

CRN/HE 85-07
N. d'ordre 1583

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Maria Beatriz DE LEONE GAY DUCATI

**EXCITATION DE QUARKS LOURDS ET
PRODUCTION DE DILEPTONS PAR NEUTRINOS**

Soutenue le 11 juin 1985 devant la commission d'examen

M. G. MONSONEGO
M. M. ABUD
M. B. ESCOUBES
M. J. LEITE LOPES
M. C.A. SAVOY

Président

12247

FT10
D824E

FIS
1995/264861-4
1986/07/25
2258

Ouv: 2259

UFRGS
Instituto de Física
Biblioteca
Reg. nº 12.247 Obran
Porto Alegre, 25.07.86

FT10
D824e

LISTE 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	M.ROOS
	Professeur	C.CONRAUX
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents Honoraires	Professeur	G.OURISSON
	Professeur	P.KARLI
	Professeur	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 - P.BEYER - P.BUCK - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - A.JUNG - T.KAMMERER - P.MANDEL - H.METZGER - A.ROHMER - F.ROHMER - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - F.STEPHAN - J.VEDRINE - R.VOEGTLIN - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF	Chirurgie générale	J.HERAN	Méd.et Chir.expérim.et comparée	B.METZ	Physiologie appliquée
N.APROSIO	Anatomie et Organogénèse	L.HOLLENDER	Chirurgie digestive et générale	R.MINCK	Bactériol. Virol. Immunol. gén.
C.ARON	Histologie	J.L.IMBS	Pharmacologie	G.MORAND	Chirurgie thoracique
L.ASCH	Rhumatologie	M.IMLER	Médecine interne	F.OBERLING	Maladies du sang
A.BATZENSCHLAGER	Anatomie pathologique	F.ISCH	Rééducation fonctionnelle	J.C.OTTENI	Anesthésiologie
M.BIENTZ	Epidémiologie et prévention	L.ISRAEL	Psychiatrie d'Adultes	E.PHILIPPE	Anatomie pathologique
P.BLOCH	Radiologie	D.JAECK	Chirurgie générale	R.RENAUD	Gynécologie et obstétrique
R.BLOCH	Pharmacologie	H.JAHN	Néphrologie	P.REVILLE	Endocrinol. métabol. et Nutrit.
R.BOCKEL	Hépatologie, Gastro-entérologie	M.JESEL	Rééducation fonctionnelle	P.REYS	Chir.gén. Hôp.L.Pasteur - Colmar
C.BOLLACK	Urologie	J.JUIF	Pédiatrie et Puériculture	J.RITTER	Gynécol. et Obstétrique
A.BRINI	Ophthalmologie	P.KARLI	Neurophysiologie	E.ROEGEL	Pneumologie phtisiologie
A.BRONNER	Clinique ophtalmologique	B.KELLER	Clin.gynéc. et obstétricale	J.V.RUCH	Biologie médicale
F.BUCHHEIT	Neurochirurgie	F.KEMPF	Radiologie	Y.RUMPLER	Embryol. et Morphol. générale
G.BURGHARD	Clin.et Prophylaxie de la tubercul.	J.KEMPF	Orthopédie et Traumatologie	A.SACREZ	Cardiologie
P.CHAMBRON	Biochimie	T.T.KIEN	Parasitologie	P.SAUVAGE	Chirurgie infantile
J.CHAMBRON	Physique biologique	R.KIENY	Pathol. et Clin. Sémiol. chir.	G.SAVA	Chirurgie générale
M.CHAMPY	Stomatologie	A.KIRN	Virologie	G.SCHAFF	Physiologie
A.CHAUMONT	Méd.Légale et Méd.Sociale	J.G.KORITKE	Anatomie normale	E.SCHVINGT	Clin.chir.orthop. et traumat.d'adultes
M.COLLARD	Clinique neurologique	M.KREMER	Parasitol. et pathologie tropicale	J.SCHWARTZ	Pharmacol.et Médecine expérimentale
C.CONRAUX	Oto Rhino Laryngologie	D.KURTZ	Neurologie	A.SIBILLY	Clinique chirurgicale A
P.DELLENBACH	Gynéc. et Obstétrique	G.LANG	Orthop. et traumatologie	H.SICK	Anatomie et organogénèse
M.DORNER	Clin. Médicale B	Y.LE GAL	Anatomie pathologique	L.SINGER	Clinique psychiatrique d'Adultes
R.EBTINGER	Psychiatrie infantile	J.M.LEVY	Pédiatrie, Génétique médicale	D.STORCK	Clinique médicale A
M.FABRE	Histologie	J.M.MANTZ	Réanimation médicale	J.D.TEMPE	Réanimation médicale
L.FINCKER	Clin. médicale B Cardiologie	F.MARCOUX	Médecine du travail	G.VINCENDON	Biochimie
R.GANDAR	Clin. gynéc. et obstétricale	J.M.ARESCAUX	Histologie	A.WACKENHEIM	Radiologie
P.GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie	Ch.MARX	Physiologie	J.P.WALTER	Radiologie
J.P.GERHARD	Ophthalmologie	S.MAYER	Hématologie	P.WARTER	Radiologie
J.GRENIER	Chirurgie générale	J.MEHL	Médecine du travail	J.P.WEILL	Gastro-entérol.et hydrol.thérapeutique
E.GROSSHANS	Clin.dermatol.et Syphiligraphique	G.METHLIN	Physique biologique	D.WILLARD	Pédiatrie, Génétique Médicale
P.HABEREY	Physiologie			J.P.WITZ	Chirurgie thoracique

Professeurs conventionnés : G.LECLERC (Chim. org.) - A.PETROVIC (Physiologie).

Maitres de Conférences Agrégés :

S.BABIN	Orthopédie et Traumatologie	A.JAEGER	Réanimation médicale	J.M.MOSSARD	Cardiologie et maladies vasculaires
P.BAREISS	Médecine interne	P.KEHR	Orthopédie et traumatologie	G.OBERT	Virologie
P.BOURJAT	Radiologie	R.KEILING	Cancérologie	M.PATRIS	Psychiatrie d'adultes
C.BRECHENMACHER	Cardiologie	J.KEMPF	Biochimie	G.PAULI	Pneumologie phtisiologie
J.M.BROGARD	Médecine interne	G.KLOTZ	Oto-rhino-laryngologique	M.PINGET	Endocrinologie et maladies métabol.
C.BURSZTEJN	Pédo-psychiatrie	F.KUNTZMANN	Médecine interne	M.ROOS	Histologie
J.CINQUALBRE	Urologie	J.M.LANG	Maladies du sang	J.P.SCHIEBER	Physiologie
A.CONSTANTINESCO	Physique Biologique	D.MAITROT	Neurochirurgie	G.SCHLAEDER	Gynécologie et obstétrique
J.P.DUPEYRON	Anesthésiologie	J.L.MANDEL	Biochimie	J.L.SCHLIENGER	Médecine interne
B.EISENMANN	Chirurgie cardio-vasculaire	C.MARESCAUX	Neurologie	C.STOLL	Pédiatrie, Génétique médicale
J.FLAMANT	Ophthalmologie	J.M.ARESCAUX	Chirurgie générale	J.TONGIO	Radiologie
J.GEISERT	Pédiatrie, Génétique médicale	J.MARK	Biochimie	J.M.WARTER	Neurologie
P.GERLINGER	Embryologie	J.MESSER	Pédiatrie, génétique médicale	A.WILK	Stomatologie
G.HAUPTMANN	Immunologie (opt. biol.)	C.MEYER	Chirurgie générale		
E.HEID	Dermato-vénérologie	H.MONTEH	Bactériologie		

Maître de Conférences Associé : J.H.JAEGER (Orthopédie).

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

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

Maîtres de recherche :

A.M.AUBERTIN*
D.AUNIS*
J.P.CAZENAVE*
A.EBEL †
J.M.EGLY ‡
L.FREYSZ+
M.GAUTHERIE †
G.GOMBOS †

Virologie
Neurochimie
Hémostase
Neurochimie
Biologie moléculaire
Neurochimie
Thermologie biomédicale
Neurochimie

K.HAFFEN-STENGER †
G.LECLERC †
G.REBEL †
R.RECHENMANN*
L.SARLIEVE*
M.SENSENBRENNER †
J.STEVENIN*

Endocrinologie
Chimie organique
Neurochimie
Biophys. des rayonnements
Neurochimie
Neurochimie
Biologie moléc.et cellulaire

C.STOCK-DAMGE*
J.VELLY+
M.VERGNES*
N.VIRMAUX-COLIN †
J.J.VOGT †
A.WAKSMAN †

Physiologie
Pharmacologie
Neurophysiologie
Neurochimie
Thermophysiole
Neurochimie

* I.N.S.E.R.M.

† C.N.R.S.

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCQ
R.FRANK

Odontologie conservatrice, endodontie
Sciences biologiques (Biochimie), Immunologie, Histologie, Embryologie, Génétique,
Anatomie Pathologique, Bactériologie, Pharmacologie.
Parodontologie

J.LITZLER

Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
Orthopédie dento-faciale

P.KLEWANSKY

J.L.LACOSTE

Professeurs de premier grade :

C.ALLEMANN
M.BASTIAN

Odontologie conserv., endodontie
Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
Orthopédie dento-faciale
Odontologie conserv., endodontie

R.HAAG

Chirurgie buccale, pathol. et thérap.,
Anesthésiologie et réanimation
Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
idem.

M.LANGER

P.NICOLAS

Chirurgie buccale, pathol. et thérap.,
Anesthésiologie et réanimation
Parodontologie
Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
Pédodontie

C.BOLENDER
A.COMTE

J.J.ROTH
A.SCHLIENGER

J.SOMMERMATER

Professeurs de deuxième grade :

P.CAHEN

Prévention, épidémiologie, économie de la Santé,
Odontologie légale
Orthopédie dento-faciale

B.KAESS

Chirurgie buccale, pathol. et thérap.,
Anesthésiologie et réanimation
Parodontologie

J.P.CHARLIER

H.TENENBAUM

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 - J.SCHREIBER

Professeurs :

R.ANTON
J.J.BEFORT
R.CARBIENER
G.DIRHEIMER
G.FERARD
J.L.FRESLON
A.GAIRARD
D.GERARD
M.GOELDNER
C.HASSELMANN

Pharmacognosie
Biologie cellulaire
Botanique
Toxicologie
Biochimie
Pharmacodynamie
Physiologie
Physique et biophysique
Chimie organique
Chimie analytique

L.JUNG
J.C.KOFFEL
H.LAMI
Y.LANDRY
C.LAPP
P.LAUGEL
G.LAUSTRIAT
A.LUGNIER
J.MALGRAS

Pharmacie chimique
Pharmacie chimique
Mathématiques
Pharmacologie
Chimie générale et minérale
Chimie analytique
Physique
Toxicologie
Immunologie

C.MATHIS
P.METAIS
B.PESSON
P.POINDRON
A.STAHL
A.STAMM
J.C.STOCLET
D.VIDON
C.G.WERMUTH

Pharmacie galénique
Biochimie
Parasitologie
Virologie
Biochimie pharmaceutique
Pharmacie galénique
Pharmacodynamie
Bactériologie
Chimie organique

Professeur émérite : J.SCHREIBER (Chimie organique).

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, nutrition et diététique).

Professeur associé : R.MILLER (Pharmacodynamie).

Professeur conventionné : R.HEINTZ (Pharmacocinétique) - B.ROTH-SCHECHTER (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 Henri VOGT

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

: Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JUILLARD - R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD
L.LEGRAND
P.LIMOIZIN
P.MICHEL

Géographie
Sciences de l'éducation
Géographie
Géographie

A.MOLES
H.NONN
H.REYMOND

Psychologie sociale
Géographie
Géographie

A.TABOURET-KELLER
M.TARDY
J.TRICART
H.VOGT

Psychologie
Psycho-pédagogie
Géographie
Géographie physique

Maître de Conférences Conventionnés : J.P.BAUER (Psycho-pédagogie).

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

Maître de recherche : C.N.R.S. : J.P.MARTIN (Géographie).

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Michel DEVOLUY (Chargé de l'intérim)

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

Professeurs honoraires : A.CHABERT - P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARTZNER Mathématiques
F.BILGER Sciences Economiques
P.COHNDET Sciences Economiques

R.DOS SANTOS FERREIRA Sciences Economiques
J.J.DURAND Sciences Economiques
G.KOENIG Sciences Economiques

J.J.OBRECHT
P.PONCET
J.THEPOT

Sciences de gestion
Sciences de gestion
Sciences de gestion

Professeurs émérites : A.CHABERT (Sciences Economiques) - P.CHAMLEY (Sciences Economiques).

Professeurs associés : W.HILDENBRAND - J.P.VIAL.

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

Chargés de conférences : J.ARROUS - R.ERBES.

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques : Directeur Daniel BERNARD
Sciences de la Matière : Directeur Henri BENOIT
Sciences de la Vie et de la Terre : Directeur Thierry JUTEAU
Sciences du Comportement et de l'Environnement : Directeur Philippe ROPARTZ
Ecole d'Application des Hauts Polymères : Directeur Morand LAMBLA
Ecole Nationale Supérieure de Chimie : Directeur Marc DAIRE
Observatoire : Directeur Alphonse FLORSCH
Physique du Globe : Directeur Roland SCHLICH
Ecole Nationale Supérieure de Physique : Directeur Gilbert SUTTER
I.U.T. : Directeur Michel GENEVAUX

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

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

Professeurs :

A.ACKER
J.P.ADLOFF
R.ARMBRUSTER
P.ARTZNER
V.AVANISSIAN
G.BARBANÇON
F.BECKER
N.BEFORT
G.BELLIARD
C.BENEZRA
D.BENNEQUIN
H.BENOIT
P.BENVENISTE
D.BERNARD
J.C.BERNIER
J.BONNIN
Y.BOULANGER
J.F.BOUTOT
J.BROSSAS
R.BROUILLARD
C.BURGGRAF
H.BURNAGE
M.CARA
H.CARAYOL
R.CERF
P.CHARTIER
P.CHEVALLIER
A.CLAUSS
A.COCHÉ
M.DAIRE
H.DANAN
E.DANIEL
M.DAUNE
J.DEHAND
J.DEMUYNCK
J.P.DESCLÉS
J.F.DUFOURD
G.DUNOYER de
SEGONZAC (dét.)
H.DURANTON
J.P.EBEL
J.P.EBERHART
B.EHRESMANN
V.ERN
J.FARAUT
P.FEDERLIN

Astronomie
Chimie nucléaire
Physique
Mathématiques
Analyse supérieure
Mathématiques
Physique mathématique
Biochimie
Botanique
Dermato-chimie
Mathématiques
Physicochimie macromol.
Physiologie végétale
Méth.math.de la physique
Chimie générale
Géophysique interne
Biochimie
Mathématiques
Chimie macromoléc.él.
Chimie org.et chimie analyt.
Minéralogie
Mécanique des Fluides
Géophysique Interne
Mathématiques
Physique générale
Chimie
Physique
Chimie
Physique nucléaire
Chim.phys.indus.et Sc.des Mat.
Phys.atom.et phys.du solide
Physique expérimentale
Biophysique
Chimie générale
Chimie organique
Inform.fond.et appl.(Univ.II)
Inform.fond.et appl.
Géologie
Botanique
Biochimie
Minéralogie
Biochimie
Physique
Mathématiques
Chimie

P.FELTZ
X.FERNIQUE
J.G.FISCHER
D.FOATA
E.FOLLENIUS
J.J.FRIED
D.FROELICH
A.FUCHS
J.C.GALL
A.GALLMANN
F.GAUTIER
R.GERARD
A.GIRAUDEAU
C.GODBILLON
A.GODTZENE

