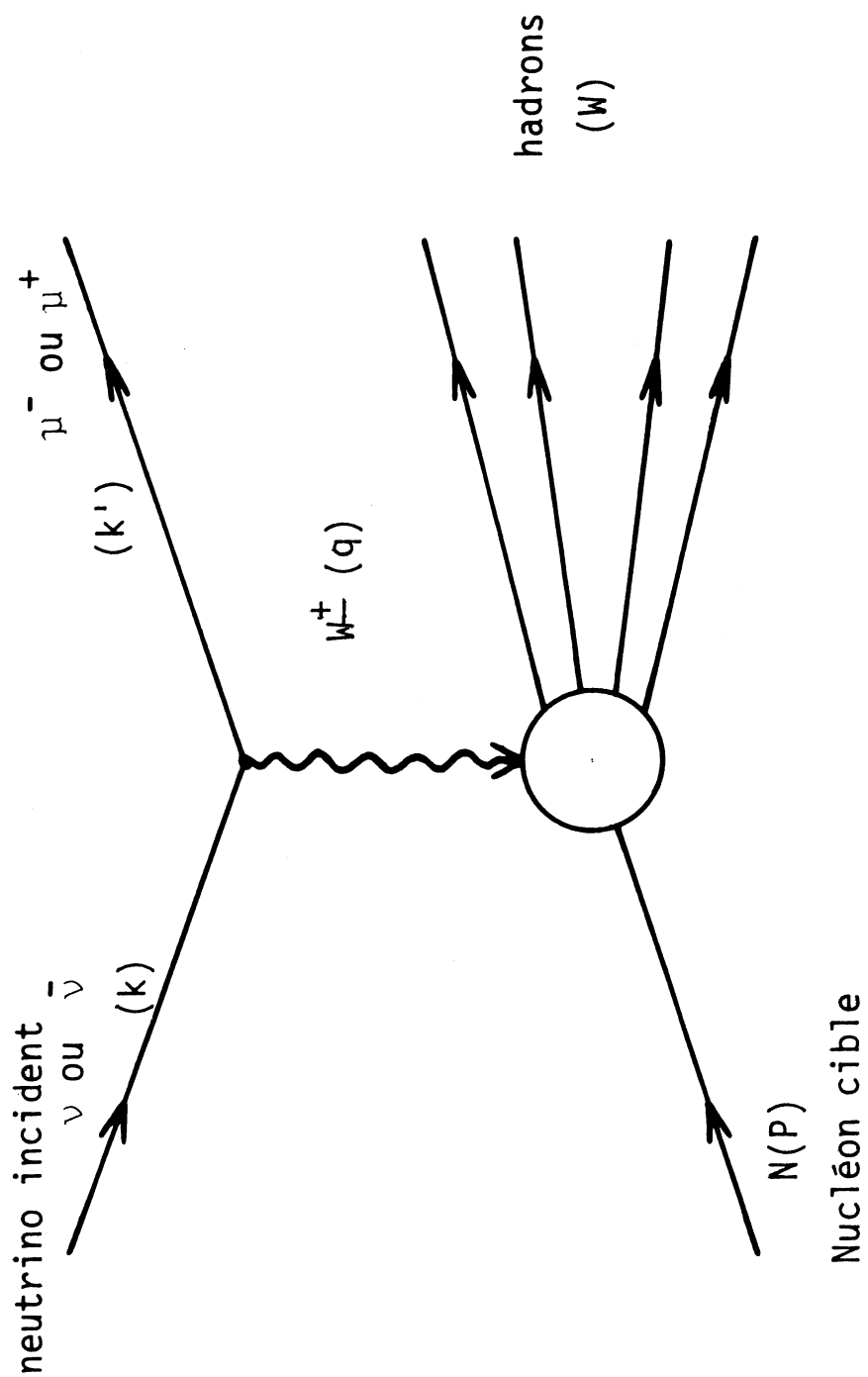
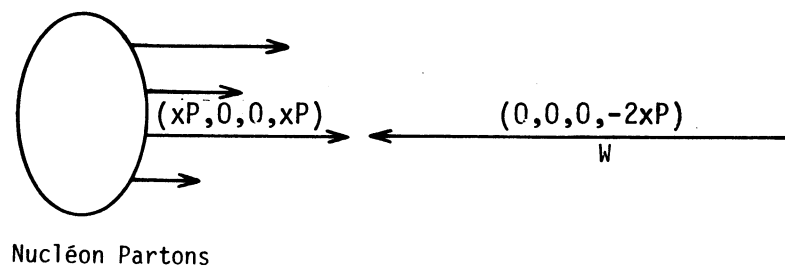
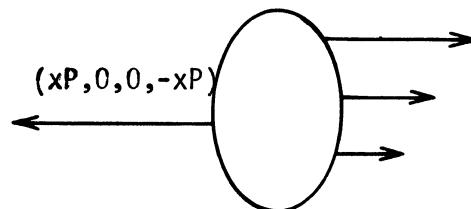


Figure III-1

Figure III-2



1) Avant interaction



2) Après interaction

Système de Breit : Le nucléon a un moment P suivant l'axe de propagation z ($P \rightarrow \infty$) ; le parton qui interagit a une fraction xP du moment et la composante transverse est négligée.

Table III-3

Nombres quantiques des quarks

	charge q	Nombre baryonique B	Isospin I	Composante I_3	Etrangeté S	Charme C
u	2/3	1/3	1/2	1/2	0	0
d	- 1/3	1/3	1/2	- 1/2	0	0
s	- 1/3	1/3	0	0	- 1	0
c	2/3	1/3	0	0	0	1

Table III-4

Réaction	Contribution à $d\sigma/dy$
$\nu d \rightarrow \mu^- u$	$2x d(x) \cos^2 \theta_c$
$\nu d \rightarrow \mu^- c$	$2x dx \sin^2 \theta_c$
$\nu s \rightarrow \mu^- u$	$2x s(x) \sin^2 \theta_c$
$\nu s \rightarrow \mu^- c$	$2x s(x) \cos^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{u} \rightarrow \mu^+ \bar{d}$	$2x \bar{u}(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} \bar{u} \rightarrow \mu^+ \bar{s}$	$2x \bar{u}(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} \bar{c} \rightarrow \mu^+ \bar{d}$	$2x \bar{c}(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} \bar{c} \rightarrow \mu^+ \bar{s}$	$2x \bar{c}(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ d$	$2x u(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ s$	$2x u(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} c \rightarrow \mu^+ d$	$2x c(x) \sin^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} c \rightarrow \mu^+ s$	$2x \bar{s}(x) \cos^2 \theta_c (1-y)^2$
$\bar{\nu} \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{c}$	$2x \bar{s}(x) \cos^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$	$2x \bar{s}(x) \sin^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{c}$	$2x \bar{d}(x) \sin^2 \theta_c$
$\bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u}$	$2x \bar{d}(x) \cos^2 \theta_c$

Figure III-5

Processus Q.C.D. Elémentaires

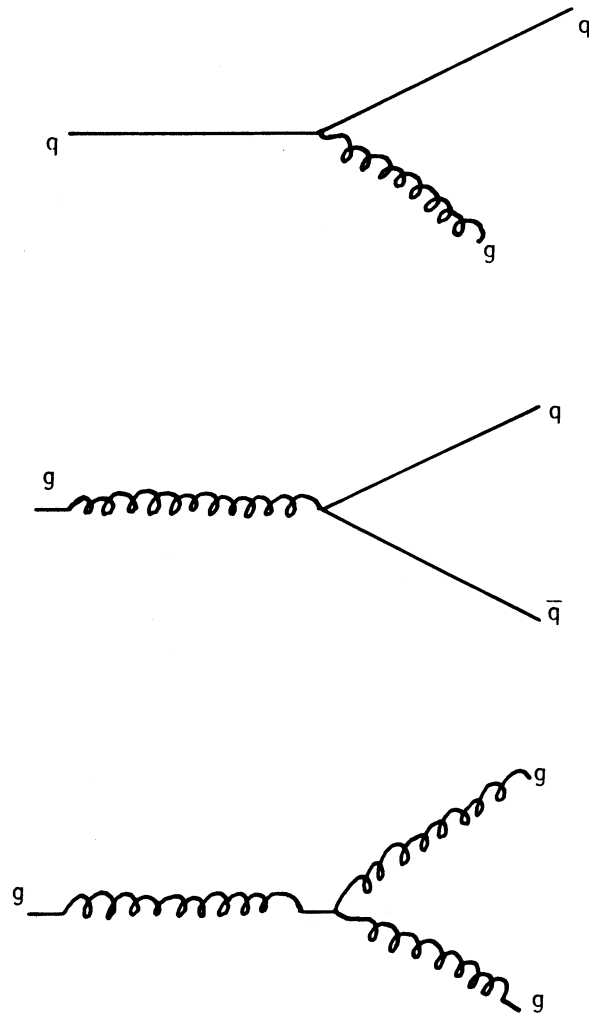
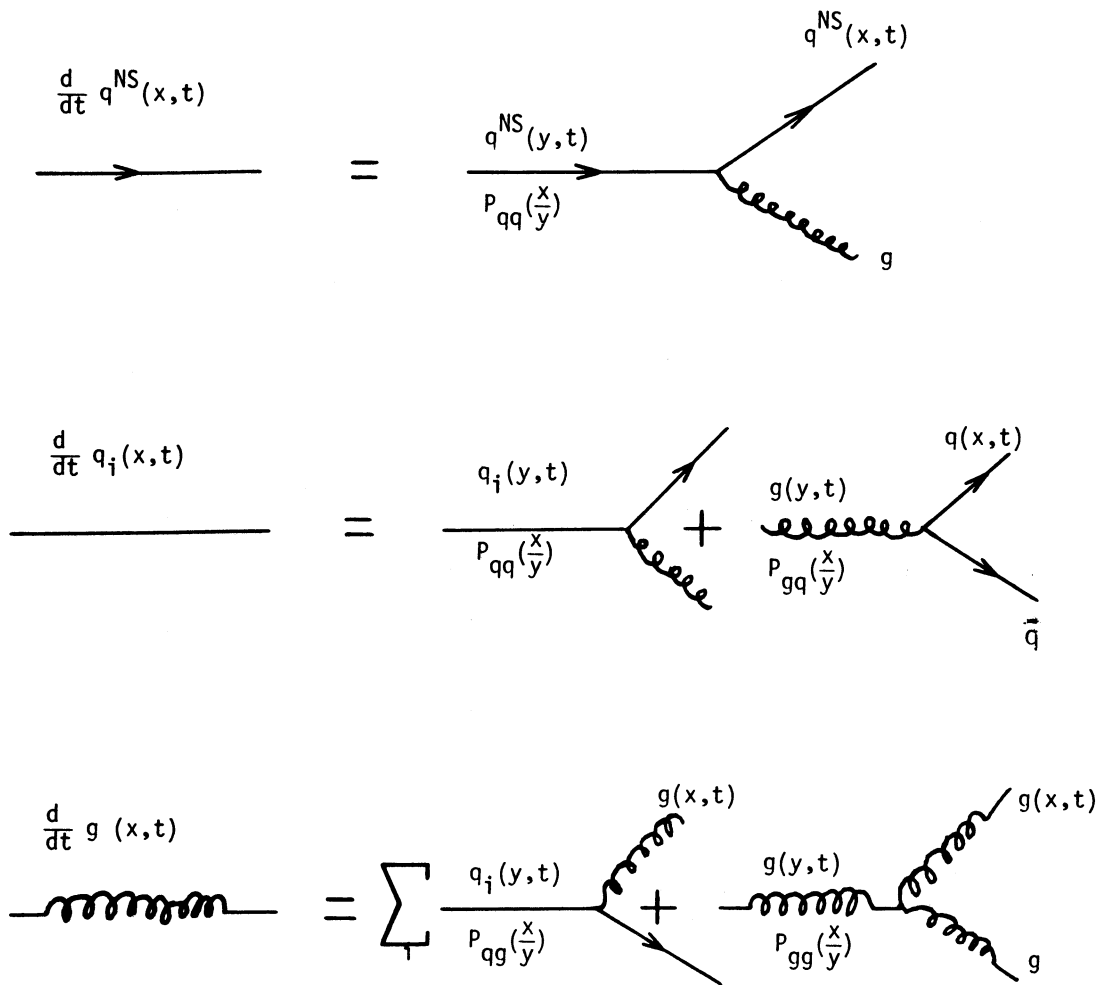


Figure III-6

Interprétation graphique des équations d'Altarelli-Parisi



C H A P I T R E IV

DETERMINATION EXPERIMENTALE DES FONCTIONS DE STRUCTURE - INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous indiquons, dans une première partie de ce chapitre, la méthode d'extraction des fonctions de structure à partir des résultats expérimentaux ; les résultats obtenus mettent en évidence une dépendance en q^2 de F_2 et xF_3 .

Cette violation de l'invariance d'échelle est comparée aux prédictions théoriques - déjà exposées au chapitre III - dans une deuxième partie.

IV.A. : DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE

IV.A.1. Principe de la méthode

Nous avons vu, au chapitre III, que la section efficace différentielle était donnée par l'expression :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[xy^2 F_1(x, q^2) + (1 - y - \frac{y^2 x}{2E_\nu}) F_2(x, q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3(x, q^2) \right] \quad \text{IV.1}$$

En introduisant le flux - connu - de neutrinos ou d'antineutrinos incidents, $\Phi(E_\nu)$, et le nombre de nucléons cibles N_c dans le volume fiduciaire, on peut en déduire le nombre d'événements correspondant à x et y donnés :

$$\frac{dN}{dx dy} = \Phi(E_\nu) N_c \frac{d^2\sigma}{dx dy}$$

En intégrant cette expression sur E_ν et sur un domaine $[x \pm \Delta x, q^2 \pm \Delta q^2]$ donné, on obtient le nombre d'événements attendus dans ce domaine :

$$N_{obs}^v = N_1^v(x, q^2) < 2xF_1^v(x, q^2) > + N_2^v(x, q^2) < F_2^v(x, q^2) > + N_3^v(x, q^2) < xF_3^v(x, q^2) > \quad IV.2$$

$$\bar{N}_{obs}^v = \bar{N}_1^v(x, q^2) < 2xF_1^v(x, q^2) > + \bar{N}_2^v < F_2^v(x, q^2) > - \bar{N}_3^v(x, q^2) < xF_3^v(x, q^2) >$$

les quantités en $\langle \quad \rangle$ représentant les valeurs moyennes de $2xF_1$, F_2 et xF_3 dans le domaine $(\Delta x, \Delta q^2)$ considéré et les grandeurs N_1 , N_2 , N_3 étant données, pour les v et les $\bar{v}$, par les expressions :

$$N_1 = \frac{G^2 M N_c}{\pi} \int_{E_v} \varphi(E_v) \int_{\Delta y} \frac{y^2}{2} \int_{\Delta x} dx dy dE_v$$

$$N_2 = \frac{G^2 M N_c}{\pi} \int_{E_v} E_v \varphi(E_v) \int_{\Delta y} (1-y) \int_{\Delta x} dx dy dE_v$$

$$N_3 = \frac{G^2 M N_c}{\pi} \int_{E_v} \varphi(E_v) \int_{\Delta y} \left(y - \frac{y^2}{2}\right) \int_{\Delta x} dx dy dE_v$$

Ces trois grandeurs sans dimensions sont généralement appelées intégrales de flux. Il faut remarquer que dans l'expression de N_2 nous avons négligé - ce qui est justifié à haute énergie - le terme $\frac{Mxy}{2E_v}$

L'intégration est effectuée sur tout le domaine d'énergies E_v disponible, sur l'intervalle $[x - \Delta x, x + \Delta x]$ considéré et sur le domaine $\Delta y = y_{Max} - y_{Min}$ limité par les coupures cinématiques, comme nous le verrons ci-après. L'intégration sur y au lieu de q^2 peut prêter à confusion, mais les deux variables étant liées par :

$$q^2 = 2ME_v xy$$

il est aisé de passer de l'une à l'autre ; nous avons conservé la variable y car la prise en compte des coupures en est facilitée.

Remarquons enfin que les formules indiquées ci-dessus sont valables pour une cible strictement isoscalaire ; il sera donc nécessaire de modifier ces expressions, le mélange propane fréon utilisé n'ayant pas rigoureusement cette propriété (nombre p /nombre $n = 1.24$)

Les fonctions de structure $2xF_1(x, q^2)$ et $F_2(x, q^2)$ sont liées par le rapport R des sections efficaces longitudinales et transversale d'absorption d'un boson W :

$$R = \frac{F_2}{2xF_1} - 1$$

Dans les conditions limites de Bjorken ce facteur R a été déterminé expérimentalement dans d'autres expériences [IV-2] :

$$R = 0.10 \pm 0.07$$

Cela entraîne que le rapport A des fonctions $2xF_1$ et F_2 est égal à :

$$A = \frac{2xF_1}{F_2} = 0.91$$

valeur que nous utiliserons dans la détermination des fonctions de structure (nous avons vérifié cependant que le fait d'utiliser la relation de Callan Gross : $A = 1$, a une influence très réduite sur le résultat).

Les relations (IV-2) s'écrivent maintenant :

$$N^V = \langle F_2^V(x, q^2) \rangle (N_1^V A + N_2^V) + N_3^V \langle xF_3^V(x, q^2) \rangle$$

IV.3.

$$\bar{N}^V = \langle F_2^V(x, q^2) \rangle (\bar{N}_1^V A + \bar{N}_2^V) + \bar{N}_3^V \langle xF_3^V(x, q^2) \rangle$$

Pour déterminer F_2 et xF_3 il est nécessaire de connaître les relations qui lient F_2^V et $\bar{F}_2^V$, xF_3^V et $x\bar{F}_3^V$; nous avons établi au chapitre III que :

$$\begin{aligned} F_2^V &= q + \bar{q} = \bar{F}_2^V \\ x F_3^V &= q - \bar{q} + 2x(s(x) - c(x)) \\ x \bar{F}_3^V &= q - \bar{q} - 2x(s(x) - c(x)) \end{aligned}$$

Considérons alors des valeurs "moyennes" :

$$\begin{aligned} F_2(x, q^2) &= \frac{F_2^V + \bar{F}_2^V}{2} = \bar{F}_2^V = \bar{F}_2^V \\ xF_3(x, q^2) &= \frac{xF_3^V + x\bar{F}_3^V}{2} = q - \bar{q} \end{aligned}$$

Cette dernière expression représente exactement la distribution des quarks de valence ; on en déduit aisément (le symbole $\langle \quad \rangle$ est sous entendu dans la suite) :

$$\begin{aligned} xF_3^V &= xF_3 + 2x (s(x) - c(x)) \\ xF_3^{\bar{V}} &= xF_3 - 2x (s(x) - c(x)) \end{aligned}$$

Et, en introduisant ces valeurs dans (IV-3), on obtient :

$$\begin{aligned} N^V &= F_2 (N_1^V A + N_2^V) + N_3^V (xF_3 + 2x (s-c)) \\ N^{\bar{V}} &= F_2 (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) + N_3^{\bar{V}} (xF_3 - 2x (s-c)) \end{aligned}$$

On peut donc déterminer les valeurs moyennes $F_2(x, q^2)$ et $xF_3(x, q^2)$:

$$\begin{aligned} F_2 &= \frac{N^V N_3^{\bar{V}} + N^{\bar{V}} N_3^V - 2N_3^V N_3^{\bar{V}} (2x(s-c))}{(N_1^V A + N_2^V) N_3^{\bar{V}} + (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) N_3^V} \\ xF_3 &= \frac{N^V (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) - N^{\bar{V}} (N_1^V A + N_2^V) - (N_3^V (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}} - N_3^{\bar{V}} (N_1^V A + N_2^V)) 2x(s-c))}{(N_1^V A + N_2^V) N_3^{\bar{V}} + (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) N_3^V} \end{aligned} \quad (IV.4)$$

La contribution des quarks de la mer étranges et charmées est faible [IV-1], et, de plus, elle est ici multipliée par un facteur toujours inférieur ou égal à 1 ; on peut donc négliger le 2ème terme dans le numérateur de (IV-4), ce qui donne :

$$\begin{aligned} \langle F_2(x, q^2) \rangle &= \frac{N^V N_3^{\bar{V}} + N^{\bar{V}} N_3^V}{(N_1^V A + N_2^V) N_3^{\bar{V}} + (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) N_3^V} \\ \langle xF_3(x, q^2) \rangle &= \frac{N^V (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) - N^{\bar{V}} (N_1^V A + N_2^V)}{(N_1^V A + N_2^V) N_3^{\bar{V}} + (N_1^{\bar{V}} A + N_2^{\bar{V}}) N_3^V} \end{aligned} \quad (IV.5)$$

Ces fonctions de structure sont toujours définies pour une cible isoscalaire. Le mélange utilisé dans notre expérience ne remplissant pas rigoureusement

sement cette condition, nous avons appliqué une correction, basée sur le modèle des quarks partons ; dans les hypothèses de ce modèle, en supposant que les distributions respectives des quarks de valence u ou d dans le proton sont égales aux distributions d ou u dans le neutron, on écrit :

$$\begin{aligned} 2x F_3^{vp} &= x F_3^{vn} \\ x F_3^{\bar{vp}} &= 2x F_3^{\bar{vn}} \end{aligned} \quad (IV-6)$$

car le proton est une combinaison (uud) et le neutron (ddu) et que le neutrino est couplé au quark d et l'antineutrino au quark u. Les fonctions de structure isoscalaires étant définies par :

$$x F_3^{\bar{\nu}} = \frac{x F_3^{\bar{vp}} + x F_3^{\bar{vn}}}{2} \quad (IV-7)$$

pour $x F_3^{\bar{\nu}}$ par exemple.

Pour notre mélange, il faut modifier cette expression, en tenant compte du rapport $S = \text{nombre de neutrons/nombre de protons}$

$$x F_3^{\nu}(S) = \frac{S = 0.805 \quad x F_3^{\bar{vp}} + S x F_3^{\bar{vn}}}{1 + S} \quad (IV-8)$$

en combinant (IV-6), (IV-7) et (IV-8) nous obtenons :

$$\begin{aligned} x F_3^{\nu} &= \frac{3 + 3S}{2 + 4S} \quad x F_3^{\nu}(S) = 1.04 x F_3^{\nu}(S) \\ x F_3^{\bar{\nu}} &= \frac{3 + 3S}{4 + 2S} \quad x F_3^{\bar{\nu}}(S) = 0.97 x F_3^{\bar{\nu}}(S) \end{aligned}$$

Le même raisonnement s'applique à $F_2(x)$, en supposant de surcroît la même distribution des quarks de la mer pour le proton et le neutron. Les expressions (IV-3) deviennent alors :

$$\begin{aligned} N^{\nu} &= \frac{1}{1.04} F_2^{\nu}(N_1 A + N_2^{\nu}) + N_3^{\nu} \frac{1}{1.04} x F_3 \\ N^{\bar{\nu}} &= \frac{1}{0.97} F_2^{\bar{\nu}}(N_1^{\bar{\nu}} A + N_2^{\bar{\nu}}) + N_3^{\bar{\nu}} \frac{1}{0.97} x F_3 \end{aligned}$$

qui fournissent les valeurs de F_2 et $x F_3$:

$$F_2 = \frac{1.04 N^\nu \bar{N}_3^\nu + 0.97 \bar{N}^\nu N_3^\nu}{(N_1^\nu A + N_2^\nu) \bar{N}_3^\nu + (N_1^\nu A + N_2^\nu) N_3^\nu} \quad (IV.9)$$

$$xF_3 = \frac{1.04 N^\nu (\bar{N}_1^\nu A + \bar{N}_2^\nu) - 0.97 \bar{N}^\nu (N_1^\nu A + N_2^\nu)}{(N_1^\nu A + N_2^\nu) \bar{N}_3^\nu + (N_1^\nu A + N_2^\nu) N_3^\nu}$$

Ces relations permettent de déterminer $\langle F_2 \rangle$ et $\langle xF_3 \rangle$ à condition de connaître N^ν et $\bar{N}^\nu$ et de calculer pour les ν et les $\bar{\nu}$ les intégrales de flux N_1, N_2, N_3 .

IV.A.2. Calcul des fonctions de structure F_2 et xF_3

IV.A.2.1. Intégrales de flux

Les quantités N_1, N_2, N_3 sont calculées numériquement, à partir de la connaissance du flux de neutrinos (antineutrinos) dont le spectre a été indiqué au chapitre I. Un programme génère aléatoirement les variables cinématiques : E_ν avec une probabilité déduite du spectre des ν ($\bar{\nu}$), x et y . Les coupures expérimentales sont prises en compte de façon extrêmement simple dans ce calcul :

- l'énergie E_ν du neutrino incident est choisie entre 15 et 150 GeV
- la coupure en impulsion du muon est introduite par le biais de la borne supérieure d'intégration en y , pour chaque E_ν :

$$y_{Max} = \frac{E_\nu - E_\nu^{min}}{E_\nu}$$

où : $E_\mu^{min} = 2 \text{ GeV}$ pour les ν
 $E_\mu^{min} = 5 \text{ GeV}$ pour les $\bar{\nu}$

- la variable x est choisie entre 0 et 1

Les résultats obtenus pour les intégrales de flux $N_1^\nu, N_2^\nu, N_3^\nu$ ainsi que $\bar{N}_1^\nu, \bar{N}_2^\nu, \bar{N}_3^\nu$ sont reportés sur les tables [IV-1] et [IV-2] .

IV.A.2.2. Les fonctions de structure F_2 et xF_3

Le calcul de $\langle F_2(x, q^2) \rangle$ et de $\langle xF_3(x, q^2) \rangle$ est effectué au moyen des formules (IV-9). Les valeurs obtenues sont reportées sur la table [IV-3].

Pour chaque case sont indiquées également les erreurs :

- le premier chiffre correspond à l'erreur statistique
- le deuxième chiffre indique l'erreur systématique provenant de l'incertitude sur la détermination du flux.

Il est aisé de constater que les valeurs de $F_2(x, q^2)$ sont déterminées avec une précision meilleure que celles de $xF_3(x, q^2)$; Ceci est compréhensible en se référant aux formules (IV-9) ; le numérateur de l'expression donnant xF_3 , étant la différence de deux grandeurs, est beaucoup plus sensible aux incertitudes sur ces grandeurs. Par ailleurs l'erreur statistique est évidemment importante dans les cases "marginales" où le nombre d'événements est réduit.

Nous avons également indiqué sur le tableau [IV-3] les valeurs moyennes $\langle x \rangle$ et $\langle q^2 \rangle$ pour chaque domaine. La variation des fonctions de structure en fonction de q^2 , pour les différents domaines disponibles en x , est mise en évidence sur les figures [IV-4] : une dépendance en q^2 apparaît nettement pour F_2 ainsi que pour xF_3 compte tenu des erreurs qui entachent leurs valeurs. Ce comportement est contraire aux prédictions d'invariance d'échelle déduites du modèle des quarks-partons. Nous nous proposons, dans les paragraphes qui suivent, d'interpréter ce fait à la lumière des hypothèses théoriques qui prévoient une telle violation de l'invariance d'échelle, hypothèses déjà exposées au chapitre III.

Cependant, avant d'entamer cette étude, nous avons encore représenté, sur les figures [IV-5] le comportement de F_2 et xF_3 en fonction de la variable x ; ces courbes reproduisent bien les résultats obtenus dans d'autres expériences [IV-] :

- l'influence de la mer pour $x > 0.4$ s'estompe entraînant l'égalité des deux fonctions
- $F_2(x)$ se concentre progressivement vers les petites valeurs de x lorsque q^2 croît.

IV.B. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons vu au chapitre précédent que l'étude des moments des fonctions de structure conduisent à des relations simples permettant de tester les prédictions de la Q.C.D. ; leur utilisation présente cependant un inconvénient expérimental : le calcul des moments nécessite que tout le domaine $0 < x < 1$ soit accessible à l'expérience ce qui n'est jamais le cas du fait des acceptances, coupures, etc... inévitables. La mise en commun de résultats de diverses expériences pour couvrir toutes les valeurs de x présente le risque de l'introduction de biais dans les calculs. Il est donc préférable de faire appel à des comparaisons basées sur les fonctions de structure elles-mêmes, permettant la reconstruction point par point de leur évolution en fonction de q^2 ; dans les pages qui suivent nous présenterons les résultats de l'application de telles méthodes à nos résultats.

IV.B.1. Etude de la partie non-singulet des fonctions de structure

IV.B.1.1. : Sélection des données

Les fonctions de structure non singulet (au sens de $(SU4)_{\text{couleur}}$) permettent, rappelons-le, une interprétation relativement simple en termes de Q.C.D. car leur évolution ne dépend pas de la distribution - inconnue - des gluons.

La fonction $xF_3(x, q^2)$, déterminée par la distribution des quarks de valence, est, entièrement non singulet, pour tout x . L'évolution de $F_2(x, q^2)$ est, nous l'avons vu, influencée par les quarks de la mer pour $x < 0.4$; elle est pratiquement non singulet et égale à xF_3 au-delà ; nous choisirons donc les données de la façon suivante :

$$\begin{array}{ll} 0.02 < x < 0.4 & : xF_3(x, q^2) \\ 0.4 < x < 0.8 & : F_2(x, q^2) \end{array}$$

La limitation $x > 0.02$ est imposée par les difficultés théoriques d'interprétation des résultats dans cette région. Par ailleurs nous n'avons pas retenu les valeurs de xF_3 pour $x > 0.4$ parce qu'elles sont moins précises que F_2 et que l'utilisation simultanée des 2 fonctions dans cette région complique l'analyse des résultats, les deux fonctions étant déterminées à partir des mêmes données.

Quelques cases de la table [IV- 3], à x faible, où les fonctions de structure sont soumises à des incertitudes importantes du fait de la faible

statistique ont été soustraites de l'analyse. Enfin, l'erreur systématique, provenant principalement de la détermination du flux de neutrinos et intervenant seulement sur la normalisation des fonctions de structure mais non sur leur évolution en q^2 , n'a pas été prise en compte dans les ajustements.