M.GOUNOT
M.GROSSMANN
M.GROSS
Y.GUEGUEN
C.HIRTH
J.C.HUBERT
B.JARRY
C.JASCHEK
G.JONARD
J.P.JOUANOLOU(dét.)
F.JUNDT
T.JUTEAU
C.KEDINGER
A.KIENNMANN
R.KIRSCH
F.LACROUTE
J.C.LAFON
A.M.LAMBERT
M.LAMBLA
G.LEBEURIER
J.M.LEHN
J.L.LEIBENGUTH
H.LEISMANN
J.LEITE-LOPES
P.LEMOINE
M.LEROY
J.C.LIONS
F.LOOR
J.LUCAS
D.MAGNAC

Physiologie Animale
Mathématiques
Chimie
Mathématiques
Zoologie
Mécanique des Fluides
Chimie générale et chimie phys.
Mécanique rationnelle
Géologie
Physique
Physique
Mathématiques
Chimie physique (IUT)
Mathématiques
Optique, phys.atom. et moléc.
phys. du sol et cristallographie
Botanique
Physique
Chimie physique
Géophysique interne
Chimie organique
Microbiologie
Biochimie génétique
Astronomie
Virologie
Mathématiques
Phys.nucl.et corpusc.et théo.phys
Minéralogie
Biochimie
Chimie appl. et génie chimique
Zoologie
Chimie végétale
Informatique appliquée
Biologie
Chimie générale
Microbiologie
Chimie (Collège de France)
Chimie appl. et chimie des matér.
Chimie
Phys. nucl. et corpusculaire
Chimie physique (IUT)
Chimie
Zoologie et Ecologie
Immunologie
Géologie
Physique

J.MARTINET
P.MIALHE
A.MICHARD
M.MIGNOTTE
P.MIRABEL
G.MONSONEGO
B.MORIN
P.NANOPOULOS(dét.)
B.OBRECHT
J.OSBORN
E.OSTERTAG
L.OTTEN
G.OURISSON
J.M.PAULUS
J.P.RAMIS
P.RICHARD
J.J.RIEHL
P.RIMMELIN
C.ROBERT
P.ROPARTZ
J.ROUX
G.SCHIFFMANN
A.SCHMITT
P.SCHMITT
J.P.SCHWING
M.J.SCHWING
J.C.SENS
M.SIESKIND
G.SOLLADIE
J.SOMMER
S.SORIN
G.SUTTER
C.TANIELAN
Y.TARDY
J.TERRISSE
J.J.THIEBOLD
D.VIAUD
R.VOLTZ
J.H.WEILL
G.WEILL
R.WEISS
P.L.WENDEL
B.WILL
C.WINTER
C.WIPPLER

Mathématiques
Physiologie animale
Géologie
Informatique
Chimie
Physique théorique
Mathématiques I
Probabilités et Statistiques
Mécanique
Chimie
Electr. et Electrotechnique
Pathologie moléculaire végétale
Chimie
Chimie générale
Mathématiques générales
Physiologie animale
Chimie
Chimie organique (IUT)
Physique
Psycho-physiologie
Botanique
Mathématiques
Physique
Psycho-physiol.et physiol.du comp.
Chimie
Chimie physique
Phys.nucl.et corpusc.et théor.phys.
Physique
Chimie organique
Chimie appliquée
Mathématiques
Physique électronique
Chimie appl.et chimie des matériaux
Géologie
Chimie
Biologie animale
Mathématiques
Physique théorique
Biochimie
Physique
Chimie
Psycho-physiologie
Chimie
Physicoch.des Hauts Polymères

Professeurs émérites : G.GLAESER (Math.) - L.HIRTH (Microbiologie) - R.LECOLAZET (Phys. du Globe) - G.MILLOT (Géologie Paléontologie).

Professeur adjoint : J.SITTLER (Géologie).

Professeurs associés :

Z.AKASU	Optique physique	J.GROVES	Chimie minérale	L.MEZZA-BASSO	Biochimie
K.BHATT	Physique nucléaire théorique	T.HOFMOKL	Physique nucléaire et corpusculaire	J.L.MORAN-LOPEZ	Physique
P.BIRD	Chimie minérale	A.KORANYI	Mathématiques	I.SATAKE	Mathématiques
H.BJELKHAGEN	Electronique et Electrotechnique	G.LETTA	Mathématiques	H.SCHMIED	Physique
C.CAMACHO	Mathématiques	A.MELFI	Géochimie	H.UNEMURA	Mathématiques
P.CARSKY	Chimie	P.MEYRUEIS	Robotique productive	H.YEH	Géochimie
M.CONSTANTIN	Chimie organique				

Professeurs conventionnés : P.DEJOURS (Physiol.respir.) - Y.NAKATANI (Chimie) - P.SMIGIELSKI (Physique).

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU (dét.) - M.JASCHEK.

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

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

P.ALBRECHT	Chimie	J.LAHAYE	Coordination et catalyse	A.SKOUlios	Physicochimie macromoléculaire
J.F.BIELLMANN	Chimie	G.MAIRE	Chimie	M.VAN REGENMORTEL	Virologie
S.CANDAU	Physique	J.MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	R.VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
P.DEJOURS	Physiologie respiratoire	A.J.P.MEYER	Physique des solides	A.VEILLARD	Chimie moléculaire
M.FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	P.A.MEYER	Mathématiques	R.ZANA	Physicochimie macromoléculaire
J.HOFFMANN	Biologie animale	A.PORTE	Biologie cellulaire	W.S.ZHOU	Astr. environnement planétaire
A.KNIPPER	Physique nucl. et corpusculaire	P.REMPF	Physicochimie macromoléculaire	A.ZUKER	Physique théorique
A.KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	R.SCHLICH	Géophysique marine		
		P.SIFFERT	Physique nucl. et corpusculaire		

Maîtres de recherche C.N.R.S. :

J.Ch.ABBE	Physicoch.des interact.et interfaces	H.GIRARD	Physiologie respiratoire	L.PINCK	Virologie
J.J.ANDRE	Physicochimie macromoléculaire	P.GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	P.POIX	Chimie
E.ASLANIDES	Physique nucléaire et corpusculaire	J.B.GRUN	Physique	J.POUYET	Biophysique
H.BARREAU	Philo.,Epistémot.Hist.des Sc.et Tech.	H.GUILLEY	Biochimie, Biologie végétale	B.REES	Chimie
F.BECK	Physique nucléaire et corpusculaire	F.HAAS	Physique nucléaire et corpusculaire	J.REINBOLT	Biochimie
G.BECK	Biochimie	J.HERZ	Physicochimie macromoléculaire	P.REMY	Biochimie
J.P.BECK	Physiologie	F.HIBOU	Physique nucléaire	K.RICHARDS	Virologie
J.P.BEHR	Chimie	L.HILAIRE	Chimie physique	J.RICHART	Physique nucléaire théorique
M.BENARD	Chimie quantique	G.JENNER	Chimie	J.RINGEISSEN	Physique
H.BRAUN	Physique nucléaire et corpusculaire	G.KAUFMANN	Chimie	O.ROHFRITSCHE	Phytomorphogénèse
P.BRAUNSTEIN	Chimie	G.KEITH	Biochimie	J.P.ROTH (a/Dir.Inst.Rech)	Physicochimie macromoléculaire
G.BURKARD	Biochimie végétale	H.KESSLER	Matériaux inorganiques	J.P.SAUVAGE	Chimie physique
M.C.CADEVILLE	Physique des solides	J.P.KINTZINGER	Chimie	R.SCHANTZ	Physiologie végétale
H.CALLOT	Chimie	B.KOCH	Physiologie	F.SCHEIBLING	Physique nucléaire et corpusculaire
F.CANDAU	Physicochimie macromoléculaire	E.KOCHANSKI	Struct.et dynam.molécul.	F.SCHUBER	Chimie organique
J.CHEVELLIER	Physique nucléaire et corpusculaire	M.LAGUEUX	Chimie de coordination	N.SCHULZ	Physique nucléaire et corpusculaire
M.R.CHEVALLIER	Biologie cellulaire	B.LANG	Bio organismes/dév.	C.SCHWAB	Physique
N.CLAUER	Géologie	P.LAURENT	Cristallographie	O.SCRIVENER	Sc. phys. pour l'ingénieur
J.P.COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	C.LERAY	Physicochimie macromoléculaire	R.SELTZ	Physique nucléaire et corpusculaire
A.CORET	Physique	R.LEVY	Physiol. comparée des régulations	B.SIFFERT	Coordination et catalyse
M.CROISSIAUX	Physique nucléaire et corpusculaire	F.LEYENDECKER	Physiol. comparée des régulations	P.SIMPSON	Bio organismes/dév.
E.CROUSE	Biochimie végétale	J.L.LODAY	Physique	C.SITTLER	Géologie
C.DECKER	Chimie théorique et macromoléc.	B.LOTZ	Chimie	A.SOLLADIE	Chimie
D.DISDIER	Physique nucléaire et corpusculaire	A.MALAN	Mathématiques	M.E.STOECKEL	Biol. des interactions cellulaires
J.DOUBINGER	Géologie	E.MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	C.STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
F.DURST	Physiologie végétale	P.MARTINOTY	Chimie organique	M.SUFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
R.EHRBURGER	Coordination et catalyse	J.C.MERDINGER	Physiologie respiratoire	J.C.THIERRY	Chimie
S.EL KOMOSS	Physique	C.MIOSKOWSKI	Physicoch. molécul.et macromol.	K.TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J.FLECK	Virologie	D.MORAS	Sc. Physique pour l'ingénieur	J.P.VIVIEN	Physique nucléaire et corpusculaire
B.FRANCOIS	Physicochimie macromoléculaire	T.MULLER	Physique nucléaire	P.WAGNER	Physique nucléaire et corpusculaire
J.FRANCOIS	Physicochimie macromoléculaire	G.MUNSCHE	Chimie	G.WALTER	Physique nucléaire et corpusculaire
E.FRANTA	Physicochimie moléculaire	E.PAPIRER	Chimie	F.WEBER	Géologie
J.M.FRIEDT	Physicoch.des interact.et interfaces	H.PAQUET	Physique nucléaire et corpusculaire	J.P.WENIGER	Zoologie
B.FRITIG	Physicochimie macromoléculaire	M.PATY	Chimie théor. et macromol.	M.WESTPHAL	Géophysique
R.FUCHS	Physicochimie macromoléculaire	P.PEVET	Géologie	J.C.WITTMANN	Chimie théor. et macromol.
J.C.GALIN	Biochimie	C.PICOT	Physique nucléaire et corpusculaire	J.WITZ	Biologie cellulaire
Y.GALLOT	Physique nucléaire et corpusculaire		Zoologie	R.WOLFF	Chimie
J.GANGLOFF	Biochimie		Physicochimie macromoléculaire	J.P.ZIELINGER	Physique
J.P.GERBER	Physique nucléaire et corpusculaire			L.ZILLIOX	Mécanique des Fluides
R.GIEGE	Biochimie				
C.GIGOT	Virologie				

AVANT - PROPOS

Pendant ces années de recherche j'ai été accueillie au Laboratoire de Physique Théorique Hautes Energies du Centre de Recherches Nucléaires à Strasbourg, par le Professeur José Leite Lopes, au Laboratorio de Física Teórica de l'Universidad Nacional de La Plata, par le Professeur Carlos Alberto Garcia Canal, et au Groupe de Physique Théorique de l'Universidade Federal do Rio Grande do Sul, par le Professeur Horácio O. Girotti.

J'ai bénéficié des bourses de la province du Rio Grande do Sul (FAPERGS), du Gouvernement français (Ministère des Affaires Etrangères) et du Gouvernement brésilien (CNPq).

Cela m'a permis de constater que si les lois de la physique sont universelles, les moyens de les approfondir ne le sont pas. La recherche est réalisée dans des conditions assez différentes dans chaque pays, dans chaque laboratoire. A nous, les physiciens du monde sous-développé il reste l'enthousiasme.

C'est en étant dans ce domaine de la recherche, un des plus avancés de la connaissance humaine actuelle, que j'ai eu le privilège de me rendre compte des contrastes de notre civilisation. Cette même société capable de faire côtoyer les accélérateurs et la faim, les longues journées de travail et les bas salaires, les missiles et les religions, la spécialisation et le chômage.

Je voudrais à cette occasion rendre hommage aux femmes qui se sont mises en lutte pour un monde plus juste, avec l'effort que cela représente dû au manque d'infra-structures correctes pour recevoir nos enfants, aux difficultés dans certains lieux de travail, mais qui malgré tout font changer la structure sociale.

Je remercie mes professeurs déjà cités, ma famille, mes amis et mes camarades de travail pour leur enseignement, présence et appui.

TABLE DE MATIÈRES

CHAPITRE I	
INTRODUCTION	1
I.1 - Panorama Actuel de la Physique des Particules	1
I.2 - Résumé de nos Contributions	3
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE I	7
CHAPITRE II	
DIFFUSION PROFONDEMENT INÉLASTIQUE	9
II.1 - Introduction	9
II.2 - Cinématique des Processus	11
II.2.a - Diffusion Lepton Chargé-Nucléon - cas Électromagnétique	14
II.2.b - Diffusion Neutrino-Nucléon - cas Faible	23
II.3 - La DPI avec Lepton Primaire Massif	32
II.4 - L'Invariance d'Échelle de Bjorken	38
II.5 - Importance du Cône de Lumière	41
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE II	45
CHAPITRE III	
PARTONS, CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE ET FONCTIONS DE STRUCTURE	47
III.1 - Introduction	47
III.2 - Modèle de Partons	48
III.2.a - Système de Breit	52
III.2.b - Calcul du Tenseur Hadronique	55
III.2.c - Quarks comme Partons	61
III.2.d - Fonctions de Distribution	63
III.3 - La Chromodynamique Quantique dans la DPI	69
III.4 - Les Fonctions de Structure	74
III.4.a - Méthode d'Inversion des Moments	76
III.4.b - Méthode d'Altarelli-Parisi	81
III.5 - Les Paramétrisations des Fonctions de Distribution	83
III.6 - Violations de l'Invariance d'Échelle	93

III.7 - La Recherche de Violations de la QCD dans les Fonctions de Structure	96
III.8 - Les Violations de la QCD dans les Fonctions de Structure	104
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE III	109
CHAPITRE IV	
EXCITATION DES QUARKS LOURDS PAR LES NEUTRINOS	113
IV.1 - Introduction - Modèle	113
IV.2 - Cinématique - Sections Efficaces	115
IV.3 - Les Paramètres de Mélange	121
IV.4 - Les Effets de Seuil	126
IV.4.a - La Région d'Intégration	131
IV.5 - Les Fonctions de Distribution des Quarks	133
IV.6 - Les Taux d'Excitation des Quarks Lourds - Résultats	134
APPENDICE IV.1	147
APPENDICE IV.2	150
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE IV	151
CHAPITRE V	
PRODUCTION DE DILEPTONS DE SIGNE OPPOSÉ	153
V.1 - Introduction	153
V.2 - Le Modèle de Production de Dileptons	155
V.2.a - Caractéristiques Cinématiques	159
V.2.b - Mécanismes de Production de Dileptons	163
V.3 - La Fragmentation	167
V.3.a - Les Fonctions de Fragmentation	172
V.4 - Désintégration Hadronique Semileptonique	174
V.5 - La Contribution du Bottom	179
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE V	187
CHAPITRE VI	
CONCLUSIONS	189
RÉFÉRENCES AU CHAPITRE VI	

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I.1 - Panorama Actuel de la Physique des Particules

La physique des particules a traversé au cours des quinze dernières années une période passionnante à cause de l'enchaînement des propositions théoriques et de leur confirmation expérimentale plus ou moins spectaculaire.

La théorie unifiée des interactions électromagnétiques et faibles constitue le centre de ce panorama, en devenant peu à peu une théorie fondamentale des interactions basée sur l'invariance par rapport aux symétries de jauge. Cependant, le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie reste encore dans le domaine des hypothèses, étant donné que le boson scalaire, le boson de Higgs, responsable de la génération des masses dans le modèle standard n'a pas encore été identifié, probablement par des raisons de seuil de production. Par contre, l'existence des bosons intermédiaires chargés, dont la prédiction remonte à 1958 [Lei58], et neutre, a été confirmée très récemment par les expérimentateurs dans les grands accélérateurs [Arn83, Ban83].