De Rujula et al. [IV- 3] ont montré que les corrections radiatives pouvaient, dans certains cas, influencer de façon importante les phénomènes de violation du "scaling" :

L'émission d'un photon non vu par le muon ou un hadron chargé modifie les diagrammes de Feynmann de la figure [III-1] ; les effets correspondants sont calculables, si on se limite à la correction dominante : l'émission par le muon d'un photon colinéaire à sa trajectoire : la section efficace différentielle sans corrections radiatives $d^2\sigma_{SCR}/dx dy$ est liée à la grandeur observée $d^2\sigma_{obs}/dx dy$ par :

$$\frac{d^2\sigma_{obs}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma_{SCR}}{dx dy} + \frac{\alpha}{2\pi} \ln\left(\frac{2ME_\nu(1-y+xy)^2}{m_\mu^2}\right) F(x,y)$$

$F(x,y)$ étant calculé dans la référence [IV- 3]

Cet effet conduit donc à une modification de la distribution (x, q^2) des événements ; la correction correspondante a été étudiée au sein de la collaboration [IV- 4], en générant par Monte Carlo une répartition (x, q^2) modifiée et en calculant case par case le facteur de correction. Il apparaît que la modification apportée par cette correction est très faible (de l'ordre de 2 %) sauf dans la région à grand x et petit q^2 où elle peut atteindre 10 %, valeur avoisinant l'erreur statistique : une correction sera donc nécessaire dans cette région : les facteurs correctifs sont indiqués sur la table [IV- 6].

IV.B.1.2. Comparaison avec les prédictions de la Q.C.D.

La méthode utilisée pour cette étude est celle proposée par Gonzalez-Arroyo, C.Lopez et Yndurain [IV- 5] : elle consiste à recalculer les fonctions de structure à partir de leurs moments, par inversion de l'équation (III- 18) : La fonction $F(x,t)$ pour une valeur de x et de $t = \ln q^2/\Lambda^2$ donnée est recalculée par :

$$F_{NS}(x,t) = \int_x^1 dy. B(x,y,R).F_{NS}(y,t_0) \quad (IV-10)$$

où $F_{NS}(y, t_0)$ est la valeur de la fonction de structure en un point de référence où le moment de transfert est q_0^2 et $t_0 = \ln q_0^2 / \Lambda^2$; pour des raisons liées à la technique de calcul ce point doit correspondre à la borne inférieure du domaine en q^2 étudié.

Dans l'expression (IV-10), r désigne la grandeur :

$$r = \frac{16}{3\beta_0} \ln(t/t_0)$$

et les kernels $B(x, y, r)$ sont définis par :

$$B(x, y, r) = \frac{x}{y^2} e^{(3/4-C)} \sum_{j=0}^{\infty} G_j(r) \frac{(\ln y/x)^{r+j-1}}{r(r+j)}$$

C = constante d'Euler

$G_j(r)$ représente des polynômes en r , de degré j , qui ont été explicitement calculés par Gross [IV-9] ; par exemple :

$$\begin{aligned} G_0(r) &= 1 \\ G_1(r) &= -\frac{r}{2} \\ G_2(r) &= r \frac{(3r+14)}{24} \text{ etc.....} \end{aligned}$$

La méthode nécessite de paramétriser la forme de la fonction $F_{NS}(x_1 t_0)$; on choisit :

$$F_{NS}(x, q_0^2) = C_0 x^\alpha (1-x)^\beta \quad (\text{IV-11})$$

C_0 étant une constante de normalisation qui dépend de l'ordre de Q.C.D. (1er ordre ou 2ème ordre du calcul perturbatif) auquel on se limite :

Au premier ordre C est donné par :

$$C = C_0 \frac{\Gamma(\alpha + \beta + 1)}{\Gamma(\alpha) \Gamma(\beta + 1)} = C_0 \int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta dx \quad (\text{IV-12})$$

Etant donné qu'il s'agit ici de la fonction de structure xF_3 pratiquement, la règle de somme de Gross-Llewellyn-Smith impose que :

$$C_0 = 3$$

Au 2ème ordre C est défini de façon analogue

$$C = C_1 \frac{\Gamma(\alpha + \beta + 1)}{\Gamma(\alpha) \Gamma(\beta + 1)}$$

mais C_1 est maintenant défini par :

$$C_1 = C_0 \left(1 - \frac{\alpha_s(q_0^2)}{\pi}\right) \quad (IV-13)$$

$\alpha_s(q_0^2)$ étant la constante de couplage effective au 2ème ordre. La valeur de Λ dans ce cas dépend du schéma de renormalisation $\overline{MS}$ ou $\overline{MS}$ utilisé : dans le cas des auteurs [IV- 5] il s'agit du schéma $\overline{MS}$; le schéma $\overline{MS}$ étant plus usuellement utilisé par les expériences, nous donnerons cependant les résultats concernant $\Lambda_{\overline{MS}}$; la relation entre les 2 valeurs a été donnée au chapitre III : on obtient :

$$\Lambda_{\overline{MS}} \approx 2,66 \Lambda_{\overline{MS}}$$

Pour les 2 ordres, Λ , α et β sont des paramètres laissés libres, et la procédure d'ajustement des données consiste à minimiser une χ^2 en comparant les valeurs expérimentales aux fonctions de structure théoriques.

La valeur de C_0 est fixée à 3 pour réduire le nombre de paramètres ; nous nous sommes cependant préalablement assurés, en le laissant varier, que sa valeur ajustée est parfaitement compatible avec 3.

Le nombre de saveurs, qui intervient dans les formules, a été pris égal à 3, la contribution du charme étant négligeable ; les résultats sont, de toutes façons, peu sensibles à ce facteur.

Les résultats des ajustements au 1er et au 2ème ordre sont rassemblés sur la table [IV- 7].

Les erreurs indiquées correspondent à une variation $\chi_{\min}^2 \rightarrow \chi_{\min}^2 + 1$

Pour l'étude des prédictions de la Q.C.D. nous nous sommes limités au domaine $q^2 > 2 \text{ (GeV/c)}^2$; en effet, pour des valeurs plus basses de q^2 , la constante de couplage effective α_s croît de façon considérable, rendant les calculs perturbatifs de la Q.C.D. sujets à caution.

Les valeurs α et β sont relativement stables pour les deux limites inférieures en q^2 et sont comparables pour le 1er et pour le 2è ordre ; le paramètre Λ croît lorsque $q_{\min}^2$ augmente mais les valeurs restent compatibles dans la limite des erreurs.

Les courbes théoriques obtenues sont superposées aux points expérimentaux sur la figure [IV-8].

IV.B.1.3. Etude des corrections liées à la masse de la cible

Rappelons que l'introduction de cette correction revient à remplacer la variable x par la variable de Nachtmann ξ définie au chapitre III (formule III-20), la relation entre $F(\xi, q^2)$ et $F(x, q^2)$ étant donnée par la relation (III-21). La validité de cette méthode donne encore lieu à controverse sur le plan théorique mais nous l'utiliserons néanmoins, faute d'une autre formulation disponible.

Avant d'entamer l'étude de l'influence de ce facteur sur les violations de "scaling", nous examinerons dans quelle mesure il intervient sur nos résultats expérimentaux : Sur la figure [IV-9] est représenté le domaine cinématique (x, q^2) couvert par notre expérience ; il est limité d'une part par les bornes en q^2 que nous avons introduites ($0.5 < q^2 < 50 \text{ (GeV/c)}^2$) et, d'autre part, par la coupure en énergie du neutrino ($E_\nu < 150 \text{ GeV}$) déjà mentionnée au chapitre II. Les points expérimentaux, de coordonnées $\langle x \rangle$ et $\langle q^2 \rangle$ de chaque case pour lesquelles les fonctions de structure sont calculées, sont indiqués également.

La limite inférieure $q^2 \geq 2$ appliquée aux ajustements Q.C.D. apparaît aussi sur la figure.

Les deux lignes délimitant des régions à grand x et petit q^2 symbolisent respectivement :

- a- le domaine où le nombre de saveurs est limité à 3 c'est-à-dire où la production du charme n'est pas permise.
- b- le domaine d'influence des corrections de masse
- a- le "seuil de saveurs" correspond en fait à une coupure sur la masse invariante :

En prenant pour seuil de production du charme $m_c = 3 \text{ GeV}$ et en imposant : $W > m_c$
 x étant donné par $x = \frac{q^2}{W^2 - M^2 + q^2}$ (cf. chapitre III)

on obtient la limitation : $x < x_c$
 où $x_c = \frac{q^2}{q^2 + (9 - M^2)}$

qui concerne en fait un seul point expérimental.

- b - Pour étudier le domaine d'influence des corrections de masse nous avons fait l'hypothèse que ces effets sont négligeables lorsque :

$$\frac{x - \xi}{x} < 0.05$$

c'est-à-dire que la différence relative entre x et ξ ne peut pas être mise en évidence, étant petite par rapport à l'erreur expérimentale : on constate que 6 valeurs des fonctions de structure peuvent être modifiées par cet effet. Nous avons effectué un ajustement semblable au précédent, au moyen de la méthode de G.A.L.Y., en éliminant ces points de données ; le résultat, indiqué sur la table [IV-10] montre que la valeur de Λ_{QCD} baisse sensiblement et devient compatible avec zéro ; il apparaît donc clairement que les corrections de masse contribuent pour une part à la variation des fonctions non singulet en fonction de q^2 .

Un calcul incluant toutes les données peut être fait, en incorporant les corrections de masse dans la méthode : dans ce cas ce sont les fonctions de structure dépendant de ξ , $F(\xi, q^2)$ qui obéissent à l'équation d'Altarelli-Parisi;

on n'observe plus, dans ce cas, de minimum de χ^2 , sa valeur décroissant régulièrement avec Λ qui est donc tout à fait compatible avec zéro, confirmant ainsi le résultat précédent.

Pour isoler l'influence de la correction de masse des effets proprement Q.C.D., un moyen simple consiste à supposer qu'il y a invariance d'échelle pour les fonctions $F(\xi, q^2)$, c'est-à-dire que la fonction non singulet a , pour tout q^2 (et non seulement pour une valeur q_0^2 de référence), la forme :

$$F(\xi) = C \xi^\alpha (1 - \xi)^\beta$$

et en recalculant $F_{\text{NS}}(x, q^2)$ à partir de la relation (III-21). Les courbes obtenues sont superposées aux points expérimentaux sur la figure [IV-11]. Il apparaît que la contribution de cet effet peut, à elle seule, rendre compte des violations du "scaling".

IV.B.2. Etude combinée des parties non-singulet et singulet des fonctions de structure.

Dans toute la partie précédente nous n'avons étudié que la partie non-singulet des données, celle-ci étant, rappelons-le, plus aisée à étudier car elle ne nécessite aucune hypothèse sur la distribution des gluons. Le prix de cette simplification, cependant, est que plus de la moitié des résultats expérimentaux ne sont pas utilisés, en particulier les valeurs de $F_2(x, q^2)$ généralement plus précises que xF_3 . Pour pallier à cette perte d'information, plusieurs auteurs [IV-7] [IV-8] proposent de paramétriser l'évolution des fonctions de structure sous une forme qui soit compatible avec les prédictions connues de la Q.C.D. ; dans les pages qui suivent, nous reprendrons l'analyse de nos données à partir de la paramétrisation proposée par C.Lopez et F.J. Yndurain [IV-7].

IV.B.2.1. Principe de la méthode

La forme paramétrique générale des fonctions de structure est la suivante :

$$F(x, q^2) = \left[\frac{B}{(\alpha(q^2))^d} (x^\lambda - x^\mu) + \frac{A}{(\alpha(q^2))^{d_0}} \frac{\Gamma(\nu_0 + 1)}{\Gamma(\nu(\alpha) + 1)} x^\mu \right] \cdot (1-x)^{\nu(\alpha)} \quad (\text{IV-14})$$

les paramètres A, B, λ, μ, ν étant différents suivant qu'on considère la partie non singulet $F_{NS}(x, q^2)$ ou singulet $F_S(x, q^2)$, au 1er ou au 2ème ordre du calcul perturbatif Q.C.D. Pour éviter ici une énumération fastidieuse nous avons regroupé les formules déterminant les différents paramètres dans l'appendice B.

La paramétrisation ci-dessus a été choisie de façon à reproduire exactement le comportement des fonctions de structure aux limites du domaine physique accessible, soit pour x tendant vers 0 ou vers 1 : ceci entraîne que, selon les auteurs, $\lambda_{\text{singulet}} < 1$, $\nu_{\text{singulet}} > -1$. D'autre part A_{NS} (non singulet) et B_{NS} doivent satisfaire la règle de somme de Gross-Llewellyn-Smith

Cette méthode de calcul des fonctions de structure comporte 8 paramètres libres : $\Lambda_{QCD}, \nu_0, \lambda_{NS}, B_{NS}, \lambda_S, A_S, B_S$ lorsqu'on ajuste de façon conjointe les parties singulet et non singulet, plus les facteurs J_{NS} et J_S intervenant dans l'expression de μ_{NS} et μ_S ; cependant, J_{NS} peut être pris égal à 3, à cause de la règle de somme précédente.

IV.B.2.2. Résultats

a) Prédictions Q.C.D.

Nous avons étudié les résultats obtenus au moyen de cette paramétrisation dans la région, définie dans les paragraphes précédents, où les corrections de masse ont une influence négligeable, de façon à isoler les prédictions de la Q.C.D. Les résultats obtenus, au 1er et au 2ième ordre sont reportés sur les tables [IV-12] . Les courbes théoriques sont superposées aux points expérimentaux sur la figure [IV-13] pour les fonctions $F_2(x, q^2)$ et $xF_3(x, q^2)$; les résultats sont compatibles avec ceux obtenus au moyen de la 1ère méthode, basée sur l'inversion de l'équation des moments pour la partie non singulet ; en particulier, la valeur de Λ est en accord avec la valeur précédemment déterminée ainsi que le paramètre λ_{NS} , équivalent à α . La valeur de χ^2 minimale obtenue est bonne, malgré le nombre élevé de paramètres.

b) Influence des termes de Twist-4

Le calcul basé sur la paramétrisation des fonctions de structure se prête mieux que la première méthode employée à l'étude de l'influence des termes de Higher Twist (la technique de calcul précédente exige de fixer la valeur des fonctions de structure pour la borne inférieure du domaine en q^2 étudié, ce qui est contradictoire avec la mise en évidence d'une contribution du terme de Twist-4). L'expression de $F(x, q^2)$ a été modifiée conformément aux équations (III-19), $\mu^2(x)$ ayant la forme :

$$\frac{h_4 x^\alpha}{(1-x)^\alpha} \quad \alpha = 1,2$$

déjà définie au chapitre III, et utilisée par la plupart des expériences pour la détermination du terme h_4 , paramètre libre dans nos calculs. La forme particulière

$$\frac{h_4}{1-x}$$

a également été envisagée, faute de prédictions théoriques précises ; les résultats des ajustements réalisés dans ces conditions sont résumés sur les tables [IV-14] pour les valeurs de paramètre et sur les figures [IV-15]

pour la comparaison aux données expérimentales. Il apparaît que, au vu de ces résultats, la contribution du terme de Twist-4 est généralement négative ; ce fait, lié à la variation plus lente à petit q^2 qu'à grand q^2 des fonctions de structure, en particulier pour les grandes valeurs de x , semble signifier que l'influence du Higher Twist tend à compenser, à faible q^2 , celle prévue par la Q.C.D. Faute de prédictions théoriques plus précises, ces résultats sont à considérer avec une certaine prudence. C'est pour cette raison, et pour comparer nos conclusions à celles d'autres expériences que, dans le paragraphe suivant, nous résumerons les conclusions d'études analogues, faites par d'autres collaborations, sur les violations d'invariance d'échelle dans les interactions de neutrinos ou de leptons chargés.

IV.C. Comparaison avec d'autres expériences :

Nous comparons, dans ce paragraphe, nos résultats à ceux publiés par d'autres collaborations et concernant la détermination des fonctions de structure - faibles ou électromagnétiques - et l'interprétation des variations observées en fonction de q^2 .

La comparaison des valeurs obtenues pour les fonctions de structure est rendue délicate du fait que les domaines en (x, q^2) étudiés sont assez différents ; il nous a donc semblé préférable d'examiner les résultats des ajustements effectués, à partir des prédictions Q.C.D. ou "Higher Twist".

La table [IV-16] résume les valeurs publiées depuis 1978, en précisant les conditions pour lesquelles elles ont été obtenues (les abréviations désignant les différentes collaborations sont précisées dans les références correspondantes). On observe une bonne compatibilité entre nos valeurs et celles des autres expériences ; la valeur de Λ a connu une décroissance au fur et à mesure de l'apparition de nouveaux résultats ; elle est cependant rarement compatible avec zéro, ce qui semble être une indication sérieuse de la validité de la Q.C.D.

Rappelons que notre détermination des fonctions de structure a été faite dans un domaine rarement atteint par les autres expériences, domaine où la variation prédite par la Q.C.D. est très sensible mais où interviennent également les effets des corrections de masse et du Twist-4.

Un ajustement conjoint de nos données et des données CDHS a été effectué [IV-11] au moyen de la paramétrisation déjà citée permettant de préciser la valeur de Λ hors de l'influence des autres facteurs : la valeur obtenue est indiquée à la fin de la table.

Les résultats concernant la contribution du Twist-4 sont reportés sur la table [IV-17] [IV-12] : on ne peut certainement pas conclure à une homogénéité des résultats dans ce cas ; il faut certainement, comme nous l'avons déjà dit, considérer ces études comme préliminaires, faute d'indications théoriques plus précises ; remarquons cependant que l'apparition d'un terme h_4 négatif est claire dans beaucoup des résultats présentés.

Référence du chapitre IV

- IV-1 : J.G.H.DE GROOT et al. : Zeitsch. für Phys.C1, 143 (1979).
- IV-2 : Voir les résultats cités sous [III-7]
- IV-3 : A.DE RUJULA, R.PETRONZIO, A.SAVOY-NAVARRO, Nucl. Phys. B154, 391 (1979).
- IV-4 : M.DEWITT : Thèse de Doctorat, Université Libre de Bruxelles (1982)
- IV-5 : A.GONZALEZ-ARROYO, C.LOPEZ, F.J.YNDURAIN : Nucl. Phys. B153, 161 (1979).
- IV-6 : P.C.BOSETTI et al. : Nucl. Phys. B142, 1 (1978)
- IV-7 : C.LOPEZ et F.J.YNDURAIN : Nucl. Phys. B171, 231 (1980).
C.LOPEZ et F.J.YNDURAIN : Nucl. Phys. B183, 157 (1981)
- IV-8 : A.J.BURAS et K.J.F.GAEMERS : Nucl. Phys. B132, 249 (1978).
- IV-9 : D.J.GROSS : Phys.Rev.Lett. 32, 1071 (1974).
- IV-10 : Références des résultats concernant les violations de scaling et leur interprétation :
- 1) P.C.BOSETTI et al. : Nucl. Phys. B142, 1 (1978)
(collaboration BEBC (Big European Bubble Chamber))
 - 2) B.A.GORDON et al. Phys.Rev.D20, 2645 (79)
(CHIO : Chicago-Harward-Illinois-Oxford)
 - 3) J.G.H.DE GROOT et al., Phys.Lett. 82B, 292 (79)
Phys.Lett. 82B, 456 (79)
(C.D.H.S. = CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay)
 - 4) J.WOTSCHAK : International Symposium on Lepton and Photon Interactions - Bonn 1981
 - 5) J.J.AUBERT et al. : Phys.Lett.105B, 315, 322 (1981)
 - 6) D.BOLLINI et al. : Phys.Lett. 104B
(BCDMS = Bologna-CERN-Dubna-Münich-Saclay)
- IV-11 : "Global calculation of deep inelastic processes with QCD to second order", B.ESCOUBES, M.J.HERRERO, C.LOPEZ, F.J.YNDURAIN (à paraître)
- IV-12 : J.MORFIN : communication à la conférence neutrino 1982 Balaton (Hongrie)

TABLE IV-1

Intégrales de Flux pour les Neutrinos

Pour chaque case :

1ère ligne	N_1^v
2ème ligne	N_2^v
3ème ligne	N_3^v

$q^2 \begin{smallmatrix} \nearrow \\ \downarrow \end{smallmatrix}$	$x \rightarrow$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5-2.		10.06	37.21	3.96	0.74	0.26	0.18	0.06
		13.68	173.56	139.81	91.99	65.57	95.04	66.44
		17.75	98.99	28.08	10.16	5.09	5.18	2.52
2.-5.		1.08	45.98	40.91	10.91	3.77	2.69	0.93
		0.67	75.08	168.32	143.69	114.10	172.92	127.31
		1.55	85.81	107.70	49.54	26.25	27.28	13.87
5.-10.		0.0	15.90	51.88	46.48	26.13	20.59	7.13
		0.0	16.79	84.38	127.98	132.19	230.76	184.31
		0.0	26.01	97.02	105.55	76.46	87.80	46.41
10.-20.		0.0	5.29	26.07	48.27	56.72	93.58	52.74
		0.0	3.39	30.17	66.94	100.76	256.09	264.65
		0.0	7.69	43.08	85.52	109.54	211.86	153.78
20.-30		0.0	0.28	7.74	13.78	22.53	63.36	66.80
		0.0	0.05	5.77	15.63	27.34	94.01	135.93
		0.0	0.32	11.72	23.06	38.15	115.02	135.85
30.-50.		0.0	0.0	3.12	10.69	14.90	49.14	73.95
		0.0	0.0	1.15	8.31	16.50	59.00	100.51
		0.0	0.0	4.05	16.40	24.94	83.06	130.19

Table IV-2

Intégrales de flux pour les antineutrinos

Pour chaque case : 1ère ligne : $N_1^{\bar{\nu}}$
 2ème ligne : $N_2^{\bar{\nu}}$
 3ème ligne : $N_3^{\bar{\nu}}$

$q_{\downarrow}^{2 \times \rightarrow}$	0.-0.02	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5-2.	13.91	82.21	12.09	2.34	0.82	0.56	0.19
	22.06	450.33	314.84	261.57	193.57	268.08	189.96
	26.62	245.69	84.01	30.90	15.84	15.41	7.69
2.-5.	0.78	75.42	88.92	32.43	11.71	8.38	2.90
	0.50	149.83	425.22	388.18	314.60	480.04	357.93
	1.14	156.60	261.58	143.90	77.89	81.49	41.64
5.-10.	0.0	18.92	87.25	91.76	61.83	59.24	21.45
	0.0	20.78	166.50	296.77	331.57	623.18	506.67
	0.0	32.11	179.61	232.18	193.70	251.00	136.07
10.-20	0.0	3.90	34.16	76.04	97.34	186.00	126.31
	0.0	2.57	39.09	119.14	209.88	605.37	684.38
	0.0	5.76	58.79	145.75	210.13	472.37	397.67
20.-30	0.0	0.10	6.13	17.14	33.73	105.18	121.17
	0.0	0.02	4.41	18.35	42.89	179.35	296.11
	0.0	0.12	9.28	28.86	60.08	208.27	275.48
30.-50	0.0	0.0	1.64	8.92	16.96	71.38	118.27
	0.0	0.0	0.66	6.62	17.08	86.36	182.00
	0.0	0.0	2.18	13.62	28.09	125.01	225.49

Table IV-3

Fonctions de Structure

1ère ligne : $F_2(x, q^2) \pm \Delta F_{2stat} \pm \Delta F_{2syst}$ 2ème ligne : $x F_3(x, q^2) \pm \Delta x F_{3stat} \pm \Delta x F_{3syst}$
 3ème ligne : $< x >$ 4ème ligne : $< q^2 >$

q^2	$x \rightarrow$	0.	$\rightarrow$	0.02	0.02	$\rightarrow$	0.1	$\rightarrow$	0.2	0.2	$\rightarrow$	0.3	$\rightarrow$	0.4	0.4	$\rightarrow$	0.6	$\rightarrow$	0.8
0.5		1.59+0.17+0.12 0.25+0.22+0.03 -0.014 0.54		1.31+0.05+0.13 0.61+0.10+0.06 0.058 1.12		1.22+0.06+0.12 1.03+0.27+0.20 -0.141 1.223		0.81+0.05+0.08 0.42+0.47+0.20 -0.243 1.295		0.53+0.06+0.03 0.54+0.69+0.05 -0.343 1.28		0.20+0.03+0.03 0.49+0.55+0.05 -0.474 1.326		0.08+0.02+0.01 0.81+0.56+0.01 0.682 1.143					
2.				1.55+0.08+0.12 0.99+0.10+0.1 0.057 2.50		1.22+0.06+0.12 0.63+0.09+0.08 -0.148 3.282		0.90+0.05+0.08 0.68+0.14+0.07 -0.249 3.402		0.62+0.05+0.06 0.52+0.18+0.04 -0.346 3.315		0.28+0.04+0.02 0.22+0.14+0.03 -0.469 3.403		0.09+0.01+0.01 0.08+0.09+0.01 0.663 3.223					
5.				1.76+0.16+0.20 0.91+0.19+0.11 0.073 6.43		1.29+0.07+0.09 0.88+0.09+0.08 -0.155 6.834		0.99+0.05+0.08 0.77+0.08+0.07 -0.249 7.048		0.62+0.4+0.06 0.58+0.09+0.5 -0.347 7.186		0.23+0.03+0.02 0.23+0.05+0.01 -0.478 7.285		0.06+0.01+0.01 0.06+0.04+0.01 0.683 7.200					
10.				1.07+0.42+0.1 0.15+0.37+0.1 0.08 12.83		1.24+0.10+0.08 0.98+0.12+0.06 -0.162 13.149		0.94+0.06+0.06 0.70+0.08+0.06 -0.251 13.409		0.58+0.04+0.05 0.47+0.06+0.04 -0.351 13.167		0.25+0.04+0.02 0.27+0.04+0.02 -0.486 13.885		0.05+0.01+0.005 0.05+0.01+0.006 0.681 14.315					
20.						1.01+0.16+0.08 0.60+0.17+0.06 -0.153 24.048		0.76+0.1+0.08 0.45+0.12+0.04 -0.247 24.230		0.57+0.08+0.05 0.45+0.09+0.05 -0.349 23.277		0.23+0.03+0.02 0.21+0.04+0.02 -0.479 24.164		0.05+0.01+0.005 0.06+0.02+0.006 0.696 25.539					
30.								0.66+0.16+0.05 0.54+0.16+0.05 -0.260 37.525		0.43+0.07+0.03 0.31+0.08+0.02 -0.337 38.499		0.21+0.03+0.02 0.22+0.04+0.02 -0.490 36.803		0.03+0.01+0.003 0.03+0.01+0.002 0.670 33.963					
50.																			