La description standard [Gla61, Wei67, Sal68] a été très stimulée par la découverte de nouveaux quarks et leptons. La particule J/ψ , découverte en 1974 [Aub74, Aug74],

a fortement contribué à faire accepter la théorie dynamique de la "saveur" comme théorie des interactions électrofaibles, en étant une manifestation évidente d'un nouveau quark, déjà prédit [Bjo64, Gla70] avec un nouveau nombre quantique, le charm. Ensuite, la découverte du lepton tau (τ) en 1975 [Per75], et du quark bottom, b, en 1977 [Her77, Inn77] ont encore consolidé cette description qui s'appuie sur un schéma où se succèdent les générations.

Par moment ces résultats suggèrent que nous arrivons à dominer la description de la matière dans toute son extension. Ceci n'est pas le cas, et l'ancien rêve des physiciens d'unifier toutes les forces n'a pas encore été accompli. Des progrès considérables ont été faits dans cette direction grâce à l'acquisition de connaissances des théories de jauge. Dans ce cadre se situe la possible théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique. Un des plus grands défis de la physique des particules actuelle réside dans la description de la dynamique des hadrons, ou plus précisément, du mécanisme au moyen duquel les quarks se constituent en hadrons, l'hadronisation. La théorie propose certains modèles phénoménologiques comme premier point d'attaque du problème [Fie83] et l'expérience est dans une situation plus avantageuse qu'elle n'était dans le cas des interactions faibles. Les hadrons sont là, observables, avec des distributions que les différents processus nous permettent d'observer.

L'autre aspect important de la physique de particules actuelle, et loin d'être clos, est celui des générations de leptons et de quarks, et la recherche de sous-composants [Gay79] pour expliquer ce schéma séquentiel. La cosmologie semble imposer une limite au nombre de générations, en fonction de la masse de l'Univers, mais des contraintes sur les sous-composants sont plus difficiles à établir.

Nous voyons que, malgré de grands succès théoriques et expérimentaux, il n'existe pas encore une unification complète des différents aspects de la physique de particules, si l'unification de la théorie électrofaible et les interactions fortes est déjà en route, la gravitation reste à part, n'étant pas encore décrite au niveau microscopique.

I.2 - Résumé de nos Contributions

Dans cette thèse nous nous occupons de certains aspects phénoménologiques concernant les interactions lepton-nucléon qui mettent en rapport les prédictions théoriques de l'interaction électrofaible, et de l'interaction forte, permettant une confrontation des mêmes avec les résultats expérimentaux. Les processus étudiés sont les diffusions profondément inélastiques (DPI) qui constituent un outil important dans la recherche de la structure hadronique, lorsque le transfert d'impulsion est grand, et

lorsque, inversement, selon le principe d'incertitude, la distance étudiée est plus petite.

La motivation de cette étude est celle de comprendre le rôle des théories de jauge au moyen d'une comparaison de leurs résultats avec ceux de l'expérience. A cet effet les expériences neutrino-nucléon constituent un microscope idéal pour atteindre la structure hadronique. Le neutrino, étant de charge nulle, est une meilleure sonde, et dans les diffusions νN la physique qui mérite plus d'attention actuellement est celle qui concerne le vertex hadronique.

La description des DPI selon le modèle usuel [Can 80a] reste valide lorsqu'on la compare avec l'expérience [Can79a, Can79b, Can80b, Can80c]. Néanmoins, le modèle de quark-parton original [Fey72] pour la description de la matière hadronique doit évoluer jusqu'à inclure les corrections dues à la chromodynamique quantique, dans la limite de liberté asymptotique [Pol74]. Ce modèle considère trois générations de quarks et de leptons qui interagissent électrofaiblement selon la théorie de jauge standard.

La séquence de cette thèse est constituée par cinq chapitres qui forment une approche détaillée dans l'analyse d'une DPI. Chaque chapitre contient une description du formalisme, de l'obtention de données, et des caractéristiques des résultats, ainsi que de nos contributions personnelles dans ce domaine de la phénoménologie des hau-

tes énergies.

Le chapitre II consiste en une discussion détaillée de la description analytique et phénoménologique des processus profondément inélastiques, selon le modèle usuel, avec détermination des sections efficaces en termes de variables adaptées à la comparaison avec l'expérience. Cette étude, résumée dans ce chapitre, a été l'objet d'une publication spécifique [Can80a]. Nous déterminons d'autre part la section efficace $\nu_{\ell} N \rightarrow \ell X$, où le lepton ℓ est massif car la contribution de la masse leptonique peut être importante dans le cas de production de leptons lourds, par exemple, le tau. Ce résultat serait intéressant pour la réaction $\nu_{\tau} N \rightarrow \tau X$, qui n'a pas encore été observée. Cependant nous considérons que le formalisme doit être poussé jusqu'à l'introduction des masses du lepton primaire, car, comme nous allons voir, ceci engendre des complications par la présence des nouvelles fonctions de structure.

Le chapitre III est dédié au modèle des partons et ses prédictions, conduisant à l'interprétation des DPI au moyen des fonctions de structure invariantes d'échelle; ensuite nous considérons la contribution dans l'analyse des effets dynamiques, introduits par la chromodynamique quantique, et dus aux interactions entre les quarks et les gluons. À ce sujet nous faisons une discussion approfondie des fonctions de structure, et des méthodes théoriques et expérimentales de détermination de F_2 et $R = \sigma_L / \sigma_T$ dans le but d'obtenir de manière indépendante ces quantités [Avi79]. Finale-

ment nous présentons les déterminations des violations de l'invariance d'échelle.

Comme suite de cette analyse des DPI, dans le chapitre IV sont discutés des aspects concernant l'excitation des quarks par les neutrinos, et plus particulièrement des quarks lourds c , b et t . Nous étudions les aspects cinématiques et dynamiques, explicitant l'effet de seuil de masse. Nous obtenons les courbes d'excitation de quarks lourds dans νN et $\bar{\nu} N$ selon les différents canaux de production [Gay84a, Gay84b, Can85a].

Les DPI peuvent donner lieu à la formation de dileptons, suite à l'excitation d'un quark lourd. La production de dileptons de signe opposé dans les interactions νN et $\bar{\nu} N$ constitue le chapitre V. Cette étude a été motivée par une discussion avec la collaboration ABBLS [Can79a], qui permet de tester le modèle d'excitation des quarks dans l'analyse des processus avec dileptons dans l'état final. Nous avons aussi déterminé la contribution possible de l'excitation du quark b dans le taux de dileptons de signe opposé [Can79b, Can80b, Can80c].

Finalement dans le chapitre VI nous présentons nos conclusions et une discussion sur les aspects phénoménologiques concernant les DPI non encore résolus, tels l'effet EMC, la question de sous-composants [Gay79], le taux de production de dileptons de même signe. Le but de cette discussion est de mettre en évidence les points où le modèle d'excitation des quarks devrait être perfectionné.

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE I

- [Lei58] J.Leite Lopes, Nucl.Phys. 8 (1958) 234.
- [Arn83] G.Arnison et al., Phys.Lett. B 122 (1983) 103.
- [Ban83] M.Banner et al., Phys.Lett.B 122 (1983) 476.
- [Gla61] S.L.Glashow, Nucl.Phys. 22 (1961) 579.
- [Wei67] S.Weinberg, Phys.Lett. 19 (1967) 1264.
- [Sa168] A.Salam, Elementary Particle Physics, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968).
- [Aub74] J.J.Aubert et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1404.
- [Aug74] J.E.Augustin et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1406.
- [Bjo64] J.D.Bjorken and S.L.Glashow, Phys.Lett. 11 (1964) 255.
- [Gla70] S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, Phys.Rev.D 2 (1970) 1285.
- [Per75] M.L.Perl et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1489.
- [Her77] S.W.Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252.
- [Inn77] W.R.Innes et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 1240.
- [Fie83] R.D.Field, Fragmentation Phenomenology, Cornell Preprint 1983.
- [Gay79] M.B.Gay Ducati, J.Leite Lopes and J.A.Martins Simões, Lett.Nuovo Cimento, 24 (1979) 432.
- [Can80a] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Notes on Deep Inelastic Scattering, Série de Cours et Conférences Sur la Physique des Hautes Energies n° 15 - CRN - CRNS - ULP.
- [Can79a] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, $\bar{\nu}$ Events at the ABBLS Collaboration, Internal Report for Gargamelle, 1979.

- [Can79b] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Analysis of Dilepton Production in Neutrino Physics, Conference on High Energy Physics, Geneva, 1979.
- [Can80b] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Lett.Nuovo Cimento, 27 (1980) 189.
- [Can80c] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Bottom Excitation by Antineutrinos, XX Int. Conf. High Energies, Madison, 1980.
- [Fey72] R.Feynman, Photon Hadron Interactions, W.Benjamin Inc. (1972).
- [Pol74] H.Politzer, Phys.Rep. 14C (1974) 129.
- [Avi79] C.Avilez, C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A. Martins Simões - CRN/HE 79-11.
- [Gay84a] M.B.Gay Ducati, Excitação de Quarks Pesados por Neutrinos, V Encontro Nacional de Física de Energias Intermediárias, Gramado, 1984.
- [Gay84b] M.B.Gay Ducati, Reescalamento e Quarks Pesados, V Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, Itatiaia, 1984.
- [Can85a] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati, E.M.Santangelo, Phys. Rev. D31 (1985) 2748.

CHAPITRE II

DIFFUSION PROFONDÉMENT INÉLASTIQUE

II.1 - Introduction

La phénoménologie des interactions électromagnétique et faible compte parmi ses outils les plus importants les processus profondément inélastiques (PPI), qui sont en rapport avec le comportement des courants électromagnétique et faible dans le régime de hautes énergies, ce qui conduit à l'étude des produits des courants à petites distances et de la structure hadronique [Can80a].

La classification des PPI se fait suivant le caractère d'espace-temps du transfert d'impulsion à travers le courant électromagnétique ou faible :

i) genre temps $\rightarrow q^2 > 0$

Annihilation électron-positron $\rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow$ hadrons

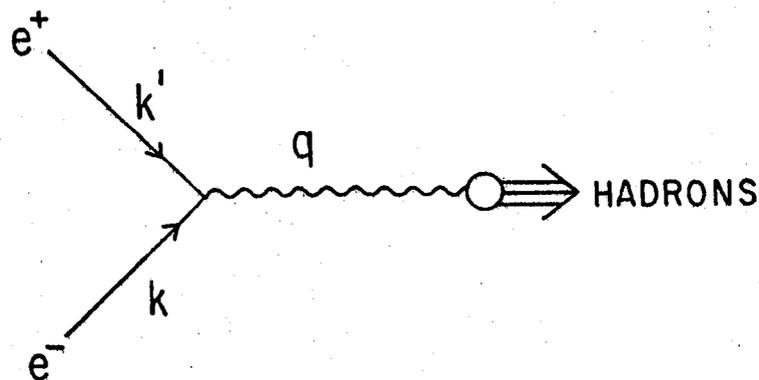


FIGURE II.1

ii) genre espace $\rightarrow q^2 < 0$

Diffusion lepton-nucléon

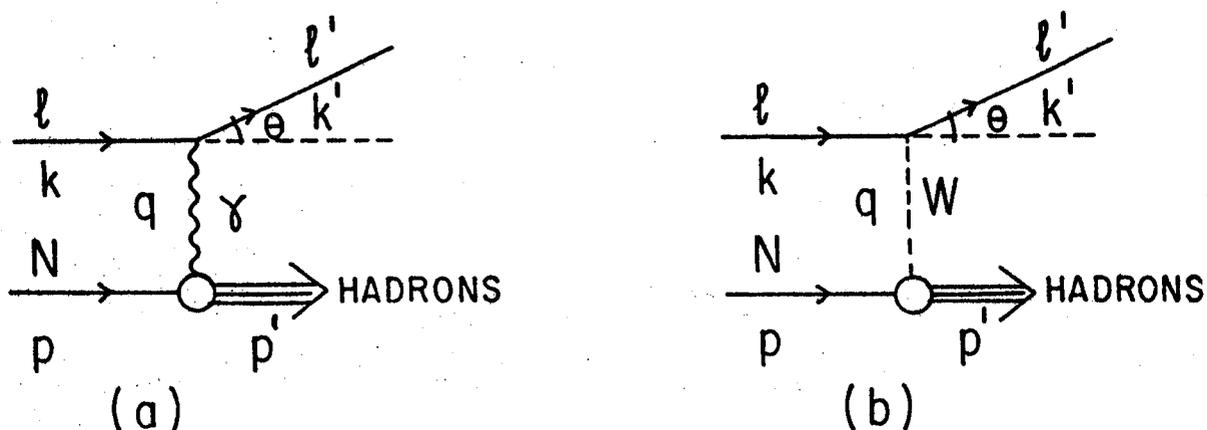


FIGURE II.2

Notre étude se concentre sur l'analyse des PPI faibles chargés (fig. II.2.b), qui sont l'objet d'intenses recherches théorique et expérimentale puisqu'ils constituent une source importante de renseignements sur la nature fondamentale des interactions faibles, sur la structure hadronique et, plus récemment, sur la structure nucléaire.

L'intérêt d'étudier la structure hadronique au moyen des PPI, où les médiateurs de l'interaction interviennent comme particules virtuelles, s'explique par la possibilité de "s'approcher" chaque fois plus des composants hadroniques à mesure que le transfert d'impulsion s'accroît. De là un avantage par rapport aux interactions méson-proton \rightarrow méson-proton, où le transfert d'impulsion est limité par $q^2 = m_M^2$

(m_M = masse du méson) car le méson se trouve sur la couche de masse.

En effet, les deux types de PPI ont un comportement expérimental simple et des interprétations théoriques qui conduisent au modèle de partons et à l'utilisation des théories de champs de jauge.

D'autre part, la connaissance acquise dans les interactions leptoniques électromagnétique et faible fait que dans un processus avec faisceau d'électron, muon ou neutrino il ne nous reste à interpréter que le vertex hadronique, ou vertex secondaire.

II.2 - Cinématique des Processus

Considérons la cinématique des processus $l N \rightarrow l' h$ adrons, représentés dans la figure II.2 par des diagrammes du premier ordre, où l correspond au lepton (chargé ou neutre) incident avec énergie E et impulsion k ; le lepton à l'état final est représenté par l' , diffusé avec l'angle de diffusion θ , énergie E' et impulsion k' ; N correspond au nucléon cible avec masse M , énergie E_p et impulsion p ; le médiateur de l'interaction, avec impulsion q , peut-être un photon γ dans le cas électromagnétique, ou un boson vectoriel chargé W^\pm , dans le cas d'interaction faible; les hadrons à l'état final ont p' comme impulsion.

Alors, l'élément de volume invariant de l'espace de phase peut s'écrire

$$\frac{d^3\vec{k}'}{E'} = E' dE' d\Omega = 2\pi E' dE' d(\cos \theta) \quad , \quad (\text{II.1})$$

où l'intégration spatiale est réalisée en tenant compte de la symétrie axiale de la diffusion.

De la conservation d'impulsion au vertex leptonique, ou vertex primaire, nous avons

$$q = k - k' \quad . \quad (\text{II.2})$$

Il est intéressant d'introduire la paire de variables

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k-k')^2 \quad , \quad (\text{II.3.a})$$

et

$$v \equiv \frac{p \cdot q}{M} \quad . \quad (\text{II.3.b})$$

Dans le régime des hautes énergies, où il est permis de négliger les masses leptoniques, ces invariants, fournis par la cinématique du processus, prennent la forme

$$Q^2 = 2k \cdot k' = 2EE'(1 - \cos \theta) = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad , \quad (\text{II.4.a})$$

et pour v , dans le système du nucléon au repos,

$$v = E - E' \quad . \quad (\text{II.4.b})$$

Comme le Jacobien de la transformation entre les deux paires de variables est

$$J \left(\frac{Q^2, \nu}{\cos \theta, E'} \right) = 2EE' ,$$

nous avons

$$dQ^2 d\nu = 2EE' dE' d(\cos \theta) = \frac{EE'}{\Pi} dE' d\Omega , \quad (\text{II.5})$$

dans le cas particulier où $m_\ell = m_{\ell'} = 0$.

Une autre paire de variables, plus appropriée à la description du comportement invariant d'échelle des sections efficaces des PPI est,

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{II.6.a})$$

et

$$y = \frac{\nu}{E} . \quad (\text{II.6.b})$$

Ces variables sans dimensions correspondent, respectivement, à la fraction d'impulsion du nucléon transférée au hadron dans le système du laboratoire, et à la fraction d'énergie transférée.

Ceci étant, nous pouvons écrire (II.5) sous la forme

$$dQ^2 d\nu = 2ME\nu dx dy , \quad (\text{II.7})$$

et nous avons pour la masse invariante du système hadronique

$$W^2 = (p+q)^2 = M^2 + 2M\nu(1-x) . \quad (\text{II.8})$$

Il est possible d'établir le domaine de la variable d'échelle x à partir de la positivité de la variable u et de la condition $W^2 \geq M^2$, soit

$$0 \leq x \leq 1. \quad (\text{II.9})$$

II.2.a - Diffusion Lepton Chargé-Nucléon - cas Électromagnétique

Considérons la réaction $\ell + N \rightarrow \ell' + \text{hadrons}$ représentée au premier ordre par la figure II.2.a, dont les leptons ℓ et ℓ' correspondent à une paire de leptons chargés du même type.

L'amplitude de diffusion s'écrit

$$A = -i(2\pi)^4 \delta^4(p' - p - q) 4\pi\alpha \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k).$$

$$\frac{1}{q^2} \langle H | J_\mu^{\text{em}} | N \rangle, \quad (\text{II.10})$$

où la forme utilisée dans l'expression de l'élément de matrice du courant électromagnétique ne fait que traduire notre méconnaissance de la structure des champs hadroniques.

La section efficace est donc

$$d\sigma = \frac{1}{2} \sum_{S,H} \frac{1}{|\vec{v}_\ell - \vec{v}_p|} \frac{m_\ell}{E} |A|^2 \frac{m_{\ell'}}{E'} \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k', \quad (\text{II.11})$$

où \vec{v}_ℓ et \vec{v}_p sont les vitesses du lepton incident et du proton respectivement, le facteur $1/2$ provient de la moyenne sur les

spins de l'état initial, et la somme sur l'état final figure parce que nous considérons les processus aux particules initiales non polarisées. De plus comme nous voulons considérer les processus inclusifs, où ne sont pas effectuées de mesures sur les hadrons finaux, il est nécessaire d'inclure la somme sur les états hadroniques finaux.

Avec l'aide de l'expression invariante pour le facteur de flux, ou facteur de Møller

$$\frac{1}{EE_p |\vec{v}_\ell - \vec{v}_p|} = \frac{1}{[(k \cdot p)^2 - m_\ell^2 M^2]^{1/2}}, \quad (\text{II.12})$$

où nous allons négliger le deuxième terme du dénominateur par rapport au premier, étant en régime de hautes énergies, nous pouvons écrire

$$d\sigma = \frac{m_\ell^{m_\ell} E_p}{k \cdot p} (2\pi)^4 \frac{(4\pi\alpha)^2}{(2\pi)^3} |M|^2 \delta^4(p' - p - q) \frac{d^3\vec{k}'}{E'}, \quad (\text{II.13})$$

où nous avons utilisé $\delta^4(0) \rightarrow (2\pi)^4$, et le facteur $|M|^2$ est défini par

$$|M|^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{q^4} \sum_{S,H} \langle N | J_\mu^{\text{em}} | H \rangle \langle H | J_\nu^{\text{em}} | N \rangle \bar{u}(k') \gamma^\nu u(k) u^\dagger(k) (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 u(k') \quad (\text{II.14})$$

Et effectuant la trace [Bjo65], il devient

$$|M|^2 = \frac{1}{2q^4} \sum_H \langle N | J_\mu^{em} | H \rangle \langle H | J_\nu^{em} | N \rangle \cdot \frac{1}{m_\ell m_{\ell'}} [k'^\nu k^\mu + k'^\mu k^\nu - (k \cdot k') g^{\mu\nu}] \quad , \quad (II.15)$$

ce qui nous permet d'écrire pour la section efficace, dans le système du proton au repos, où $k \cdot p = EM$, la formule

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{2}{E} W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu} \frac{d^3k'}{E'} \quad , \quad (II.16)$$

où nous avons introduit la notation

$$W_{\mu\nu} = \frac{E_p}{2M} (2\pi)^3 \delta^4(p' - p - q) \sum_{N,H} \langle N | J_\mu^{em} | H \rangle \langle H | J_\nu^{em} | N \rangle \quad , \quad (II.17)$$

pour le tenseur hadronique, qui correspond aux transitions électromagnétiques du nucléon cible à tous les états finaux possibles, et

$$\ell^{\mu\nu} = k'^\nu k^\mu + k'^\mu k^\nu - (k \cdot k') g^{\mu\nu} \quad , \quad (II.18)$$

pour le tenseur leptonique qui est symétrique dans les indices μ et ν .

La section efficace (II.16) peut être écrite en ter-

me de plusieurs paires de variables déjà introduites.

Nous pouvons écrire

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{2\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E} W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu}, \quad (\text{II.19.a})$$

ou encore

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = 2\pi \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{1}{E^2} W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu}. \quad (\text{II.19.b})$$

Nous allons maintenant obtenir $W_{\mu\nu}$ dans son expression la plus générale. Tout d'abord il faut observer que

$$W_{\mu\nu}^* = W_{\nu\mu} \quad (\text{II.20})$$

dû à l'hermiticité de $J_{\mu(\nu)}^{\text{em}}$.

Il est donc possible de séparer le tenseur hadronique en une partie symétrique et une partie antisymétrique par rapport à $\mu \leftrightarrow \nu$. Dû à la symétrie explicite de $\ell^{\mu\nu}$ et de la contraction présente dans l'expression de $d\sigma$, il nous suffit de construire la partie symétrique de $W_{\mu\nu}$.

De plus

- (i) l'interaction électromagnétique conserve la parité, alors $W_{\mu\nu}$ doit être un tenseur de rang deux;
- (ii) l'intégration est faite sur toutes les impulsions, sauf p , q et p' , et $p' = p + q$;
- (iii) la somme est faite sur tous les spins.

Alors, la forme du tenseur $W_{\mu\nu}$ doit dépendre uniquement de p et q , et du tenseur $g_{\mu\nu}$. La cinématique du processus peut nous donner les tenseurs fondamentaux $p^\mu p^\nu$, $p^\mu q^\nu$, $q^\mu p^\nu$, $q^\mu q^\nu$.

De ce fait, la forme plus générale pour $W_{\mu\nu}$ électromagnétique est

$$W_{\mu\nu} = Ag_{\mu\nu} + Bp_\mu p_\nu + C(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + Dq_\mu q_\nu, \quad (\text{II.21})$$

où les coefficients ne peuvent dépendre que des scalaires formés à partir de p et q , soit les invariants Q^2 et v .

La conservation du courant électromagnétique implique

$$q^\mu W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu} q^\nu = 0 \quad (\text{II.22})$$

donc,

$$(A + Dq^2 + Cp \cdot q)q^\nu + (Cq^2 + Bp \cdot q)p^\nu = 0 \quad (\text{II.23})$$

Les vecteurs p et q sont indépendants, donc les coefficients de l'équation (II.23) doivent s'annuler séparément, soit

$$C = -\frac{p \cdot q}{q^2} B \quad (\text{II.24.a})$$

$$\text{et } D = -\frac{A}{q^2} + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} B \quad (\text{II.24.b})$$

Avec la notation

$$A = -W_1 \quad (II.25.a)$$

et

$$B = \frac{W_2}{M^2} \quad , \quad (II.25.b)$$

nous avons la forme finale pour le tenseur hadronique électromagnétique,

$$W_{\mu\nu}(Q^2, \nu) = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) W_1(Q^2, \nu) + \frac{1}{M^2} [(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu)(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu)] W_2(Q^2, \nu) \quad , \quad (II.26)$$

où $W_1(Q^2, \nu)$ et $W_2(Q^2, \nu)$ sont les fonctions de structure du nucléon.

Le produit entre le tenseur hadronique et le tenseur leptonique est donc

$$W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu} = W_1 \{-2k' \cdot k + 4k' \cdot k + \frac{1}{q^2} [2(q \cdot k')(q \cdot k) - (k \cdot k')q^2]\} + \frac{W_2}{M^2} [2(p \cdot k')(p \cdot k) - M^2(k \cdot k')] + O(k^2, k'^2) \quad , \quad (II.27)$$

d'où, en négligeant les masses leptoniques, il résulte

$$W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu} = 2k \cdot k' W_1 + \frac{1}{M^2} [2(p \cdot k')(p \cdot k) - M^2(k \cdot k')] W_2 \quad (II.28)$$

Ce produit, calculé dans le système du laboratoire, et avec (II.4.a), s'écrit

$$W_{\mu\nu} \ell^{\mu\nu} = 2EE' \left[2\sin^2 \frac{\theta}{2} W_1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2 \right] \quad (II.29)$$

Donc, nous obtenons finalement pour la section efficace

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dv} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left[2\sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(Q^2, v) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(Q^2, v) \right] \quad (II.30)$$

ou, en termes de x et y ,

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{ME} \frac{1}{x^2 y^2} [xy^2 M W_1(Q^2, x) + (1-y)v W_2(Q^2, x)] \quad (II.31)$$

où nous avons négligé les termes d'ordre $M/2E$.

Fixons-nous encore un peu dans l'interprétation de $W_{\mu\nu}$.

Diagrammatiquement on a la figure II.3,

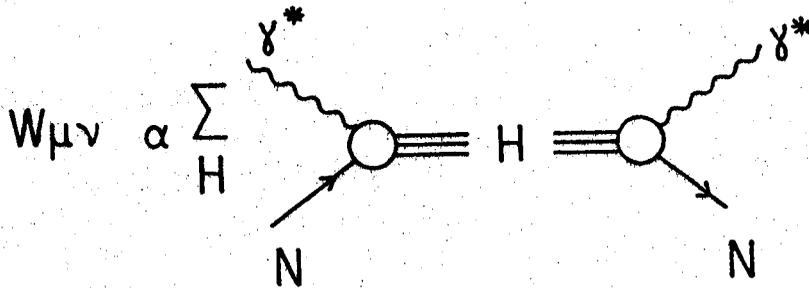


FIGURE II.3

où γ n'est pas dans la couche de masse, i.e., c'est un photon virtuel, et les états $|H\rangle$ comprennent tous les états finaux. Par le théorème optique il est possible de mettre en rapport $W_{\mu\nu}$ avec la partie imaginaire, ou mieux, absorptive de l'amplitude de Feynman pour la diffusion d'un photon virtuel de masse q^2 par le nucléon.

Si on introduit les vecteurs de polarisation $\epsilon^\mu(\lambda)$ pour les photons virtuels, avec hélicité $\lambda = \pm 1, 0$, énergie ν , masse q^2 , qui se déplacent selon l'axe z ,

$$\epsilon_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0) \quad , \quad (\text{II.32.a})$$

et pour le mode longitudinal

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{q^2}} (\sqrt{\nu^2 - q^2}, 0, 0, \nu) \quad , \quad (\text{II.32.b})$$

avec la normalisation

$$(\text{II.32.c})$$

$$- (\epsilon_+^*, \epsilon_+) = - (\epsilon_-^*, \epsilon_-) = (\epsilon_0^*, \epsilon_0) = 1, \quad (\text{II.32.c})$$

il est possible d'écrire pour la section efficace correspondante à la photoabsorption des photons virtuels avec masse q^2 par un nucléon N non polarisé, la forme

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*N} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \sum_\epsilon \epsilon^{\mu*}(\lambda) W_{\mu\nu} \epsilon^\nu(\lambda), \quad (\text{II.33})$$

où K correspond au flux de photons virtuels incidents.

La question du flux est traitée dans la littérature [Han63, Gil67] de différentes manières, mais pour ce qui nous concerne il n'est pas nécessaire d'adopter de version particulière. L'invariance sous parité implique que $\sigma_+ = \sigma_-$ pour une cible non polarisée, et il est donc possible de séparer (II.33) dans une partie transversale et une partie longitudinale, et

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*N} = \sigma_T + \sigma_L, \quad (\text{II.34})$$

où

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \sum_{\epsilon_\pm} \epsilon_\pm^{\mu*} W_{\mu\nu} \epsilon_\pm^\nu \quad (\text{II.35.a})$$

et

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon_0^{\mu*} W_{\mu\nu} \epsilon_0^\nu. \quad (\text{II.35.b})$$

De (II.32), (II.33) et (II.26) il résulte

$$\sigma_T(Q^2, \nu) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1(Q^2, \nu) \quad (\text{II.36.a})$$

et

$$\sigma_L(Q^2, \nu) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} W_2(Q^2, \nu) - W_1(Q^2, \nu) \right] . \quad (\text{II.36.b})$$

La positivité des sections efficaces impose les conditions

$$W_1 \geq 0 \quad , \quad \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} W_2 \geq W_1 \quad ,$$

qui doivent être satisfaites par les fonctions de structure.

Le rapport

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{W_2(Q^2, \nu)}{W_1(Q^2, \nu)} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) - 1 \quad (\text{II.37})$$

est une quantité importante dans l'analyse de données expérimentales, et est un indicateur du spin des constituants hadroniques, comme nous verrons plus loin.

II.2.b - Diffusion Neutrino-Nucléon - cas Faible

Considérons la réaction

$$\nu_\ell(k)(\bar{\nu}_\ell(k)) + A(p) \rightarrow \ell^-(k')(\ell^+(k')) + H(p') \quad , \quad (\text{II.38})$$

où ℓ est un lepton chargé. Cette réaction est similaire à la

diffusion \bar{e} lectron-nucléon inélastique, mais à la place du photon le nucléon est en interaction avec les bosons de jauge vectoriels et le couplage dans le vertex leptonique est formé par une pièce axial et une pièce vecteur-axial. Les processus (II.38) sont représentés en ordre arbre par le diagramme (II.2.b).

Les réactions à courant faible chargé sont décrites par le Lagrangean effectif

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ (j_{\text{lep}}^W)^\lambda (J_{\text{had}}^W)_\lambda^\dagger + \text{h.c.} \}, \quad (\text{II.39})$$

où G est la constante de Fermi, (j_{lep}^W) est le courant faible leptonique donné par

$$(j_{\text{lep}}^W)^\lambda = \sum_{\ell} \bar{\psi}_{\ell}(x) \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_{\ell}(x), \quad (\text{II.40})$$

où $\ell = e, \mu, \tau, \dots$, et (J_{had}^W) est le courant hadronique.

Comme nous sommes intéressés dans le calcul des amplitudes de ces réactions au premier ordre, l'approximation du Lagrangean effectif est satisfaisante, au moins du point de vue phénoménologique, malgré la violation de l'unitarité aux énergies de neutrino dans le système du laboratoire de l'ordre de $E_{\nu} \gg 5 \times 10^4 \text{ GeV}$. Les énergies atteintes jusqu'à présent sont encore très loin de cette valeur et nous sommes en mesure de négliger les effets faibles d'ordres supérieurs. L'expression (II.39) est la limite de l'expression complète, contenant le propagateur du boson vectoriel intermédiaire, quand le transfert

d'impulsion est petit par rapport à la masse du W.