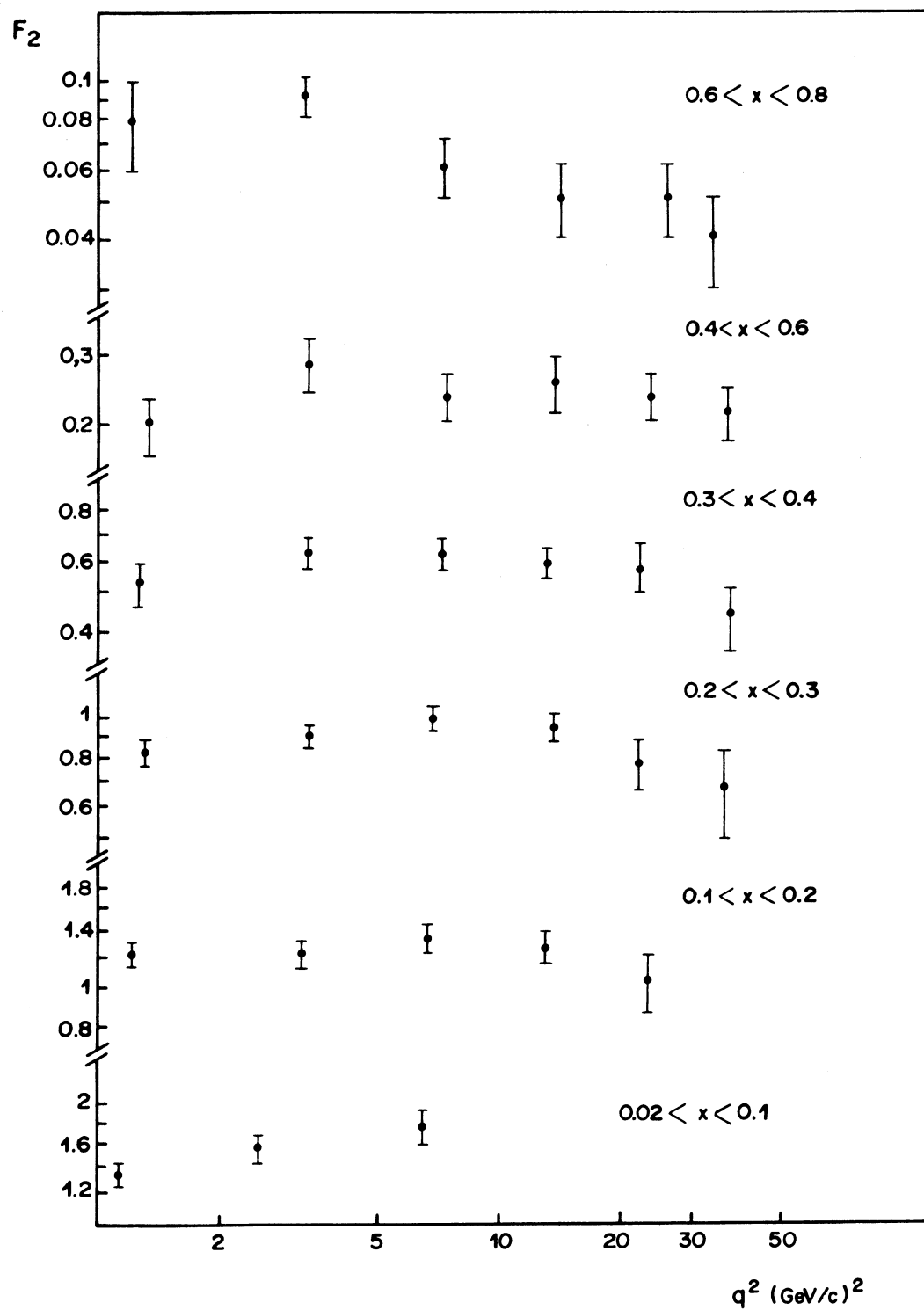


Figure IV-4 : 1) Variation de F_2 en fonction de q^2

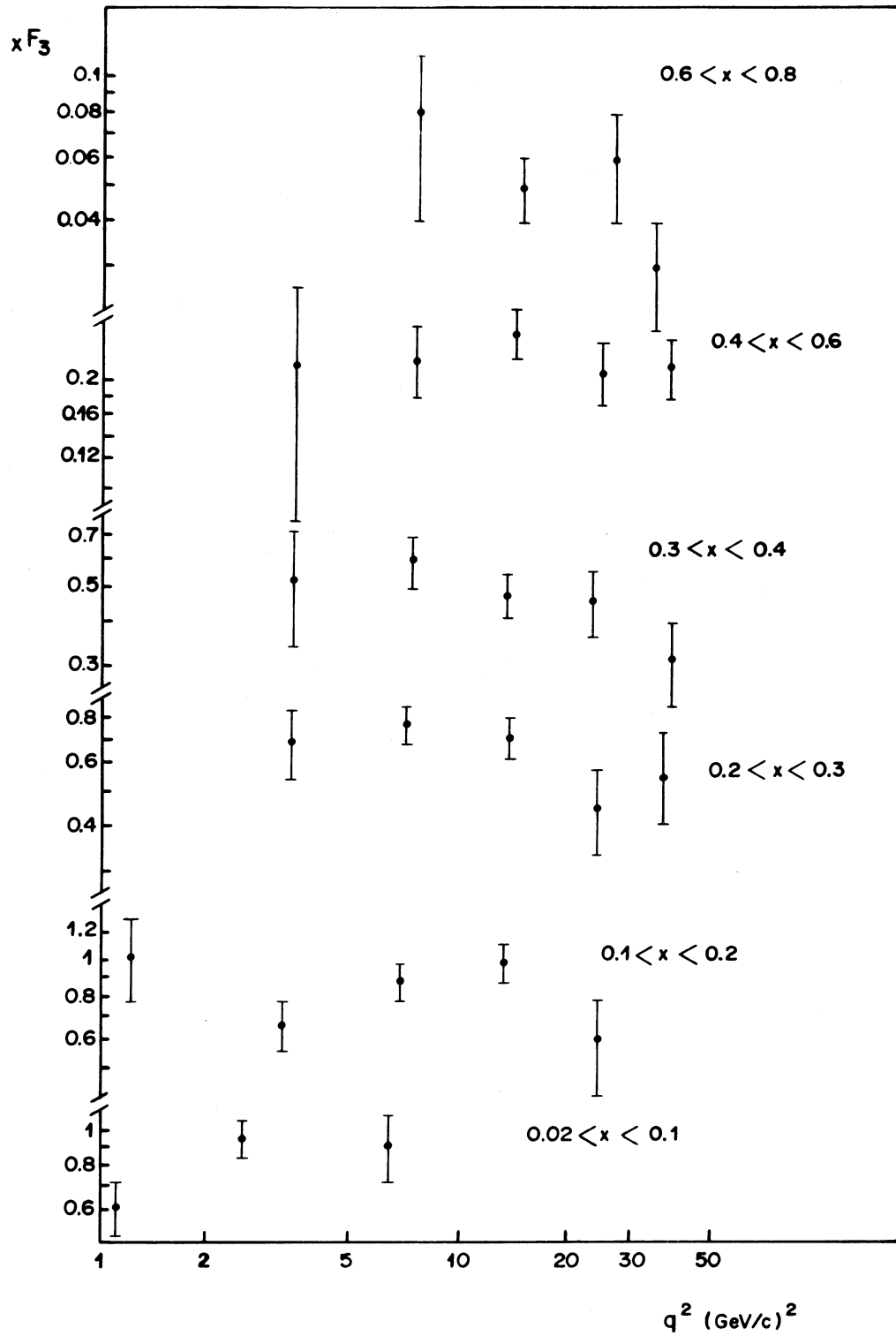


Figure IV-4 : 2) Variation de xF_3 en fonction de q^2

$\bullet$ F_2 $\times$ xF_3

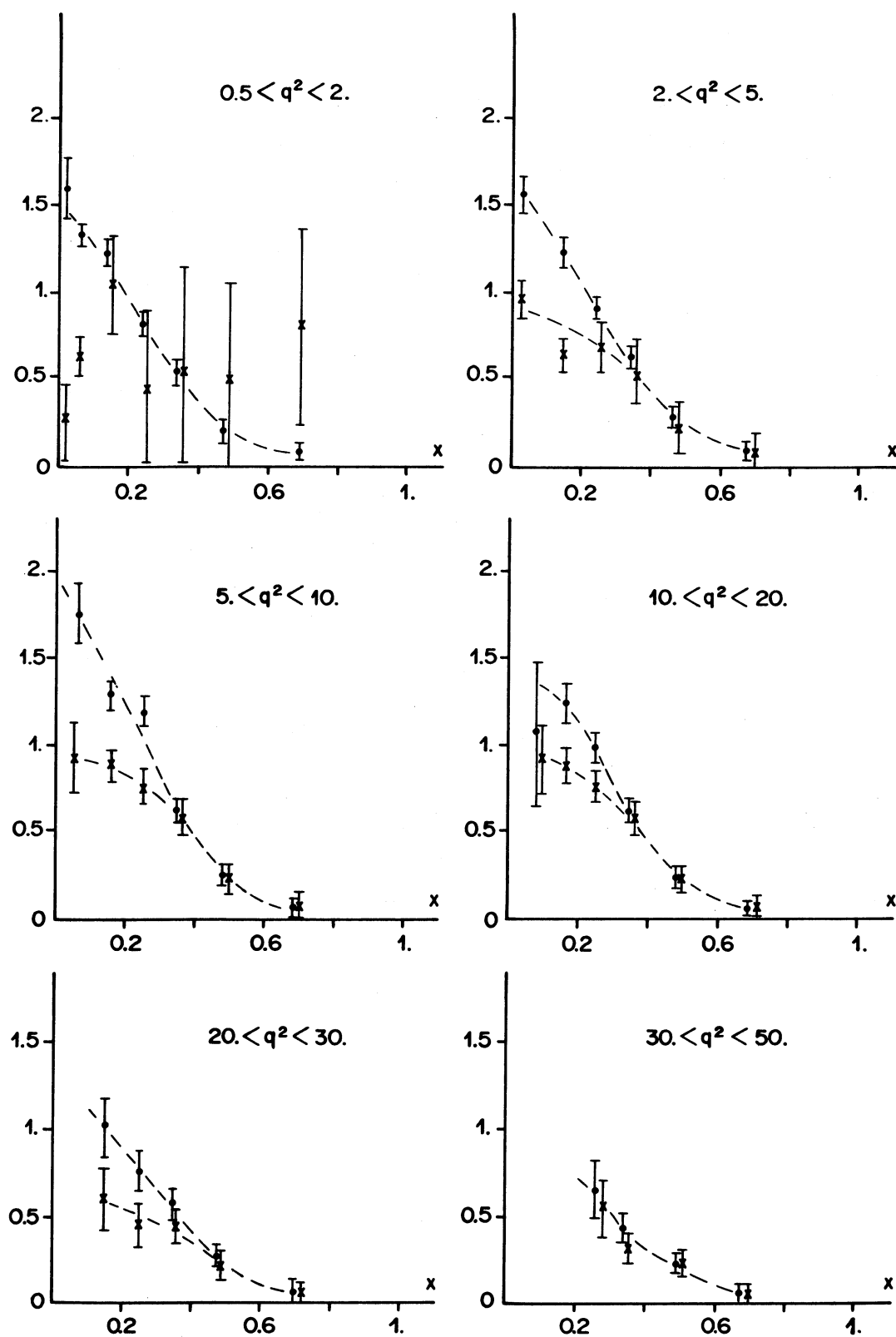


Figure IV-5 : F_2 et xF_3
en fonction de x

Table IV-6 : Corrections radiatives électromagnétiques : rapport du nombre d'événements observés si les effets radiatifs n'existaient pas au nombre d'événements réellement observés.

x Q^2 (GeV/c) ²	0.02-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8
0.5-2	0.96	1.01	1.04	1.06	1.06	1.13
	0.97	1.01	1.05	1.07	1.05	1.14
2-5	0.95	0.99	1.01	1.03	1.06	1.10
	0.96	0.99	1.02	1.04	1.04	1.08
5-10	0.97	0.99	1.01	1.02	1.04	1.06
	0.97	0.98	1.01	1.02	1.03	1.07
10-20		0.98	0.99	1.02	1.03	1.06
		0.98	1.00	1.01	1.02	1.05
20-50		1.00	1.00	1.01	1.02	1.07
		0.98	1.00	1.02	1.02	1.04

1ère ligne : $\bar{\nu}$

2ème ligne : ν

Table IV-7

Valeurs des paramètres obtenues dans l'ajustement de la partie non singulet des fonctions de structure

1) 1er ordre

	α	β	Λ	χ^2/nd
$q^2 > 2$	0.573 ± 0.033	3.28 ± 0.14	$0.2 \begin{smallmatrix} + 0.1 \\ - 0.07 \end{smallmatrix}$	33.9/22
$q^2 > 5$	0.583 ± 0.038	3.49 ± 0.17	$0.45 \begin{smallmatrix} + 0.3 \\ - 0.3 \end{smallmatrix}$	17.3/16

2) 2ème ordre

	α	β	$\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$	χ^2/nd
$q^2 > 2$	0.606 ± 0.03	3.24 ± 0.14	$0.36 \begin{smallmatrix} + 0.13 \\ - 0.24 \end{smallmatrix}$	36.2/22
$q^2 > 5$	0.613 ± 0.04	3.51 ± 0.18	$0.53 \begin{smallmatrix} + 0.39 \\ - 0.37 \end{smallmatrix}$	18.5/16