L'amplitude de diffusion est exprimée à partir de (II.39), le Lagrangean courant-courant, par

$$A = -i \frac{G}{\sqrt{2}} (2\pi)^4 \delta^4 (p' - p - q) \langle k' | j^{W\lambda} | k \rangle \langle p' | J_\lambda^W | p \rangle . \quad (\text{II.41})$$

La section efficace inclusive est donnée par

$$d\sigma = \frac{1}{|\vec{v}_\nu - \vec{v}_p|} \frac{m_\nu}{E} \frac{m_\ell}{E'} |A|^2 \frac{1}{(2\pi)^3} d^3\vec{k}' , \quad (\text{II.42})$$

où la masse $m_\nu \neq 0$ est introduite par des raisons techniques de renormalisation. Cette section efficace sera donnée par une expression analogue à (II.16) où certains remplacements concernant le courant faible chargé doivent être réalisés, et les tenseurs leptonique et hadronique déterminés pour le cas spécifique, comme nous montrerons par la suite.

Puisque les neutrinos sont toujours polarisés, il n'y a pas de moyenne sur les spins initiaux.

En utilisant l'expression du flux, eq. (II.12), comme dans le cas précédent, nous écrivons pour la section efficace $\nu N \rightarrow \ell^- H$

$$d\sigma = \frac{m_\nu}{k \cdot p} \frac{m_\ell E_p}{E'} (2\pi)^4 \frac{G^2}{2} |M|^2 \delta^4 (p' - p - q) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\vec{k}'}{E'} , \quad (\text{II.43})$$

où

$$|M|^2 = \sum_{S,H} \langle N | J_\alpha^W | H \rangle \langle H | J_\beta^W | N \rangle .$$

$$\bar{u}_\ell(k') \gamma^\alpha (1-\gamma^5) u_{\nu_\ell}(k) \bar{u}_{\nu_\ell}(k) \gamma^\beta (1-\gamma^5) u_\ell(k') .$$

(II.44)

On identifie le tenseur leptonique avec

$$L^{\alpha\beta}(\bar{\nu}) = \langle k | j^{\alpha+(-)}(0) | k' \rangle \langle k' | j^{\beta- (+)}(0) | k \rangle , \quad (\text{II.45})$$

la normalisation étant

$$\langle \ell^-(k') | j^{\alpha-}(0) | \nu(k) \rangle = \bar{u}(k') \gamma^\alpha (1-\gamma^5) u(k) \quad (\text{II.46.a})$$

et

$$\langle \ell^+(k') | j^{\alpha+}(0) | \bar{\nu}(k) \rangle = \bar{\nu}(k) \gamma^\alpha (1-\gamma^5) \nu(k') . \quad (\text{II.46.b})$$

La notation employée est J_α^+ , j_α^+ pour les courants qui augmentent la charge des états sur lesquels ils agissent, et $J_\alpha^- = (J_\alpha^+)^+$, $j_\alpha^- = (j_\alpha^+)^+$ pour les courants qui la diminuent.

Ceci étant,

$$L^{\alpha\beta}(\bar{\nu}) = \frac{2}{m_{\nu_\ell} m_\ell} [k'^\alpha k^\beta + k'^\beta k^\alpha - k' \cdot k g_{\alpha\beta} + i \epsilon^{\rho\alpha\sigma\beta} k'_\rho k_\sigma] \quad (\text{II.47})$$

est le tenseur leptonique qui caractérise le vertex formé par $\nu(\bar{\nu}) \rightarrow \ell^{-(+)} W^{+(-)}$, où $\epsilon^{\rho\alpha\sigma\beta}$ est le tenseur complètement antisym

métrique avec $\epsilon_{0123} = 1$. Le nouveau terme, par rapport à (II.18), antisymétrique sous $\alpha \leftrightarrow \beta$, et pseudo-tensoriel sous inversion spatiale, a son origine dans l'interférence vecteur-axial-vecteur dans le vertex leptonique.

Le tenseur hadronique est identifié avec l'expression

$$W_{\alpha\beta}^{W(\bar{\nu})} = \frac{E}{2M} (2\pi)^3 \delta^4(p' - p - q) \sum_{S,H} \langle N | J_{\alpha}^{W- (+)} | H \rangle \langle H | J_{\beta}^{W+ (-)} | N \rangle \quad (\text{II.48})$$

qui doit être déterminée, encore une fois, par des considérations tensorielles.

On est en mesure d'écrire la section efficace dans la forme

$$d\sigma = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{EE'} W_{\alpha\beta}^{W} \ell^{\alpha\beta} d^3\vec{k}' \quad (\text{II.49})$$

où

$$\ell^{\alpha\beta} = 2 [k'^{\alpha} k^{\beta} + k'^{\beta} k^{\alpha} - (k' \cdot k) g^{\alpha\beta} + i \epsilon^{\rho\alpha\lambda\beta} k'_{\rho} k_{\lambda}] \quad (\text{II.50})$$

Donc, avec (II.1), on écrit (II.49) de la forme

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{E'}{E} W_{\alpha\beta}^{W} \ell^{\alpha\beta} \quad (\text{II.51.a})$$

ou encore, avec (II.5),

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{G^2}{4\pi} \frac{1}{E^2} W_{\alpha\beta}^W \ell^{\alpha\beta} \quad (\text{II.51.b})$$

La connaissance actuelle sur les interactions fortes ne permet pas la détermination du tenseur $W_{\alpha\beta}$ à partir de principes fondamentaux. Nous allons maintenant employer des considérations d'invariances tensorielles pour écrire le tenseur hadronique $W_{\alpha\beta}$ dans sa formulation plus générale, laquelle doit être obtenue à partir des produits des quadrivecteurs fondamentaux p et q , fournis par la cinématique du processus. Les tenseurs sont $g_{\alpha\beta}$, $p_\alpha p_\beta$, $p_\alpha q_\beta$, $q_\alpha p_\beta$, $q_\alpha q_\beta$, $\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p^\mu q^\nu$, mais la forme de $W_{\alpha\beta}^W$ est plus compliquée que dans le cas électromagnétique déterminé auparavant, car il n'y a pas de conservation de courant, ni invariance de parité pour simplifier l'expression générale. La forme non-symétrique de $\ell^{\alpha\beta}$ implique l'utilisation de la partie non-symétrique de $W_{\alpha\beta}^W$ dans les calculs, ce qui n'était pas le cas pour le tenseur hadronique électromagnétique.

On écrit, pour le cas de ν ou $\bar{\nu}$ incident sur un nucléon initial non-polarisé, de masse M , le tenseur hadronique faible

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta}^W(Q^2, \nu) = & -g_{\alpha\beta} W_1(Q^2, \nu) + \frac{p_\alpha p_\beta}{M^2} W_2(Q^2, \nu) + \\ & -\frac{i}{2M^2} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p^\mu q^\nu W_3(Q^2, \nu) + \frac{1}{M^2} q_\alpha q_\beta W_4(Q^2, \nu) + \\ & + \frac{1}{2M^2} (p_\alpha q_\beta + q_\alpha p_\beta) W_5(Q^2, \nu) + \frac{i}{2M^2} (p_\alpha q_\beta - q_\alpha p_\beta) W_6(Q^2, \nu) \end{aligned}$$

NO LIVRO AZUL TROCOU-SE $W_4 \Rightarrow W_5$ (II.52)

Les W_i , $i = 1, \dots, 6$, sont fonctions réelles des invariants u et Q^2 , qui dépendent de la réaction en question, caractérisant le vertex hadronique, et doivent être invariantes sous les transformations de Lorentz sur p et q . De ce fait, si on emploie l'invariance sous reversion temporelle, W_6 doit être identiquement nulle [Nac77].

La contraction des tenseurs leptonique et hadronique résulte

$$\begin{aligned}
 W_{\alpha\beta} \ell^{\alpha\beta} = & \textcircled{2} \{ 2k' \cdot k W_1(Q^2, u) + \\
 & + \frac{1}{M^2} [2(k' \cdot p)(k \cdot p) - (k' \cdot k)p^2] W_2(Q^2, u) + \\
 & + \frac{1}{M^2} [(k' \cdot p)(k \cdot q) - (k \cdot p)(k' \cdot q)] W_3(Q^2, u) + \\
 & + \frac{1}{M^2} [2(k' \cdot q)(k \cdot q) - (k' \cdot k)q^2] W_4(Q^2, u) + \\
 & + \frac{1}{M^2} [(k' \cdot p)(k \cdot q) + (k' \cdot q)(k \cdot p) - (k' \cdot k)(p \cdot q)] \cdot \\
 & \cdot W_5(Q^2, u) \} .
 \end{aligned}$$

(II.53)

où les termes qui contiennent le tenseur antisymétrique de Levi-Civita qui ne contractent pas ont été omis.

En calculant les produits scalaires des quadrivecteurs dans le système du nucléon au repos les termes en W_4 et W_5 résultent proportionnels à m_ℓ^2 et peuvent donc être négligés

dans le régime de hautes énergies.

Le produit (II.53) est alors

$$\frac{1}{2} W_{\alpha\beta} \ell^{\alpha\beta} = 2EE' \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(Q^2, \nu) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(Q^2, \nu) + \right. \\ \left. + \left(\frac{E+E'}{M} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3(Q^2, \nu) \right], \quad (\text{II.54})$$

et on peut écrire

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} E'^2 \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(Q^2, \nu) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(Q^2, \nu) + \right. \\ \left. + \left(\frac{E+E'}{M} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3(Q^2, \nu) \right], \quad (\text{II.55.a})$$

ou

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{G^2}{4\pi} \frac{E'}{E} \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(Q^2, \nu) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(Q^2, \nu) + \right. \\ \left. + \left(\frac{E+E'}{M} \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3(Q^2, \nu) \right]. \quad (\text{II.55.b})$$

Il est particulièrement utile d'exprimer la section efficace neutrino(antineutrino)-nucléon en termes de variables sans dimensions x et y .

En employant (II.4), (II.6) et (II.7), on obtient

l'expression suivante

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu}(\bar{\nu})}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\Pi} \left[xy^2 MW_1(Q^2, x) + (1-y) \nu W_2(Q^2, x) + \right. \\ \left. \mp \left(1 - \frac{y}{2}\right) xy \nu W_3(Q^2, x) \right] \quad (\text{II.56})$$

Dans cette expression nous avons négligé le terme d'ordre M/E par rapport aux autres en W_2 , et nous avons utilisé la forme MW_1 , νW_2 et νW_3 par convenance, comme on verra plus loin.

De manière analogue au cas électromagnétique, il est possible de mettre en rapport les fonctions de structure W_1 , W_2 et W_3 avec les sections efficaces, maintenant droitière, gauchère et longitudinale, de l'absorption de boson W virtuel de différentes hélicités par un nucléon non polarisé.

On a

$$\sigma_{W^*} = \frac{\Pi G}{K \sqrt{2}} \sum_{\epsilon} \epsilon^{*\lambda} \epsilon^{\rho} W_{\lambda\rho} \quad (\text{II.57})$$

Dû à la structure $V-A$ qui viole la parité, nous avons $\sigma_1 \neq \sigma_{-1}$ et le terme en W_3^W sera présent en conséquence ($W_3^{em} = 0$).

Alors

$$W_1(Q^2, \nu) = \frac{K}{2M\Pi G\sqrt{2}} (\sigma_1 + \sigma_{-1}) \quad (\text{II.58.a})$$

$$W_2(Q^2, \nu) = \frac{K}{2M\Pi G\sqrt{2}} \frac{Q^2}{(Q^2 + \nu^2)} (\sigma_1 + \sigma_{-1} + 2\sigma_0) \quad (\text{II.58.b})$$

et, finalement,

$$W_3(Q^2, \nu) = \frac{K}{\pi G\sqrt{2}} \frac{1}{(Q^2 + \nu^2)^{1/2}} (\sigma_1 - \sigma_{-1}) \quad (\text{II.58.c})$$

Nous avons vu que pour le cas d'interaction faible il y a trois fonctions de structure dues à la non-conservation de la parité. Ceci veut dire que les sections efficaces pour diffusion du W_μ polarisé à droite, à gauche ou longitudinal sur un nucléon cible non polarisé sont toutes différentes :

$$\sigma_1 \sim (W_1 + W_3), \quad \sigma_{-1} \sim (W_1 - W_3), \quad \sigma_0 \sim (W_2 - W_1).$$

Le terme du tenseur $\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p^\mu q^\nu$ a la parité opposée à celle de $g_{\mu\nu}$ et $p_\mu p_\nu$. Ce terme qui viole la parité a son origine dans l'interférence des parties vectorielles et axiel-vectorielles du courant faible. De ce fait W_3 est une mesure de cette interférence. Le résultat présenté en (II.54) n'est pas exact, une fois que les termes proportionnels aux masses leptoniques ont été négligés. Ceci n'est pas correct dans le cas de leptons lourds.

II.3 - La DPI avec Lepton Primaire Massif

Nous développons dans cette section le calcul de la section efficace des DPI, en tenant compte des masses leptoniques, et nous montrons que la même est formée par deux termes: un terme indépendant des masses, et identique à l'équation (II.56), et un deuxième terme, proportionnel celui-ci à la masse leptonique.

Notre calcul serait d'intérêt particulier dans le cas de la réaction $\nu_T N \rightarrow \tau X$, pourtant pas encore observé, et qui constitue une réaction importante par la présence du lepton τ , dont la masse est de 1784 MeV, dans le vertex primaire.

En effet, le cas général est de $m_\ell \neq 0$ et $m'_\ell \neq 0$, mais si nous considérons les diffusions avec neutrinos, m_ℓ peut être considérée nulle dans tous les cas. Les limites actuelles pour les masses de neutrinos sont $20 < m_{\nu_e} < 45$ eV, $m_{\nu_\mu} < 500$ KeV, $m_{\nu_\tau} < 143$ MeV [Can85b].

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 12.5 \text{ eV} \\ m_{\nu_\mu} &< 250 \text{ KeV} \\ m_{\nu_\tau} &< 35 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Alors pour $m_\ell = 0$ et $m'_\ell \neq 0$, l'équation (II.4.a) de vient

$$Q^2 = 2k \cdot k' = 2E[E' - (E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} \cos \theta] - m_\ell'^2 \quad (\text{II.59})$$

et maintenant

$$J\left(\frac{Q^2, u}{\cos \theta, E'}\right) = 2E(E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} \quad (\text{II.60})$$

ce qui donne

$$dQ^2 du = 2E(E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} dE' d(\cos \theta) \quad (\text{II.61})$$

Pour l'obtention du produit tensoriel $W_{\alpha\beta} \ell^{\alpha\beta}$ selon l'équation (II.53), nous considérons le proton dans le système de repos et la masse du lepton émergent non-nulle. De ce fait nous avons les produits scalaires donnés par

$$k' \cdot p = E' M$$

$$k \cdot p = EM$$

$$\begin{aligned}
k \cdot k' &= E [E' - (E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} \cos \theta] \\
k \cdot q &= -k \cdot k' \\
k' \cdot q &= E [E' - (E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} \cos \theta] - m_\ell'^2 \\
p \cdot q &= (E - E') M \\
p^2 &= M^2 \\
q^2 &= -2EE' + 2E(E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2} \cos \theta + m_\ell'^2
\end{aligned} \tag{II.62}$$

Notons encore que

$$\begin{aligned}
k \cdot k' &= \frac{1}{2} [Q^2 + m_\ell'^2] \\
k' \cdot q &= \frac{1}{2} [Q^2 - m_\ell'^2] \\
q^2 &= -Q^2
\end{aligned} \tag{II.63}$$

Il résulte, donc, l'expression de la section efficace pour la DPI avec lepton primaire massif

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} &= \frac{G^2}{2\pi} \frac{E'}{E^2 (E'^2 - m_\ell'^2)^{1/2}} \{ [Q^2 + m_\ell'^2] W_1(Q^2, \nu) + \\
&+ [2EE' - \frac{1}{2}(Q^2 + m_\ell'^2)] W_2(Q^2, \nu) + \\
&+ \frac{1}{2M} [-Q^2(E + E') + m_\ell'^2(E - E')] W_3(Q^2, \nu) + \\
&+ \frac{1}{2M^2} [m_\ell'^2(Q^2 + m_\ell'^2)] W_4(Q^2, \nu) + \\
&- \frac{1}{M} E m_\ell'^2 W_5(Q^2, \nu) \}
\end{aligned} \tag{II.64}$$

On remarque que les deux derniers termes dans les parenthèses dépendent de $m_\ell'^2$ et que les trois premiers comprennent aussi des facteurs indépendants de $m_\ell'^2$.