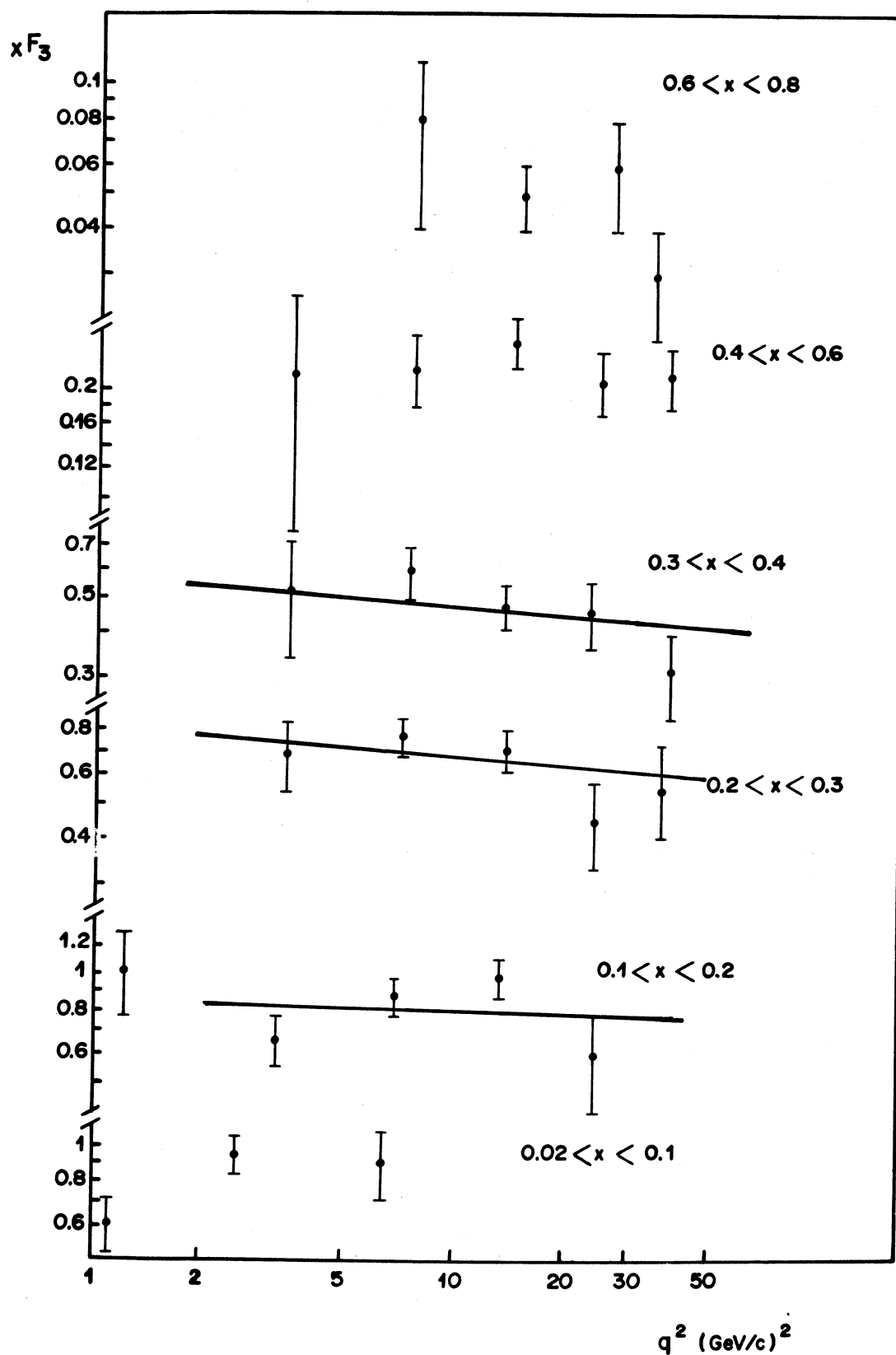


Figure IV-8 : Ajustement q.c.D : xF_3 $x < 0.4$

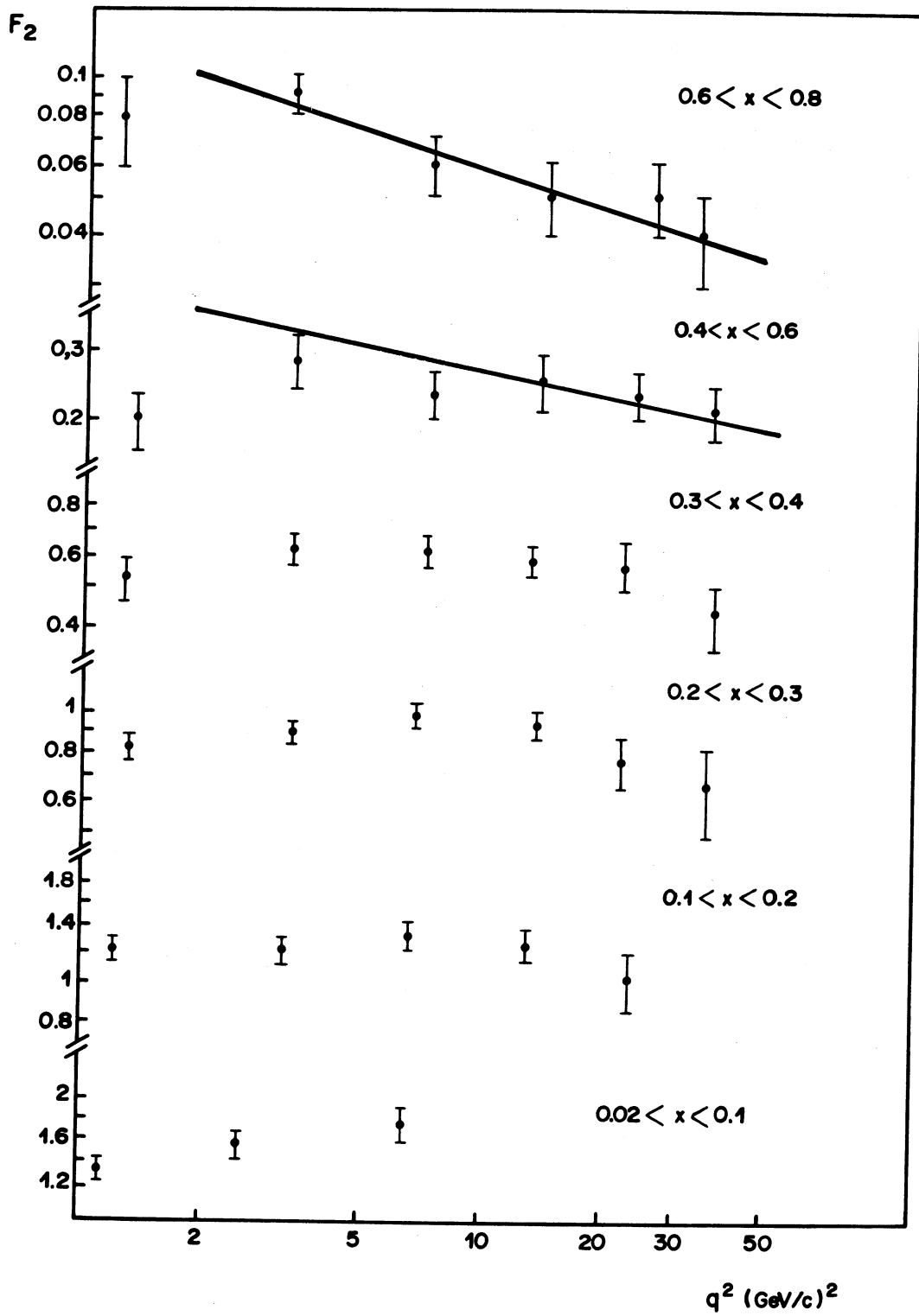


Figure IV-8 : Ajustement q.c.D de F_2 $x > 0.4$

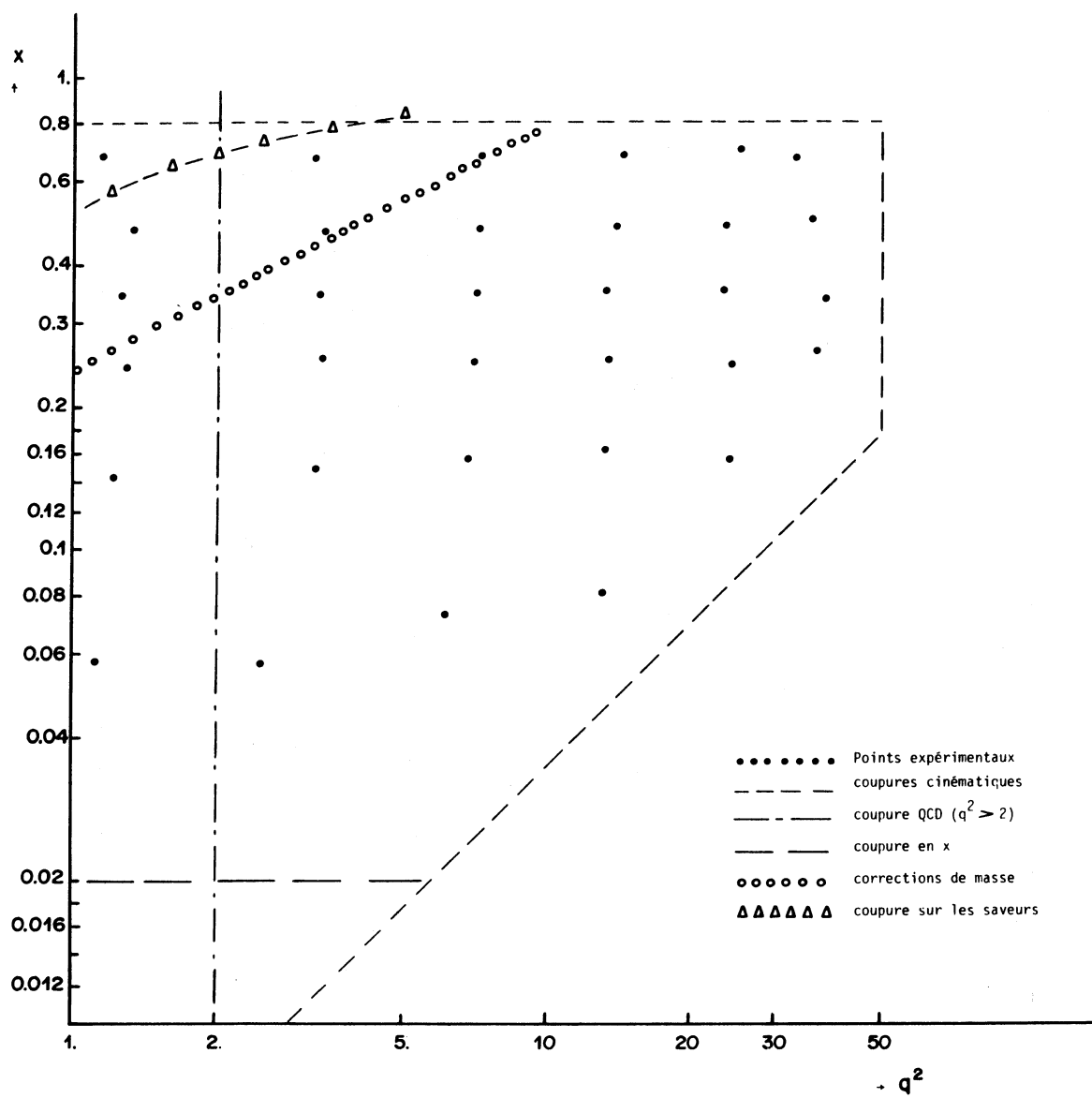


Figure IV-9

Table IV-10

Ajustement Q.C.D. obtenu en éliminant la région d'influence des corrections de masse

α	β	Λ	χ^2/nd
0.57 ± 0.03	3.46 ± 0.18	0.1 ± 0.26 $- 0.1$	36.2/22

(Au 2ème ordre on n'obtient plus de $\chi^2_{\min}$ pour $\Lambda \neq 0$)

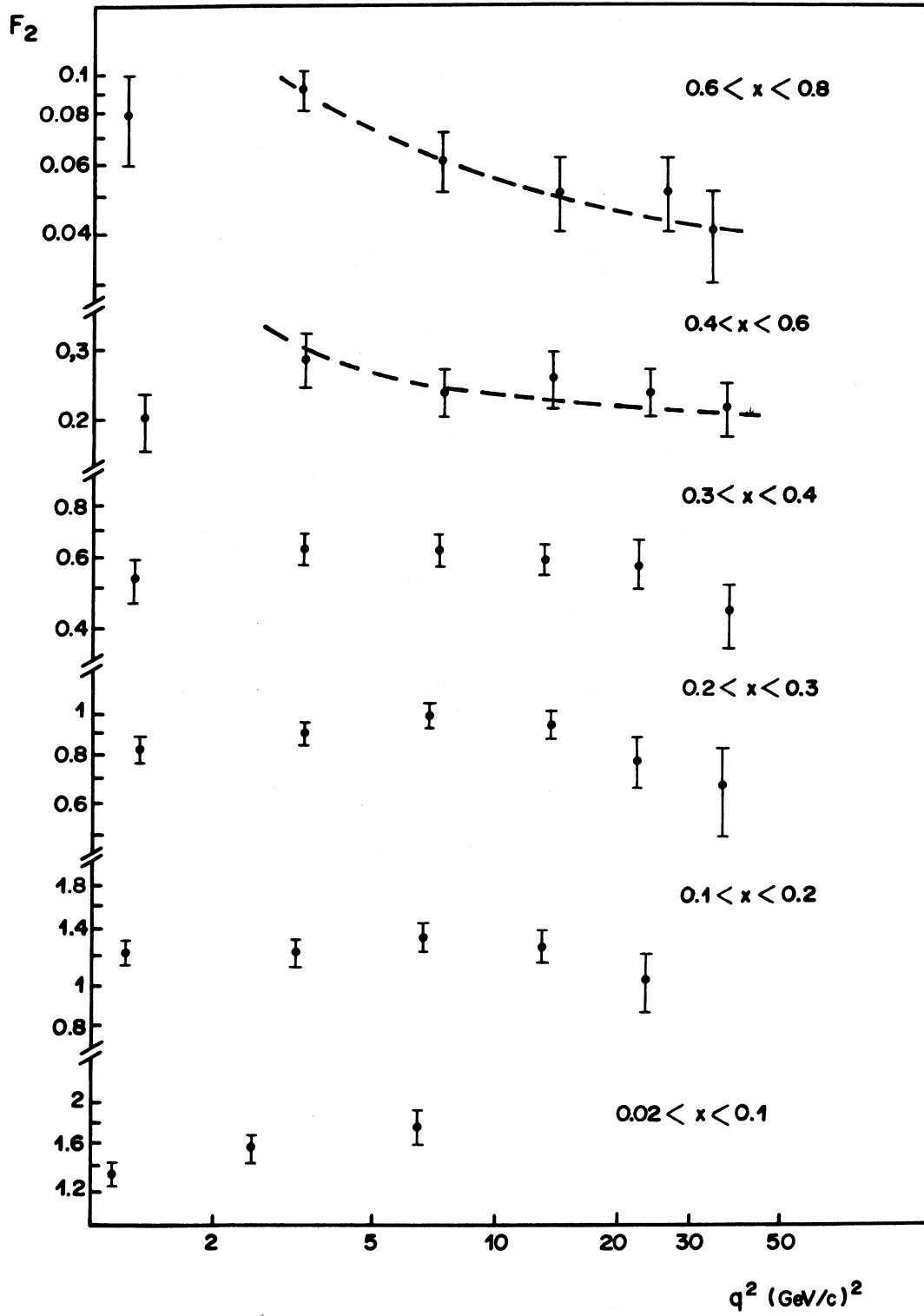


Figure IV.11 : Ajustement avec invariance d'échelle en ζ $x > 0.4$: F_2

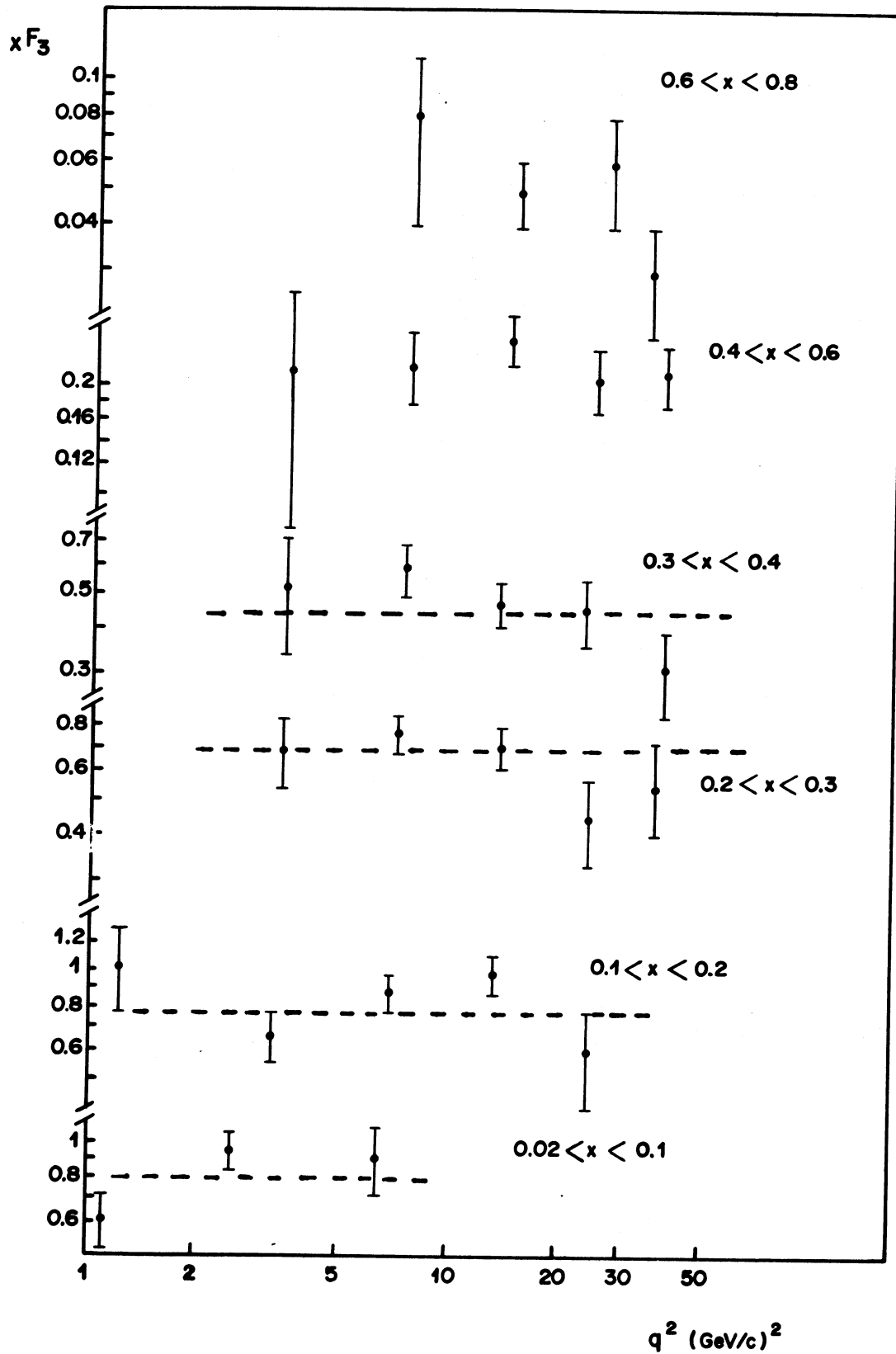


Figure IV-11 : Ajustement avec invariance d'échelle en ζ $x < 0.4$:
 xF_3

Table IV-12

Valeurs des paramètres après ajustement au 1er et 2ème ordre

Paramètre	1er ordre	2ème ordre
J_{NS}	3. (fixé)	3. (fixé)
λ_{NS}	0.593 ± 0.091	0.666 ± 0.08
ν_0	2.3 ± 0.2	2.7 ± 0.08
Λ_{QCD}	$0.17 \begin{smallmatrix} + 0.5 \\ - 0.17 \end{smallmatrix}$	0.24 ± 0.07
λ_S	0.81 ± 0.57	0.37 ± 0.12
J_S	0.513 ± 0.067	0.473 ± 0.04
A_{NS}	5.14 ± 7.01	8.20 ± 0.41
B_{NS}	2.26 ± 1.1	3.99 ± 0.3
A_S	5.14 ± 7.0	8.20 ± 0.41
B_S	$3.10^{-4} \pm 1.$	$6.3 \cdot 10^{-4} \pm 0.04$
χ^2/n_d	36.15/42	36.0/42