La section efficace (II.64) écrite avec le remplacement $E' = E - \nu$, a la forme

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = & \frac{G^2}{2\pi} \frac{(E-\nu)}{E^2 [(E-\nu)^2 - m_\ell'^2]^{1/2}} \{ [Q^2 + m_\ell'^2] W_1(Q^2, \nu) + \\
 & + [2E(E-\nu) - \frac{1}{2}(Q^2 + m_\ell'^2)] W_2(Q^2, \nu) + \\
 & + \frac{1}{2M} [-Q^2(2E-\nu) + m_\ell'^2 \nu] W_3(Q^2, \nu) + \\
 & + \frac{1}{2M^2} [m_\ell'^2(Q^2 + m_\ell'^2)] W_4(Q^2, \nu) + \\
 & - \frac{1}{M} E m_\ell'^2 W_5(Q^2, \nu) \} \quad . \quad (II.65)
 \end{aligned}$$

Cette expression est plus utile écrite en termes des variables d'invariance d'échelle x et y .

En utilisant les équations (II.6) et (II.7) nous obtenons

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{dx dy} = & \frac{G^2}{\pi} \frac{MEy(1-y)}{[E^2(1-y)^2 - m_\ell'^2]^{1/2}} \{ [2MExy + m_\ell'^2] W_1 + \\
 & + [2E^2(1-y) - MExy - \frac{m_\ell'^2}{2}] W_2 +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2M} [-2ME^2xy(2-y) + m_\ell'^2 Ey] W_3 + \\
& + \frac{1}{2M^2} [m_\ell'^2 (2MExy + m_\ell'^2)] W_4 - \frac{1}{M} Em_\ell'^2 W_5 \} .
\end{aligned}
\tag{II.66}$$

Le facteur multiplicatif peut être transformé, soit

$$\begin{aligned}
\frac{1}{[E^2(1-y)^2 - m_\ell'^2]^{1/2}} &= \frac{1}{E(1-y) \left[1 - \frac{m_\ell'^2}{E^2(1-y)^2}\right]^{1/2}} \\
&\sim \frac{1}{E(1-y) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{m_\ell'^2}{E^2(1-y)^2}\right]} \\
&\sim \frac{1}{E(1-y)} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{m_\ell'^2}{E^2(1-y)^2}\right] .
\end{aligned}
\tag{II.67}$$

Avec $1-y = E'/E$, nous avons pour (II.67) l'expression $\frac{1}{E'} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{m_\ell'^2}{E'^2}\right]$. Pour tout processus de diffusion profondément inélastique $E' \gg m_\ell'$, même dans l'hypothèse d'un lepton primaire lourd. Ceci nous permet, en première approximation, de séparer l'équation (II.66) en deux termes, le premier indépendant de la masse leptonique et le deuxième en fonction de cette masse.

Il résulte donc

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma}{dx dy} = & \frac{G^2}{\Pi} My \{ [2MExyW_1 + (2E^2(1-y) - MExy)W_2 - E^2xy(2-y)W_3] + \\
& + [m_\ell'^2 W_1 - \frac{m_\ell'^2}{2} W_2 + \frac{1}{2M} m_\ell'^2 Ey W_3 + \\
& + \frac{1}{2M^2} [m_\ell'^2 (2MExy + m_\ell'^2)] W_4 - \frac{1}{M} m_\ell'^2 E W_5] \}
\end{aligned}
\tag{II.68}$$

où la première partie, avec les remplacements convenables, est identique à l'équation (II.56), le cas de $m_\ell' = 0$.

L'expression (II.68) est la section efficace calculée pour le cas général $m_\ell = 0$, $m_\ell' \neq 0$, ce qui serait utile dans la détermination des effets dus à la masse du lepton primaire. Bien entendu ces effets peuvent avoir un intérêt dans le cas de production de lepton τ dans le vertex primaire.

Dans l'équation (II.68), on constate immédiatement la présence de deux fonctions de structure W_4 et W_5 , absentes dans le cas usuel. Ceci implique que lors de la production d'un lepton lourd séquentiel dans le vertex primaire il faudra mesurer aussi ces deux fonctions de structure.

L'analyse qualitative des termes en W_4 et W_5 montre que la section efficace peut diminuer avec l'augmentation de l'énergie quand x et y sont différents de l'unité (limite supérieure), car dans ce cas le terme en W_5 , qui porte un signe négatif, domine sur le terme en W_4 .

II.4 - L'Invariance d'Échelle de Bjorken

Le comportement invariant d'échelle a été proposé pour les fonctions de structure $W_{1,2,3}(Q^2, \nu)$ à niveau théorique par Bjorken [Bjo69] qui a analysé le tenseur $W_{\alpha\beta}^{\ell N}(Q^2, \nu)$ utilisant l'algèbre de courants dans la limite mathématique, référée comme limite de Bjorken

$$\begin{aligned} Q^2 &\rightarrow \infty \\ \nu &\rightarrow \infty \end{aligned}, \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ fixe}, \quad (\text{II.69})$$

qui correspond au régime de hautes énergies, obtenant l'indépendance de ces fonctions par rapport à Q^2 .

Pour la diffusion profondément inélastique de leptons chargés ou neutres correspond

$$\lim_{Bj} MW_1(Q^2, \nu) \Rightarrow F_1(x), \quad (\text{II.70.a})$$

$$\lim_{Bj} \nu W_2(Q^2, \nu) \Rightarrow F_2(x), \quad (\text{II.70.b})$$

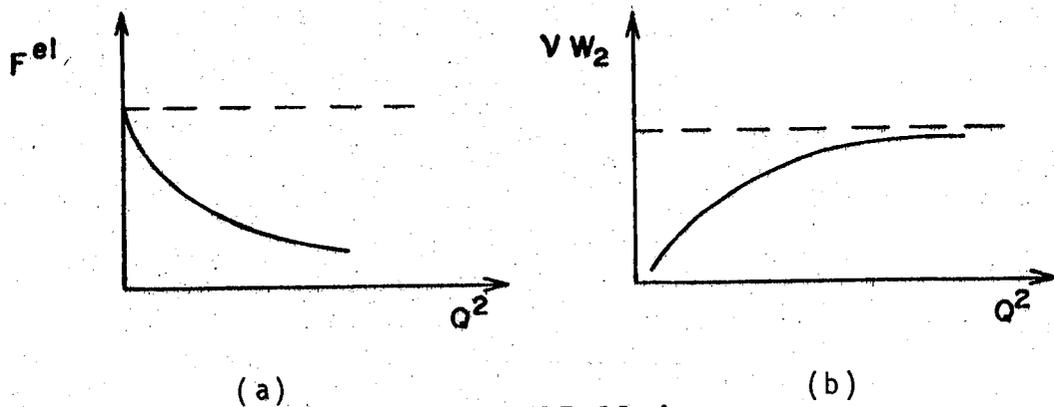
$$\lim_{Bj} \nu W_3(Q^2, \nu) \Rightarrow F_3(x). \quad (\text{II.70.c})$$

Les données expérimentales ont vite confirmé ce résultat théorique, pas très étonnant à la limite prévue, mais devant remarquable parce que le comportement invariant d'échelle se présente dès $Q^2 \gg (1 \text{ GeV})^2$, ceci étant, aux domaines cinématiques actuelles, et non à $Q^2 \rightarrow \infty$.

La première évidence expérimentale du comportement invariant d'échelle a été montrée par SLAC [Mi172] dans la diffu

sion \bar{e} lectron-proton inélastique à $\nu \gtrsim 2,5 \text{ GeV}$ et $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$.

L'interprétation des résultats expérimentaux dévoile un des aspects les plus intéressants de la physique de particules de la dernière décennie. Il y a une différence de comportement très nette entre les facteurs de forme élastique et les fonctions de structure profondément inélastiques de l'électron - proton à grandes valeurs de Q^2 .



(a) (b)
 FIGURE II.4
 Comportement de F^{e1} et νW_2 avec
 Q^2 dans la diffusion e-p

Dans la figure II.4 le résultat expérimental est montré de façon qualitative, et on voit que F^{e1} décroît très vite à mesure que Q^2 augmente, en proportion à Q^{-4} (figure II.4.a). Ceci est interprété comme l'effet d'une structure interne du proton, car en changeant la dimension caractéristique de l'observation (Q^2) la fonction de structure (qui est la transformée de Fourier de la distribution de charge) change. Si l'électron interagissait avec le proton vu comme une particule ponctuelle, F^{e1} devrait être constante. Dans le cas inélastique (figure II.4.b) le comportement est tout-à-fait autre,

la fonction de structure s'accroît avec Q^2 jusqu'à atteindre un comportement invariant d'échelle, c'est-à-dire, à grandes valeurs de Q^2 , νW_2 devient constante, ce qui vient à suggérer l'existence d'une structure ponctuelle à l'intérieur du proton. C'est la différence de comportement de sections efficaces différentielles élastique et inélastique de la diffusion électron-proton à grands transferts d'impulsion qui a motivé l'introduction du concept de parton, fondamental, comme nous verrons dans la suite, dans la description phénoménologique des PPI.

Dans la figure II.5 sont présentés les résultats expérimentaux [Rio74] où il est possible de voir nettement le comportement invariant d'échelle des fonctions de structure pour différentes valeurs de la variable x , à 10% près.

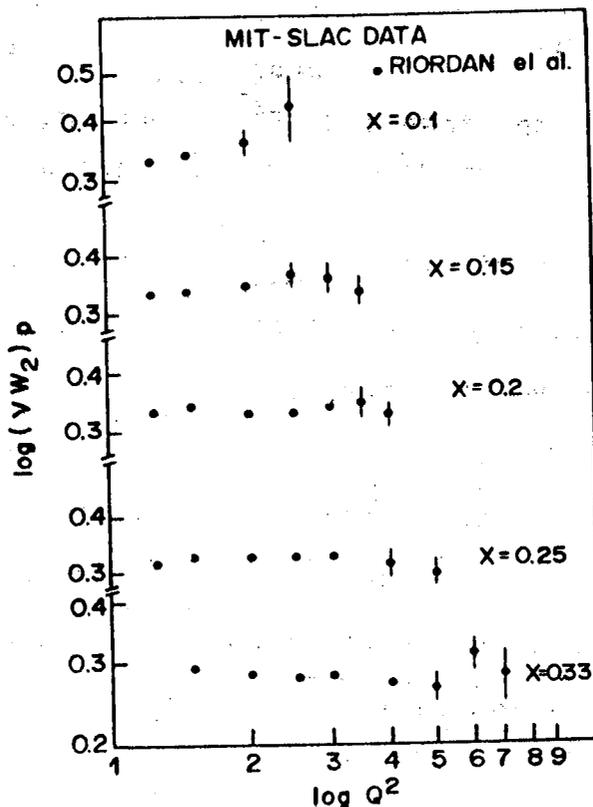


FIGURE II.5

Les sections efficaces déjà calculées pour les diffusions lepton-nucléon peuvent être réécrites selon les prédictions d'invariance d'échelle (II.70) de la forme

$$\frac{d^2\sigma^e}{dx dy} = \frac{2\Pi\alpha^2}{ME x^2 y^2} [xy^2 F_1(x) + (1-y)F_2(x)] \quad (\text{II.71})$$

et

$$\frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\Pi} [xy^2 F_1(x) + (1-y)F_2(x) \mp (1-\frac{y}{2})xy F_3(x)] \quad (\text{II.72})$$

Le signe devant le terme en F_3 est négatif pour le neutrino et positif pour l'antineutrino. Dans le vertex lepton-W le neutrino qui est gaucher contribue avec un facteur $(1-\gamma_5)$, et l'antineutrino, droitier, avec un facteur $(1+\gamma_5)$. Alors, la différence de signe se présente dans le terme d'interférence vecteur-axial-vecteur, que nous avons déjà discuté.

II.5 - Importance du Cône de Lumière

Comme il a été commenté à l'introduction de ce chapitre, les PPI sont en rapport avec les produits des courants à petites distances. Par le tenseur hadronique il se démontre que le comportement de Bjorken est en rapport avec le commutateur de courants à différents points de l'espace-temps.

Prenons le tenseur

$$W_{\alpha\beta} = (2\pi)^4 \delta^4(q+p-p') \sum_H \langle N | J_{\alpha}^+(0) | H \rangle \langle H | J_{\beta}(0) | N \rangle \quad (\text{II.73})$$

où on considère l'hadron créé à l'origine. En utilisant l'expression exponentielle de la fonction delta, ce tenseur peut être écrit dans la forme

$$W_{\alpha\beta} = \int d^4z e^{i(q+p-p')z} \sum_H \langle N | J_{\alpha}^+(0) | H \rangle \langle H | J_{\beta}(0) | N \rangle . \quad (\text{II.74})$$

L'invariance translationnelle implique

$$\langle N | J_{\alpha}^+(z) | H \rangle = e^{i(p-p')z} \langle N | J_{\alpha}^+(0) | H \rangle , \quad (\text{II.75})$$

ce qui nous permet d'écrire pour le tenseur hadronique l'expression

$$W_{\alpha\beta} = \int d^4z e^{iqz} \langle N | J_{\alpha}^+(z) J_{\beta}(0) | N \rangle \quad (\text{II.76})$$

où la fermeture des états finaux a été employée, et dont est implicite la delta $\delta(q+p-p')$. Le produit $J_{\alpha}^+(z) J_{\beta}(0)$ peut en effet être remplacé par le commutateur $[J_{\alpha}^+(z), J_{\beta}(0)]$ parce que l'expression

$$\int d^4z e^{iqz} \langle N | J_{\beta}(0) J_{\alpha}^+(z) | N \rangle \quad (\text{II.77})$$

est en rapport avec $\delta(q+p'-p)$, ce qui s'annule quand $q = p-p'$ selon la première delta.

Il est possible d'écrire de façon générale l'expres-

sion du tenseur hadronique électromagnétique ou faible en termes du commutateur des courants

$$W_{\alpha\beta} = \int d^4z e^{iqz} \langle N [J_{\alpha}^{+(em)}(z), J_{\beta}^{(em)}(0)] N \rangle \quad (\text{II.78})$$

L'analyse de (II.78) dans la région correspondant aux PPI, soit la région de $q^2 < 0$, montre que le cône de lumière contrôle la limite d'échelle de Bjorken.

Considérons le système de repos du nucléon où

$$q^{\mu} = (v; 0, 0, (v^2 + Q^2)^{1/2}) \quad (\text{II.79})$$

$$p^{\mu} = (M; 0, 0, 0)$$

qui dans la limite d'échelle de Bjorken, $v \rightarrow \infty$, $Q^2 \rightarrow \infty$, avec $x = \frac{Q^2}{2Mv}$ fixe, et $v^2 \gg Q^2$, devient

$$q^{\mu} \approx (v; 0, 0, v + Mx) \quad (\text{II.80})$$

et les contributions à l'intégrale de (II.78) proviennent uniquement de

$$z_0 - z_3 = O\left(\frac{1}{v}\right) \quad \text{et} \quad z_0 + z_3 = O\left(\frac{1}{Mx}\right) \quad (\text{II.81})$$

L'exponentiel

$$q \cdot z = \left(\frac{q_0 + q_3}{\sqrt{2}}\right) \left(\frac{z_0 - z_3}{\sqrt{2}}\right) + \left(\frac{q_0 + q_3}{\sqrt{2}}\right) \left(\frac{z_0 + z_3}{\sqrt{2}}\right) - q_T \cdot z_T \quad (\text{II.82})$$

oscille quand $\nu \rightarrow \infty$ et restent seulement les contributions à l'intégrale dues à la région $(z_0, \pm \bar{z}) \rightarrow 0$, ce qui correspond à

$$z_\mu z^\mu = 0 \quad (\text{II.83})$$

qui est le cône de lumière.

Encore faut-il examiner le comportement du commutateur $[J_\alpha^+(z), J_\beta(0)]$ qui s'annule pour $z^2 < 0$ parce que les observables s'annulent pour les séparations du genre espace, conformément localité.

Alors

$$\begin{aligned} z^2 &= z_0^2 - \bar{z}^2 = (z_0 - z_3)(z_0 + z_3) - z_1^2 - z_2^2 \\ &\sim O\left(\frac{1}{Q^2}\right) - z_1^2 - z_2^2 \end{aligned} \quad (\text{II.84})$$

et

$$O\left(\frac{1}{Q^2}\right) = z_0^2 - z_3^2 \geq z_0^2 - z_3^2 - z_T^2 = z^2 > 0 \quad (\text{II.85})$$

Donc, la région testée dans les PPI est la région $O\left(\frac{1}{Q^2}\right)$, ce qui équivaut à examiner le comportement du commutateur des courants à petites distances. Ceci signifie que la limite de Bjorken explore le comportement du commutateur des courants dans la région du cône de lumière.

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE II

- [Can80a] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Notes on Deep Inelastic Scattering, Série des Cours et Conférences Sur la Physique des Hautes Energies n° 15 - CRN - ULP - Strasbourg.
- [Bjo65] J.D.Bjorken and S.D.Drell, Relativistic Quantum Fields, M.C.Graw Hill Book Company, 1965.
- [Han63] L.N.Hand, Phys.Rev. 120 (1963) 1864.
- [Gil67] F.J.Gilman, Phys.Rev. 167 (1967) 1365.
- [Nac77] O.Nachtmann, TEPP-Weak Interactions, IN2P3, Eds. M. K.Gaillard and M.Nikolic, 1977.
- [Can85b] C.A.Garcia Canal, III Escola de Verão de Partículas e Campos, USP, São Paulo, 1985.
- [Bjo69] J.D.Bjorken, Phys.Rev. 179 (1969) 1547.
- [Mi172] G.Miller et al., Phys.Rev. D 5 (1972) 528.
- [Rio74] E.M.Riordan et al., Phys.Lett. 52B (1974) 249.

CHAPITRE III

PARTONS, CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE ET FONCTIONS DE STRUCTURE

III.1 - Introduction

Les expériences d'électroproduction réalisées à Stanford en 1967 [Pan68] ont montré que la section efficace à grand Q^2 est une fonction des variables sans dimension $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ et $y = \frac{2M\nu}{s}$, où $s = (k+p)^2$. D'une certaine manière cette découverte ressemble à celle du noyau atomique dans les expériences de Rutherford-Marsden. À cette occasion là, il a été trouvé que la section efficace de la diffusion de particules α par un atome, réalisée avec grand transfert d'impulsion, était plus grande que celle attendue. Dans le cas de la diffusion α , l'impulsion est transférée à un noyau atomique "ponctuel"; dans le cas de l'électroproduction, l'impulsion est transférée aux particules ponctuelles qui constitueraient le nucléon, et qui ont été appelées partons.

Dans ce chapitre nous allons discuter le modèle de partons et montrer à partir du tenseur hadronique l'origine des fonctions de structure invariantes d'échelle. Ensuite, à l'appui des données expérimentales, la violation de l'invariance d'échelle est constatée. Nous présentons un bref résumé de la chromodynamique quantique, la théorie des interactions

fortes, qui propose des effets dynamiques comme origine de ces violations. À partir de là nous décrivons les méthodes de détermination des fonctions de structure, et nous présentons notre étude [Avi79] sur le besoin d'indépendance dans la détermination de F_2 et R ($R = \sigma_L/\sigma_T$) et nos résultats. Finalement, nous discutons les données plus récentes sur les fonctions de structure, rassemblant sur un graphique les connaissances actuelles, où l'existence de régions de domination de certains effets dynamiques devient claire.

III.2 - Modèle de Partons

Les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux (fig.II.5) étaient en parfait accord dans l'interprétation des PPI comme un moyen de s'introduire à l'intérieur du nucléon et de démontrer sa structure granulaire. Le comportement des fonctions de structure dans les PPI a conduit à une description simple du hadron, composé par éléments ponctuels, les partons. La précision expérimentale toujours accrue a poussé à la sophistication des modèles, et il a fallu introduire les antipartons, mettre en rapport les partons et les quarks, et encore se rendre compte que la conservation de l'impulsion ne s'accomplissait pas, impliquant l'introduction des gluons. Finalement la constatation de la modification du comportement invariant d'échelle des PPI, à très hautes énergies, nous fait recourir à la chromodynamique quantique (QCD).

L'idée que les hadrons possèdent une structure granulaire et que les grains se comportent comme objets ponc-

tuels incohérents, presque libres, mais encore confinés, est la base du modèle de partons de Feynman [Fey69]. La remarquable découverte [Pan68] que pour les réactions inélastiques les facteurs de forme ne diminuent pas pour un grand transfert d'impulsion, comme c'est le cas pour les réactions élastiques a constitué la motivation pour cette idée.

La présence de granules, ou partons, donne origine à un nombre d'événements avec grand transfert d'impulsion, plus grand que ce qui serait attendu avec une distribution continue de la matière. Exactement comme dans la fameuse expérience de Rutherford, où le noyau a provoqué la répulsion de particules alpha en plus grand nombre, et aux angles plus larges, de ce qu'il serait attendu d'un atome avec distribution continue de matière.

Le principe du modèle de partons est la supposition que à l'occasion d'une réaction avec grand transfert d'impulsion, le projectile "voit" la cible comme étant formée par des constituants presque libres, et est diffusé par un seul constituant, libre et non-massif.

Le modèle de partons [Fey69, Bjo69] consiste en un ensemble d'approximations qui s'appliquent aux PPI, motivé par la différence très prononcée du comportement des sections efficaces élastique et inélastique de la diffusion électron-proton à grand transfert d'impulsion. La validité de la propriété (II.60) implique l'inexistence de paramètres dimensionnels dans la description des PPI, indiquant une interaction ponctuelle.

Dans le cas élastique les facteurs de forme sont définis par l'élément de matrice $\langle p' | J_\mu | p \rangle$; cependant les fonctions de structure inélastiques sont définies par la somme $\sum_H \langle H | J_\mu | p \rangle$, la représentation graphique étant celle de la figure III.1, pour les deux cas, élastique et inélastique.

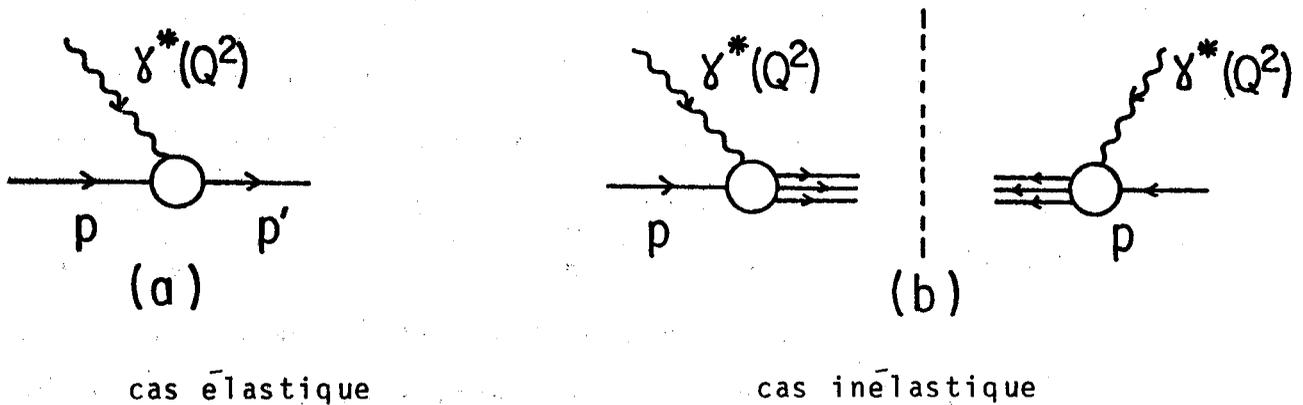


FIGURE III.1.

Les suppositions essentielles du modèle de parton

naïfs sont :

i) dans un système où le proton (nucléon) a une impulsion très grande ($p_z \rightarrow \infty$), connu comme système d'impulsion infinie, il se présente comme constitué par un ensemble de composantes libres, les partons, qui se déplacent tous parallèlement à la direction du proton, dont ils partagent l'impulsion longitudinale, chacun portant une fraction ξ_i , de façon que $\sum_i \xi_i = 1$, et une fraction de la masse M , de façon que $\sum_i M_i = M$. Comme caractéristique de l'approximation d'impulsion, ces composantes n'interagissent pas entre elles, une fois que le temps d'interaction entre partons subit une dilatation de Lorentz, les partons ayant un temps de vie plus long que le temps d'action

du courant, lequel les aperçoit figés.

ii) la section efficace inélastique est donnée par la somme incohérente (somme des probabilités) des sections efficaces individuelles, médiateurs virtuels à large Q^2 -parton, élastiques celles-ci puisque le parton est ponctuel et libre, le courant agissant comme un opérateur à un corps.

La représentation graphique de ces hypothèses est montrée dans la figure III.2.

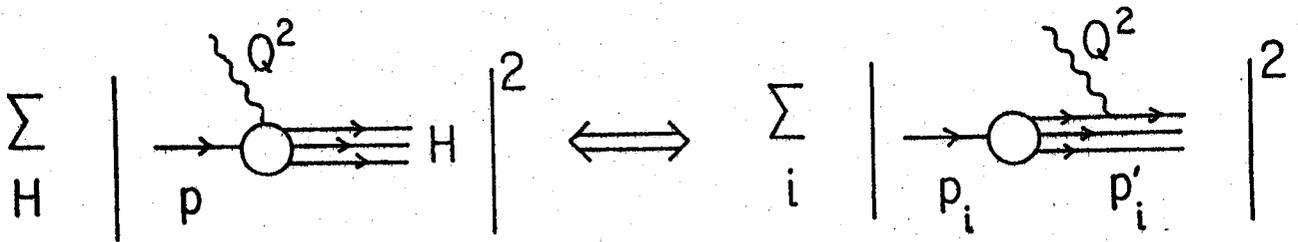


FIGURE III.2

La description des PPI par le modèle de partons [Can 80a] conduit à l'équivalence de la somme sur les états intermédiaires et la somme incohérente de la diffusion des composantes ponctuelles.

La figure III.2 se présente maintenant à un niveau de résolution plus fin, selon le modèle de partons, de la forme de la figure III.3.

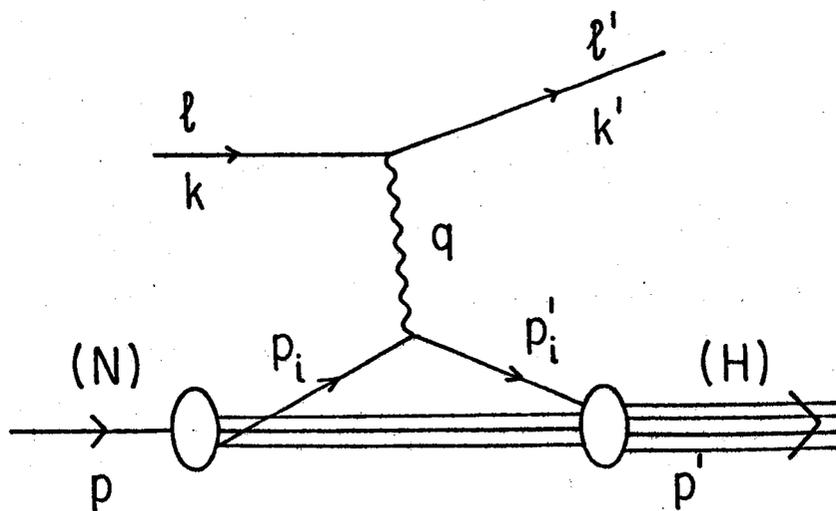


FIGURE III.3

III.2.a - Système de Breit

Pour accomplir des calculs dans le modèle de partons il faut discuter le système de référence connu comme système de Breit, défini par

$$p^\mu = ((p^2 + M^2)^{1/2}, 0, 0, p) \quad (\text{III.1.a})$$

$$q^\mu = (0, 0, 0, -2px) \quad (\text{III.1.b})$$

où

$$p = \frac{Mv}{Q}, \quad x = \frac{Q^2}{2Mv}$$

ce qui implique, dans la limite de Bjorken ($Q^2 \rightarrow \infty$, $v \rightarrow \infty$, avec x fixe), $p \rightarrow \infty$.

L'équation (III.1.b) exprime la non-transfère d'énergie du communicateur de l'interaction à la cible, le nucléon,

ou encore mieux, le parton. Alors, dans le système de Breit, l'absorption du photon virtuel (ou du boson virtuel) peut être visualisée d'une manière simple, dans l'espace d'impulsion, comme le montre la figure III.4.



FIGURE III.4

Considérons le parton i qui porte une fraction p_i de l'impulsion du nucleon. Après la collision (ou interaction électromagnétique ou faible), due à la conservation d'énergie-impulsion du système, le parton qui a subi l'interaction et qui n'absorbe pas d'énergie, a son impulsion longitudinale inversée. L'impulsion transversale est telle que $\sum_i p_{i\perp} = 0$.

Si nous négligeons l'impulsion transversale du parton, nous avons pour l'impulsion initiale et finale, respectivement,

$$p_i^\mu = (\sqrt{(\xi_i p)^2 + \mu_i^2}, 0, 0, \xi_i p) \quad (\text{III.2.a})$$

et

$$p_i'^\mu = (\sqrt{(\xi_i' p)^2 + \mu_i'^2}, 0, 0, \xi_i' p) \quad (\text{III.2.b})$$

Dans la supposition que les partons ont une masse nulle, la conservation d'énergie-impulsion peut s'écrire

$$\xi_i p = \pm \xi'_i p \quad (\text{III.3})$$

et, de l'absorption de q ,

$$\xi_i p - 2px = \xi'_i p \quad , \quad (\text{III.4})$$

donc

$$\xi_i - \xi'_i = 2x \quad (\text{III.5})$$

et x est une variable finie avec domaine $[0,1]$, comme nous avons vu en (II.9).

Ceci étant, nous avons

$$\xi_i = - \xi'_i \quad (\text{III.6})$$

et il en résulte

$$\xi_i = x \quad . \quad (\text{III.7})$$

Cela veut dire que dans le système de Breit l'impulsion longitudinale du parton est inversée et que la fraction d'impulsion longitudinale du nucléon qu'il emporte est identique à x , la variable d'invariance d'échelle.

III.2.b - Calcul du Tenseur Hadronique

Discutons maintenant le rapport entre le modèle de partons et l'invariance d'échelle.

Le tenseur hadronique

$$W_{\alpha\beta} = (2\pi)^3 \frac{E_p}{2M} \sum_{H,S} \delta^4(p'-p-q) \langle p | J_\alpha | H \rangle \langle H | J_\beta | p \rangle \quad (\text{III.8})$$

dans l'approximation d'impulsion ($U(t) | p \rangle = | U(t) p \rangle = \sum_i C_i | i \rangle$, $\sum_i |C_i|^2 = 1$) peut être écrit dans la forme [Can80a]

$$W_{\alpha\beta} = (2\pi)^3 \frac{E_p}{2M} \sum_i |C_i|^2 \int d^3 \vec{p}'_i \delta^4(p'_i - p_i - q) \cdot \langle p_i | J_\alpha(0) | p'_i \rangle \langle p'_i | J_\beta(0) | p_i \rangle \quad (\text{III.9})$$

Chaque parton est identifié par la fraction d'impulsion longitudinale qu'il emporte, et tout changement concernant ce parton pendant l'interaction sera exprimé par la fonction densité de probabilité $f(\xi)$. Cette fonction tient compte de la probabilité de trouver un parton de saveur i avec fraction d'impulsion du nucleon entre ξ et $\xi+d\xi$, et implique une intégration en ξ entre 0 et 1.