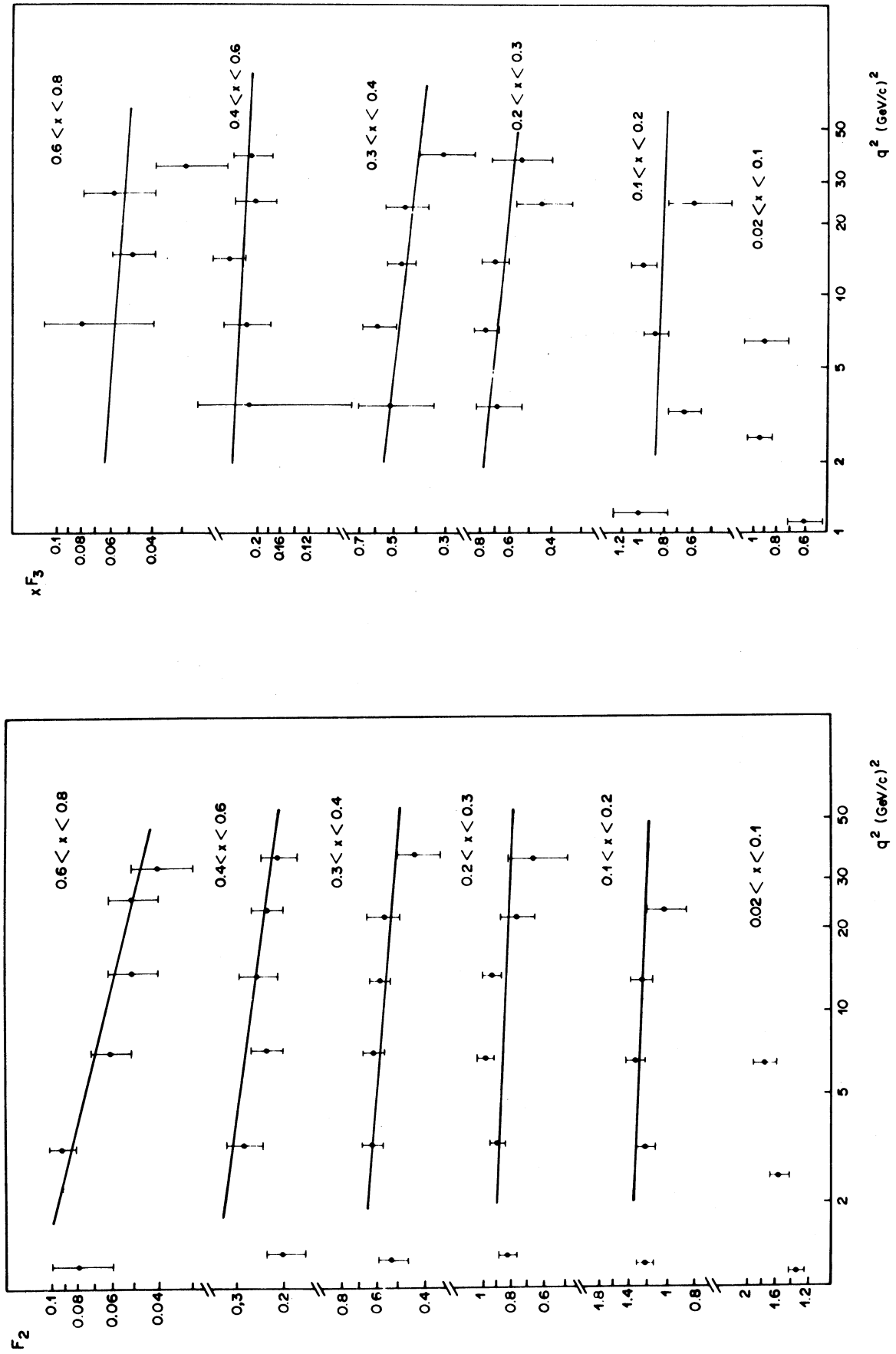


Figure IV-13

Table IV-14 : Ajustements avec Twist-4

Paramétrisation	J_{NS}	λ_{NS}	ν_0	Λ_{QCD}	λ_S	J_S	A_{NS}	B_{NS}	h_4	B_S
$\frac{h_4}{1-x}$	3.	0.631	1.63 ± 0.21	0.33 ± 0.8	0.32 ± 0.81	0.51 ± 0.01	6.24 ± 0.75	3.19 ± 0.47	-0.27 ± 0.46	$0.9 \cdot 10^{-4} \pm 0.01$
$\frac{h_4^x}{1-x}$	3.	0.631	2.70 ± 0.05	0.39 ± 0.02	0.21 ± 0.49	0.51 ± 0.01	5.88 ± 0.28	3.54 ± 0.15	-0.28 ± 0.18	$0.7 \cdot 10^{-4} \pm 0.01$
$\frac{h_4^x}{(1-x)^2}$	3.	0.631	2.31 ± 0.03	0.118 ± 0.04	0.75 ± 0.59	0.49 ± 0.01	6.88 ± 0.2	3.55 ± 0.37	-0.11 ± 0.06	$0.9 \cdot 10^{-4} \pm 0.01$

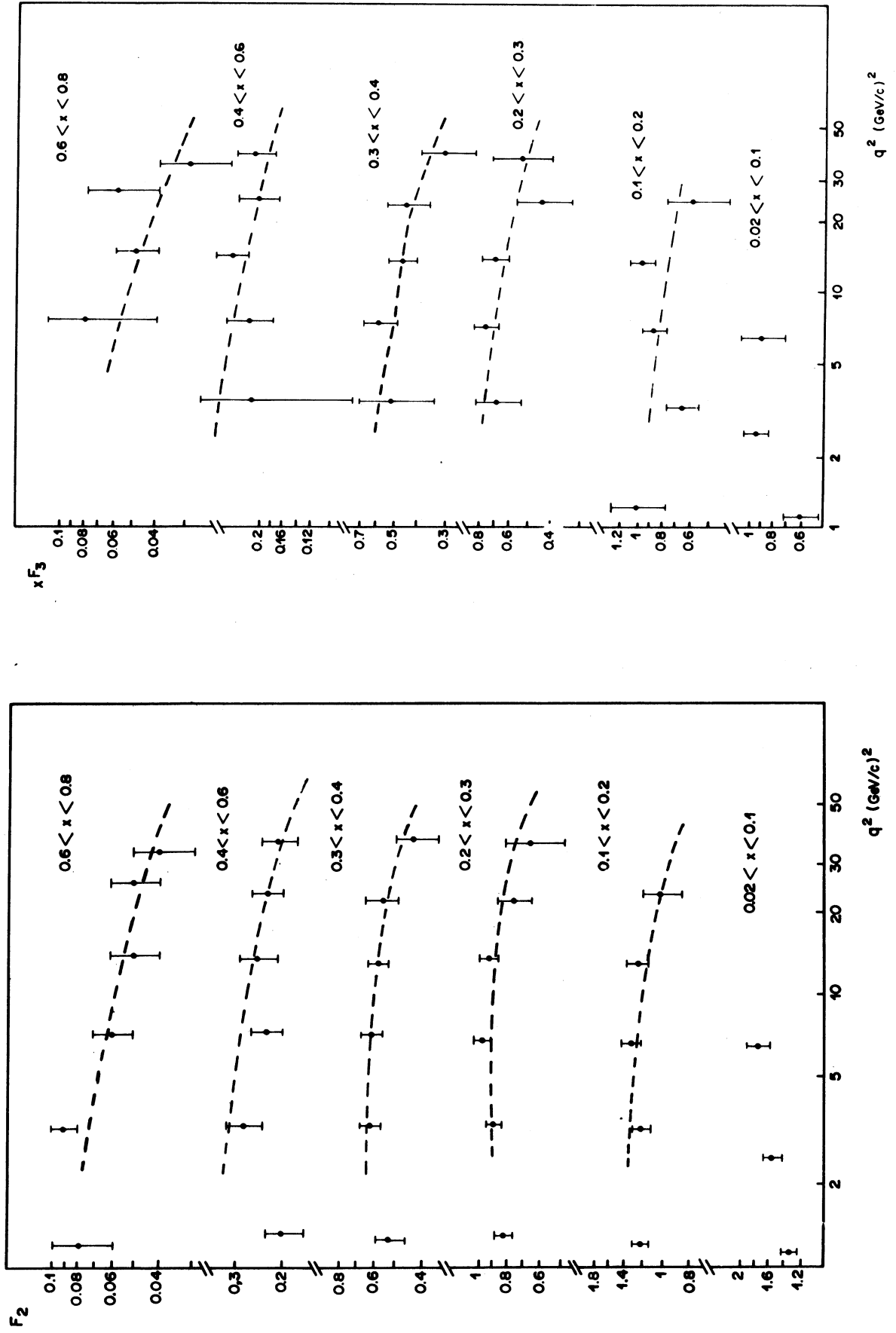


Figure IV-15 : Ajustement avec Twist-4

Table IV-16 : Déterminations expérimentales du paramètre Λ

- 142 -

Expérience	Interaction	$Q^2(\text{GeV}^2)$	x	Fonction utilisée	Méthode	Valeur de R	$\Lambda_{LO}(\text{GeV})$	$\Lambda/MS(\text{GeV})$
EBC + GGM78	$\nu, \bar{\nu}$ Ne et $\nu, \bar{\nu} \text{CF}_3\text{Br}$	1-100	-	Moments de $x F_3$	-	Callan-Gross	0.74 ± 0.05	0.66 ± 0.05
H10 + SLAC 79	$\mu p, \mu D_2$ $e p, e D_2$	3-40	-	Moments de F_2	-	R=0.52 pour μ R=0.21 pour e	0.65 ± 0.21	0.34 ± 0.13
CDHS + SLAC 79	$\nu, \bar{\nu}$ Fe $e D_2$	6.5-75	-	Moments de F_2^{NS}	-	Callan-Gross	0.33 ± 0.10	-
		3-200	0.3-0.7	$x F_3 + F_2$ pour $x > 0.4$	Buras et Gaemers (réf IV. 8)	"	$0.55 \pm 0.15 \pm 0.1$	-
		$M^2 x^2 / Q^2 < 0.03$		$x F_3 + F_2$	Buras et Gaemers	"	$0.47 \pm 0.11 \pm 0.1$	-
BEBC + GGM 81	$\nu, \bar{\nu}$ $\nu, \bar{\nu} \text{CF}_3\text{Br}$	2-100	0.1	$x F_3$ pour $0.02 < x < 0.4$ F_2 pour $x > 0.4$	Galy	Callan-Gross	0.210 ± 0.095	$0.140^{+0.095}_{-0.035}$
HARM 81	$\nu, \bar{\nu} \text{Ca}_2\text{CO}_3$	3-180	0-0.65	$x F_3$ et F_2	Buras et Gaemers	Callan-Gross	$0.290 \pm 0.120 \pm 0.100$	
CDHS 81	$\nu, \bar{\nu}$ Fe	2-280	0-0.7	$x F_3$ et F_2 pour $x > 0.4$	Abbott et Barnett	R = 0.1	0.19 ± 0.08	0.21 ± 0.08
MC 81	μ Fe	4.5-200	0.02-0.7	F_2 pour $x \geq 0.25$	Galy et Abbott et Barnett	R = 0.	$0.122^{+0.22+0.114}_{-0.020-0.070}$	$0.170^{+0.155}_{-0.105}$
	μ p	7-200	0.02-0.7	F_2 pour	Galy et Abbott et Barnett	R = 0.	$0.110^{+0.058+0.124}_{-0.046-0.069}$	$0.145^{+0.150}_{-0.090}$
CDM 81	μ C	25-280	0.35-0.7	F_2 pour $x \geq 0.35$	Galy	R = 0.	$0.080^{+0.130+0.100}_{-0.080-0.070}$	$0.85^{+0.53+0.080}_{-0.40-0.067}$
GGM SPS	$\nu, \bar{\nu} \text{C}_3\text{H}_8$	2-50	0.02-0.07	$x F_3$ et F_2 pour $x > 0.4$	Abbott et Barnett et Galy	R = 0.1	$0.19^{+0.19}_{-0.15}$	$0.27^{+0.35}_{-0.21}$

Ajustement conjoint : GGM SPS + CDHS : paramétrisation de Lopez et Yndurain : $\Lambda_{MS}^- = 0.10 \pm 0.04$

Table [IV-17] : Détermination simultanée de Λ et h_4

Collaboration	Domaine eq^2 (GeV) ²	Paramétrisation	Λ (GeV)	h_4 (GeV) ²
BEBC + GGM	> 1.5	$\frac{h_4 x}{1-x}$	$\Lambda < 0.44$	$-1.6 < h_4 < 0.6$
CDHS + SLAC	> 2.	$\frac{h_4 x^\alpha}{1-x}$	$? < \Lambda < 0.4$	$-7 < h_4 < 1.5$ (pas de restriction sur α)
EMC + SLAC	> 5.	$\frac{h_4 x^2}{(1-x)^2}$	0.15	0.6
BEBC	> ?	$\frac{h_4 x}{1-x}$	$\Lambda < 0.44$ $\Lambda < 0.32$	$h_4 > 0$ $h_4 > 0$ $-0.2 < h_4 < 0.5$
CHARM	> 3	$\frac{h_4}{1-x} + \frac{h_6}{1-x}$	0.24	$h_4 = 0.08 \pm 0.13$ $h_6 = 0.01 \pm 0.55$

APPENDICE A

PROGRAMME DE MONTE CARLO

Ce programme génère des événements neutrinos à courants chargés et calcule toutes les variables cinématiques.

Nous allons décrire les différentes étapes du calcul :

1. - Choix d'une énergie du neutrino (antineutrino) incident à partir du spectre expérimental (cf. Table I-4) : E_ν ($E_{\bar{\nu}}$)
2. - Choix du nucléon de recul : proton ou neutron, en accord avec la composition réelle du mélange (Propane + Fréon)
3. - Génération d'un moment de Fermi pour le nucléon :
 - a) impulsion : $dN = P_F^2 dP_F$
avec $0 \leq p_F \leq 250$ MeV
 - b) l'azimut et le dip sont créés de façon à couvrir un angle solide de 4π .

A ce stade, il est tenu compte de la proportion des protons libres de l'hydrogène dans le mélange pour lesquels $P_F = 0$ (~ 15 % des événements)

4. - Choix du nucléon de recul : n ou p avec la même probabilité
5. - Génération des variables de Bjorken x et y.

a) Génération de x :

La distribution $\frac{dN}{dx}$ n'étant pas connue théoriquement, il faut choisir une paramétrisation donnée ; après avoir testé plusieurs formes de distribution proposées par différents auteurs [1 - A] de façon à s'assurer de la compatibilité entre elles et avec nos résultats expérimentaux, nous avons finalement opté pour une paramétrisation simple analogue à celle utilisée par la collaboration C.D.H.S. [1 - B]

Pour les quarks de valence :

$$v(x) = \sqrt{x} (1 - x)^3$$

Pour les quarks de la mer

$$S(x) = F(1 - x)^8$$

- b) Génération de y : la variable en y est tirée au sort à partir de la distribution prédite par le modèle des quarks-partons :

$$\frac{dN}{dy} \left(\frac{y}{\bar{y}} \right) = \frac{1+B}{2} + \frac{1-B}{2} (1-y^2)$$

où B désigne le rapport : $B = \frac{\int_0^1 x F_3 dx}{\int_0^1 F_2 dx} = \frac{q - \bar{q}}{q + \bar{q}}$

La valeur attribuée à B est obtenue par ajustement des distributions expérimentales

$$B_v = 0.8 \pm 0.04$$

$$B_{\bar{v}} = 0.75 \pm 0.04$$

6. - A ce moment il est possible de calculer les grandeurs E_μ , q^2 , ν :

$$E_\mu = E_v(1-y)$$

$$q^2 = 2ME_v xy \quad \mu \text{ étant la masse de la cible}$$

$$\nu = E_v - E_\mu$$

7. - On calcule alors W , le vecteur d'entraînement dans le système du centre de masse des hadrons ; on raisonne alors dans ce système.
8. - On choisit une énergie pour le nucléon de recul

$$0 \leq E_{\text{recul}} \leq 0.95 \frac{W}{2} \quad [\text{ réf. }]$$

9. - La conservation de la charge pour les interactions ν et $\bar{\nu}$ permet de déterminer la charge totale des mésons. Le nombre moyen de mésons π est alors donné par :

$$\bar{n}_\pi = 1.5 + 1.2 \text{ Log } E_{\text{recul}} + 0.6 (\text{Log } E_{\text{recul}})^2 \quad [\text{ réf. }]$$

Le nombre de mésons π^- et π^0 est tiré au hasard à partir d'une distribution de Poisson de moyenne $\bar{n}_\pi$; le nombre de π^+ s'en déduit immédiatement, la charge totale des mésons étant connue.

10. - On génère les modules des moments transverses des hadrons suivant la loi :

$$\frac{dN}{dP_T} = \exp (- 6 P_T)$$

L'azimut étant distribué uniformément dans le plan transverse.

Le nombre total de hadrons étant connu, il faut, à ce stade, assurer la conservation du moment transverse total,

$$p_{y \text{ ou } z}^i \text{ corrigé} = p_{y \text{ ou } z}^i \text{ non corrigé} - \frac{\sum p_{y \text{ ou } z}^{\text{non corrigé}}}{n_H}$$

n_H = nombre total de hadrons

11. - On calcule le moment longitudinal du nucléon de recul et on engendre les moments longitudinaux des pions qui se partagent l'énergie restante $W - E_{\text{recul}}$, suivant une distribution uniforme de rapidité entre les valeurs :

$$y_{\min} = \text{Log}(\epsilon/m_{\perp}^{0.2}) \quad y_{\max} = 2 y_{\min}$$

ϵ étant la masse effective des pions et $m_{\perp}$ la masse transverse.

On assure alors la conservation du moment longitudinal puis de l'énergie totale par itérations successives de façon à obtenir

$$\sum_{\text{hadrons}} E_i = W$$

12. - On repasse dans le système du laboratoire et on désintègre les π^0 en γ .

On obtient donc finalement un événement complet avec les variables cinématiques E_{ν} , x , y , q^2 etc.... et les composantes des quadriimpulsions $P(i,j)$ des particules ($i = 1,2,3,4$)

($j = \nu$, cible, μ , nucléon de recul, pions...)

Il faut remarquer que ce programme ne génère que des événements inélastiques comportant au moins un pion dans l'état final ce qui conduit à une limitation de fait sur la masse invariante hadronique.

Références :

- [I-A] : Field et Feynman Phys.Rev. D15, 2590 (77)
 Buras et Gaemers Nucl. Phys. B132, 249 (79)
 [2-A] : JGH de Groot et al. Phys.Lett. 82B, 456 (79)

A P P E N D I C E B

Nous reproduisons ici les relations définissant les paramètres de la formule (IV-14), obtenues par C.Lopez et F.J.Yndurain, les justifications théoriques étant développées dans les deux références [IV-7].

Rappelons la forme générale de la paramétrisation choisie :

$$F(x, q^2) = \left[\frac{B}{(\alpha(q^2))} d(x^\lambda - x^\mu) + \frac{A}{(\alpha(q^2))} d_0 \frac{\Gamma(v_0 + 1)}{\Gamma(v(\alpha) + 1)} x^\mu \right] (1 - x)^v(\alpha)$$

Nous considérerons séparément les contributions non singulet (F_{NS}) et singulet (F_S) :

- Expression de F_{NS} :

$$F_{NS} = \left[\frac{B_{NS}}{(\alpha(q^2))} d(1-\lambda) (x^{\lambda_{NS}} - x^{\mu_{NS}}) + \frac{A_{NS}}{(\alpha(q^2))} d_0 \frac{\Gamma(v_0^{NS} + 1)}{\Gamma(v^{NS}(\alpha) + 1)} \right] (1 - x)^v(\alpha)$$

avec au 1er ordre :

$$\alpha(q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \text{Ln}(q^2/\Lambda^2)}$$

$$v^{NS}(\alpha) = v_0^{NS} - \frac{16}{33-2n_f} \text{Ln}(\alpha(q^2))$$

$$d_0 = \frac{16}{33-2n_f} \left(\frac{3}{4} - \gamma_E \right)$$

(n_f = nombre de saveurs, γ_E = constante d'Euler)

en posant $n = 1 - \lambda_{NS}$, $d(n)$ représente la dimension anormale :

$$d(n) = \frac{16}{(33-2n_f)} \left[\frac{1}{2n(n+1)} + \frac{3}{4} - S_1(n) \right]$$

et

$$S_1(n) = n \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k(k+n)}$$

Le fait que F_{NS} doive vérifier la règle de somme de Gross-Llewellyn-Smith entraîne une complication : le terme :

$$\frac{B_{NS}}{(\alpha(q^2))^{d(1-\lambda)}} (x^\lambda - x^\mu) \text{ devient } g(\alpha)(x^\lambda - x^\mu)$$

(l'indice NS étant sous-entendu) $g(\alpha)$ et μ_{NS} sont liés par :

$$g(\alpha) = \frac{J_{NS} - A_{NS}(\alpha(q^2))^{-d_0} \frac{\Gamma(\mu)\Gamma(v(\alpha)+1)}{\Gamma(\mu+v(\alpha)+1)}}{\frac{\Gamma(\lambda)\Gamma(v(\alpha)+1)}{\Gamma(1+\lambda+v(\alpha))} - \frac{\Gamma(\mu)\Gamma(v(\alpha)+1)}{\Gamma(1+\mu+v(\alpha))}}$$

La constante de normalisation J_{NS} est équivalente au paramètre C_0 du chapitre IV : $J_{NS} \sim 3$

Des relations analogues peuvent être obtenues au 2ème ordre : elles sont précisées dans la 2ème référence [IV-7].

- Expression de F_S

$$F_S = \left[\frac{B_S}{(\alpha(q^2))^{d_+}} (1 + \lambda_S) (x^{-\lambda_S} - 1) + \frac{A_S}{(\alpha(q^2))^{d_0}} \frac{\Gamma(v_S + 1)}{\Gamma(v_S(\alpha) + 1)} \right] (1 - x)^{v_S(\alpha)}$$

avec les mêmes symboles que pour la partie NS, et :

$$v_S = v_0^S - \frac{16}{33 - 2n_f} \text{Ln}(\alpha(q^2))$$

$d_+(n)$ représente la plus grande des valeurs propres de la matrice dimension anormale $D(n)$:

$$D(n) = \frac{16}{33-2n_f} \left(\frac{1}{2n(n+1)} + \frac{3}{4} - S_1(n) \frac{3n_f}{8} \frac{n^2 + n + 2}{n(n+1)(n+2)} \right. \\ \left. + \frac{n^2 + n + 2}{2n(n^2 - 1)} \frac{9}{4n(n-1)} + \frac{9}{4(n+1)(n+2)} + \frac{33 - 2n_f}{16} - \frac{9 S_1(n)}{4} \right)$$

Un nouveau paramètre J_S est également introduit, pour des considérations analogues à celles conduisant à J_{NS} .

Pour un ajustement simultané des parties singulet et non singulet, interviennent donc 10 paramètres : J_{NS} , λ_{NS} , ν_0 , Λ_{QCD} , λ_S , J_S , A_{NS} , B_{NS} , A_S et B_S , ce nombre pouvant être réduit par des considérations raisonnables, en posant $J_{NS} = 3$ et $A_S \simeq A_{NS}$.

C O N C L U S I O N

Nous avons, dans ce travail, déterminé expérimentalement, dans les interactions neutrinos à courants chargés, les fonctions de structure $F_2(x, q^2)$ et $xF_3(x, q^2)$ et étudié, dans le contexte des prédictions théoriques actuellement existantes, les violations d'invariance d'échelle observées.

Rappelons que l'arrêt prématuré de la prise de données, du fait de la détérioration définitive de la chambre à bulles Gargamelle, ne nous a pas permis l'étude de processus rares initialement prévue (productions de dimuons, etc...) et a réduit le lot de films utilisé pour l'analyse. Le soin apporté à la sélection et à l'analyse des événements prend, dans ces conditions, une importance d'autant plus grande. C'est pourquoi nous avons longuement détaillé, au chapitre II, les étapes déterminantes pour l'obtention d'un lot d'événements "propre" c'est-à-dire débarrassé au maximum de tous les biais pouvant perturber le résultat. Nous avons, en particulier, porté toute notre attention à :

- la sélection sans ambiguïté du muon grâce à l'E.M.I., à des coupures judicieuses en énergie et en χ^2 après une mesure soignée des traces candidats muon.
- la détermination de l'énergie du neutrino incident, ce qui nécessite la connaissance la plus précise possible de l'énergie emportée par les particules neutres non vues ; cinq méthodes différentes ont été testées au sein de la collaboration, dont deux à Strasbourg ; la méthode proposée par Heilmann et al. a été finalement retenue parce que, bien que sur-corrigeant les événements à faible énergie hadronique, elle entraîne la plus faible dispersion autour de 1 du facteur de correction et qu'elle est d'une mise en oeuvre simple.
- la correction des distributions (x, q^2) pour les biais expérimentaux, systématiques ou aléatoires, qui peuvent affecter une telle répartition bidimensionnelle ; la méthode de distorsion utilisée étant basée sur une simulation par programme de Monte Carlo, nous avons porté une grande attention à la stabilité de cette correction lorsque les paramètres introduits dans le programme varient.

Il est remarquable de constater que plusieurs procédures indépendantes et différentes [II-7] [III-6], employées au sein de notre collaboration, ont conduit à des résultats tout à fait compatibles en ce qui concerne le lot final d'événements inélastiques à courants chargés.

Avant d'entamer l'étude des fonctions de structure nous nous sommes attachés à préciser le contexte théorique de notre analyse : nous avons rappelé comment le modèle "naif" des quarks-partons conduit naturellement à l'invariance d'échelle ; mais les violations observées expérimentalement, de cette propriété nécessitent des corrections aux hypothèses trop simplifiées de ce modèle ; la chromodynamique quantique se révèle être une théorie particulièrement intéressante pour expliquer ces déviations par rapport au "scaling" par ce qu'elle fournit des prédictions précises quant à l'évolution des fonctions de structure.

Cependant, dans le domaine physique couvert par la chambre à bulles Gargamelle, d'autres effets peuvent jouer un rôle important : les corrections de masse, la masse de la cible ne pouvant plus être négligée devant q^2 , et les termes de Twist supérieur à 2 prévus dans l'expansion de Wilson des produits d'opérateurs.

Nous avons testé toutes ces hypothèses au moyen de nos données expérimentales ; les résultats peuvent être résumés ainsi :

La chromodynamique quantique décrit bien l'évolution en fonction de q^2 des fonctions de structure ; le seul paramètre libre de la théorie, Λ , a été trouvé de l'ordre de 0.2 quel que soit la méthode utilisée pour reconstruire F_2 et xF_3 . Rappelons ici que nous avons effectué deux analyses indépendantes : une étude de la partie non singulet basée sur l'inversion de l'équation des moments des fonctions de structure, et un calcul conjoint, utilisant toutes les données et basé sur une paramétrisation des fonctions de structure proposée par C.Lopez et F.J.Yndurain ; les deux méthodes donnent des résultats compatibles.

L'influence des corrections de masse s'est avérée être très importante dans le domaine de petit q^2 et de grand x ; il apparaît qu'elles peuvent à elles seules rendre compte de la plus grande partie des variations en fonction de q^2 observées.

Les phénomènes de Higher Twist ont été également étudiés ; cette investigation est plus délicate parce que la forme exacte des corrections à introduire n'est pas connue, et que la variation prévue en $\frac{1}{2}$ n'est pas forcément distinguable de l'évolution en $1/\text{Log } q^2/\Lambda^2$ prévue par la Q.C.D. Les calculs conduisent à une contribution négative du Twist d'ordre 4 qui semblerait donc avoir tendance à compenser à petit q^2 la variation prévue par la Q.C.D.

Dans la région cinématique où se trouvent nos données - région couverte pour la 1ère fois par une seule expérience - les trois effets précédents se superposent donc, et il n'est pas possible d'opérer une discrimination au profit de telle ou telle théorie de façon définitive ; cependant les contributions des différents phénomènes ont pu être étudiées séparément de façon à préciser leur importance relative.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier tout d'abord Monsieur le Professeur P.Chevallier d'avoir bien voulu présider le jury chargé d'examiner cette thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur le Professeur J.Leite Lopes pour avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à exprimer également ma gratitude à Monsieur le Professeur T.Pullia pour sa participation à ce jury, ainsi que en tant que responsable de la collaboration WA14 dont la contribution a rendu ce travail possible.

Je prie le docteur M.Paty, responsable du groupe C.B.L.L. de trouver ici l'expression de ma reconnaissance, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour avoir su éveiller, par ses encouragements constants, mon intérêt pour ce domaine, nouveau pour moi, de la physique du neutrino.

Mes remerciements vont aussi au docteur B.Escoubès qui a suivi et guidé jour après jour mon travail et m'a fait bénéficier de son expérience. Je ne saurais oublier également ce que je dois aux docteurs S.de Unamuno et P.Petitjean, dont l'immense travail, accompli au sein de notre équipe, a permis la réalisation de cette thèse.

Je voudrais saluer ici aussi l'aide que m'on apportée les physiciens des collaborations WA14 et WA15, en particulier les docteurs J.Morfin et H.Weerts ainsi que MMes G.Coremans-Bertrand, M.Dewittt, A.G.Frodesen et C. Matteuzzi. Je remercie aussi le docteur P.Musset pour m'avoir permis de faire une partie des mesures au C.E.R.N. ainsi que G.Poulard pour l'aidée apportée à cette occasion.

Une expérience de chambre à bulles ne pourrait s'effectuer sans la contribution des équipes de dépouillement et de mesure des films et des techniciens : je tiens à les remercier tous pour les efforts accomplis. Je voudrais citer en particulier MMes M.Amman , S.Barthe et Y.Heydt qui ont accepté de se déplacer au CERN pour y réaliser une partie des mesures.

Je voudrais enfin exprimer ma gratitude à Mme M.Goetz pour l'excellent travail de dactylographie de la thèse, de même qu'à Mr. R.Peter pour la confection des figures, ainsi qu'à MM. R.Strohl et M.Meyer pour la réalisation des photographies.