Avec le remplacement

$$\int \frac{d^3 p'}{2p_0'} \rightarrow d^4 p' \delta(p'^2 - m^2), \quad (\text{III.10})$$

et en considérant des partons de spin 1/2

$$\langle p_i | j_\alpha(0) | p_j' \rangle = \frac{m_i}{(2\pi)^3 \sqrt{p_{0i} p_{0j'}}} \bar{u}(p_i) \gamma_\alpha (1-\gamma_5) u(p_j') , \quad (\text{III.11})$$

il est possible d'écrire $W_{\alpha\beta}$ comme

$$W_{\alpha\beta} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{E_p}{2M} \sum_{ij} \int d\xi C_i^2 f_i(\xi) 2(\xi p_0 + q_0) \delta[(\xi p + q)^2 - m_i^2] .$$

$$\frac{m_i m_j}{\xi p_0 (\xi p_0 + q_0)} \sum_{s'} \bar{u}(p_i) \gamma_\alpha (1-\gamma_5) u(p_j') \gamma_\beta (1-\gamma_5) u(p_i) , \quad (\text{III.12})$$

où nous avons utilisé $p_j' = p_i + q = \xi p + q$, selon convenance.

Dans la limite que nous considérons, $p^2 \rightarrow \infty$, nous avons

$$\delta[(\xi p + q)^2 - m_i^2] \rightarrow \frac{1}{2p \cdot q} \delta(x - \xi) , \quad (\text{III.13})$$

et il en résulte, dans le système de repos du nucléon,

$$W_{\alpha\beta} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{2M^2 v_x} \sum_{ij} |C_i|^2 f_i(x) .$$

$$2 [p_{i\alpha} p'_{j\beta} + p_{i\beta} p'_{j\alpha} - (p_i \cdot p_j') g_{\alpha\beta} - i \epsilon^{\rho\alpha\eta\beta} p_{i\rho} p'_{j\eta}] . \quad (\text{III.14})$$

Le calcul du terme entre parenthèses conduit à la forme finale

$$W_{\alpha\beta} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \frac{1}{M^2 v} \sum_i |C_i|^2 f_i(x) \cdot [-Mv g_{\alpha\beta} + 2x p_\alpha p_\beta - i\epsilon_{\alpha\eta\beta\rho} p^\eta q^\rho] \quad (\text{III.15})$$

Cette expression, obtenue dans le modèle de partons, doit être comparée avec l'expression générale du tenseur hadronique faible, équation (II.52), pour l'identification des termes. On obtient les relations

$$MW_1 = \frac{1}{2(2\pi)^3} \sum_i |C_i|^2 f_i(x) \equiv F_1(x) \quad , \quad (\text{III.16.a})$$

$$vW_2 = \frac{2x}{2(2\pi)^3} \sum_i |C_i|^2 f_i(x) \equiv F_2(x) \quad , \quad (\text{III.16.b})$$

$$vW_3 = -\frac{2}{2(2\pi)^3} \sum_i |C_i|^2 f_i(x) \equiv F_3(x) \quad , \quad (\text{III.16.c})$$

qui montrent l'invariance d'échelle et se résument en

$$2xF_1(x) = F_2(x) = -xF_3(x) \quad (\text{III.17})$$

dont la première égalité est la relation de Callan-Gross [Ca169].

Le cas électromagnétique, plus simple, comporte deux fonctions de structure, et vérifie la relation de Callan-Gross.

Le rapport

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x)/2x - F_1(x)}{F_1(x)} = 0 \quad (\text{III.18})$$

et les valeurs expérimentales se trouvent bien proches de zéro, ce qui conduit à la confirmation de spin 1/2 pour les partons.

Le résultat (III.18) obtenu avec partons de spin 0 [Lea82] est $R = \sigma_L/\sigma_T \rightarrow \infty$, ce qui est loin d'être en accord avec les données, comme il est montré dans la figure III.5 [Eic84].

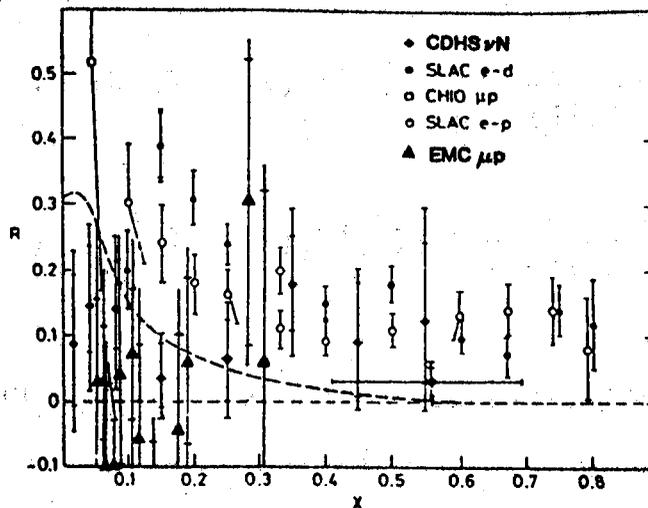


FIGURE III.5

Le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ comme fonction de x

Les relations (III.17) sont identiques pour la dispersion des antineutrinos par partons, les sections efficaces étant différentes de celles correspondant aux neutrinos en raison du signe qui précède le terme en F_3 , provenant du vertex lep-

tonique.

Le résultat (III.16) peut être immédiatement généralisé pour le cas d'antipartons avec le remplacement de $u(p)$ par $v(p)$ à partir de (III.11), et on obtient

$$F_1(x) \rightarrow \bar{F}_1(x) \quad (\text{III.19.a})$$

$$F_2(x) \rightarrow \bar{F}_2(x) \quad (\text{III.19.b})$$

$$F_3(x) \rightarrow -\bar{F}_3(x) \quad (\text{III.19.c})$$

En conséquence de relations déterminées à partir de la considération des partons comme particules de spin 1/2, les sections efficaces différentielles pour neutrino et antineutrino, équation (II.72.a) et (II.72.b) respectivement, acquièrent la forme

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\Pi} 2xF_1(x) \quad (\text{III.20.a})$$

et

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\Pi} 2xF_1(x) (1-y)^2, \quad (\text{III.20.b})$$

et le résultat expérimental est celui de la figure III.6 [Gro79] ; la dépendance fonctionnelle en y est échangée dans le cas de dispersion par antipartons.

Les équations III.20 montrent que la section efficace totale doit augmenter linéairement avec l'énergie du neutrino incident. Cela est montré dans la figure III.7.

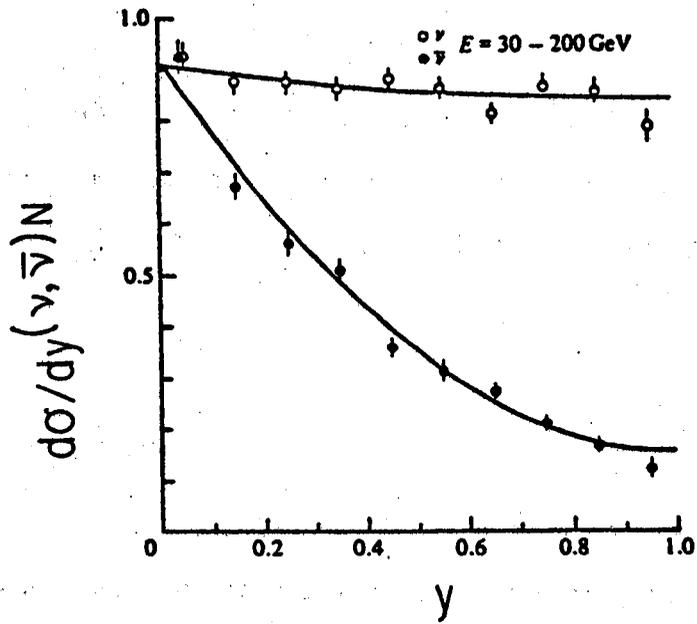


FIGURE III.6

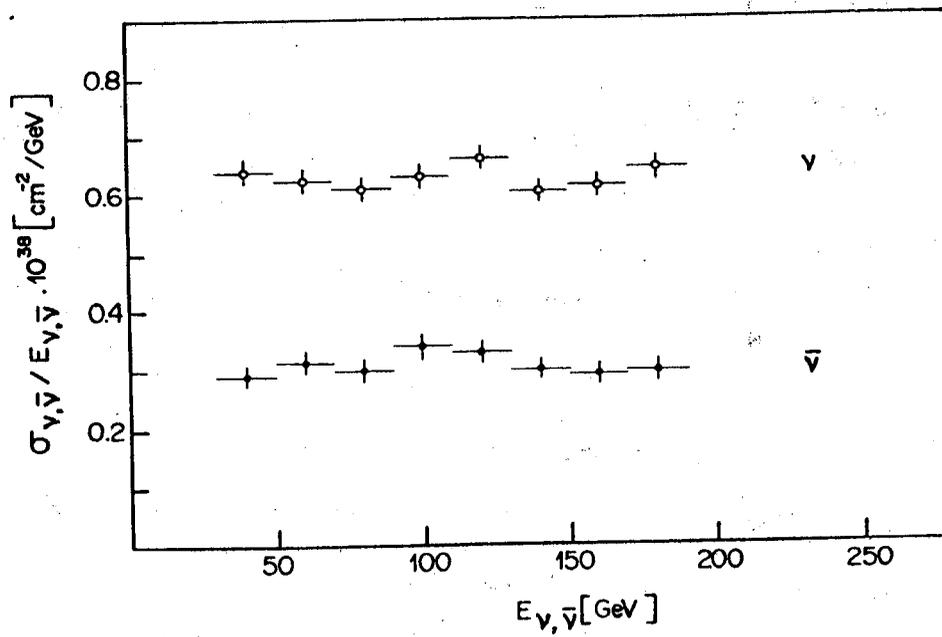


FIGURE III.7

III.2.c - Quarks comme Partons

Dans nos calculs précédents des relations d'invariance d'échelle pour la diffusion de leptons nous n'avons pas utilisé des suppositions particulières sur la nature des partons. Les évidences expérimentales ont conduit à la considération des partons comme fermions.

Jusqu'alors les hadrons étaient classés selon les multiplets des groupes de symétrie unitaire. D'abord le groupe $SU(3)$ qui incorporait les quarks u (up), d (down) et s (strange), tous des fermions [Fey72]. Ensuite, un nouveau quark a été prédit, le quark c (charm), faisant nécessaire l'utilisation du groupe $SU(4)$ [Gla70]. L'existence du quark c fut confirmée avec la découverte de la particule J/ψ [Aub74, Aug74]. Ce schéma a été élargi encore une fois avec la découverte de l'upsilon [Her77], qui a suggéré l'existence d'une cinquième saveur de quark, b , le bottom. Des raisons de symétrie font supposer l'existence d'une sixième saveur de quark, t , le top, dont la masse, selon les résultats expérimentaux plus récents, pourrait se trouver entre 30 et 50 GeV [Boc84].

Les similitudes présentes dans la discussion ci-dessus permettent l'identification des partons avec les quarks. La justification de cette procédure est confirmée par le succès dans la prédiction des résultats expérimentaux, même si nous n'avons pas de démonstration rigoureuse pour cette identification. Cela va nous conduire aux règles de somme, très spécifiques, et à certaines inégalités comme conséquence des

lois de conservation [Can80a]. Nous allons donc décrire les processus lepton-nucléon considérant des partons qui portent les nombres quantiques des quarks.

Dans la description des interactions électromagnétiques et faibles par le modèle standard [Wei67, Sal68], basée dans le groupe de jauge $SU(2) \otimes U(1)$, nous avons les deux doublets de isospin de quarks avec chiralité gauchère, et les quatre singulets de chiralité droite, soit

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}_L, \quad (\text{III.21})$$

et u_R, d_R, c_R, s_R .

Le mécanisme de GIM [Gla70] est considéré, de façon à supprimer les courants neutres avec changement d'étrangeté, à travers

$$\begin{aligned} d_c &= d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ s_c &= -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

où l'angle de rotation de Cabibbo est $\theta_c \approx 13^\circ$ [Cab63].

Nous allons dans la suite considérer les deux premières générations des quarks; le traitement sera généralisé aux trois générations plus loin. Le mélange de quarks se fera donc par moyen de la matrice unitaire 3×3 due à Kobayashi-Maskawa [Kob73] que nous décrivons dans le chapitre suivant.

III.2.d - Fonctions de Distribution

Comme conséquence de l'identification quark-parton, l'introduction des fonctions de distribution de quark devient nécessaire. Le fait de considérer quatre saveurs implique l'introduction de huit fonctions différentes, en principe, qui sont $u(x)$, $\bar{u}(x)$, $d(x)$, $\bar{d}(x)$, $s(x)$, $\bar{s}(x)$, $c(x)$, $\bar{c}(x)$. Ces fonctions décrivent la probabilité de trouver un quark d'un type (saveur) donné dans le nucléon avec une fraction de l'impulsion du nucléon entre x et $x+dx$. Ceci correspond à l'identification

$$q_i(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} |C_i|^2 f_i(x) \quad , \quad (\text{III.23})$$

où

$$q_i = u, d, s, \text{ etc. } .$$

Dans ce modèle le nucléon est composé par les quarks de valence plus une mer de paires de quarks et antiquarks, et selon QCD, des gluons.

Les nucléons suivraient selon ce modèle le schéma suivant

proton \leftrightarrow uud + paires de quarks + gluons
 neutron \leftrightarrow udd + paires de quarks + gluons
 nucléon \leftrightarrow quarks de valence + quarks de la mer .

Bien sûr, plusieurs contraintes sont à imposer à ce schéma. D'abord il faut que les fonctions de distribution de quarks reproduisent les nombres quantiques du nucléon. Pour

ce but les distributions de valence sont définies par

$$u_V(x) = u(x) - \bar{u}(x) \quad (\text{III.24.a})$$

$$d_V(x) = d(x) - \bar{d}(x) \quad (\text{III.24.b})$$

Ces distributions doivent satisfaire des règles de somme qui correspondent aux nombres quantiques d'intérêt. Cela veut dire, pour un proton, que la charge totale est 1, la composante z d'isospin est $1/2$, l'étrangeté est 0, le contenu en charm est 0. En conséquence, sont valables les règles de somme suivantes [Can80a]

$$\int_0^1 d_V(x) dx = 1 \quad (\text{III.24.c})$$

$$\int_0^1 u_V(x) dx = 2 \quad (\text{III.24.d})$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0 \quad (\text{III.24.e})$$

$$\int_0^1 [c(x) - \bar{c}(x)] dx = 0 \quad (\text{III.24.f})$$

Ces relations assurent le contenu quarkonique nécessaire spectroscopiquement. Cela veut dire, que le nombre de chaque type de quark est exactement le nombre du modèle de quarks simple, non-relativiste.

Par rotation d'isospin nous obtenons les distributions correspondant au neutron, qui sont

$$u_V^p(x) \rightarrow d_V^n(x) \quad , \quad (III.25.a)$$

$$\bar{u}^p(x) \rightarrow \bar{d}^n(x) \quad . \quad (III.25.b)$$

Les autres fonctions ne changent pas.

Maintenant nous sommes en mesure de déterminer les transitions permises pour la dispersion neutrino-nucléon. En rappelant le courant faible

$$j^\mu = \bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)(\cos\theta_c d + \sin\theta_c s) + \bar{c}\gamma^\mu(1-\gamma_5)(-\sin\theta_c d + \cos\theta_c s) \quad (III.26)$$

et les équations (III.20.a) et (III.20.b), l'origine des contributions à la section efficace $\nu(\bar{\nu})$ -nucléon présentées dans le tableau III.1 est claire.

Si on considère les processus qui surpassent le seuil d'énergie nécessaire pour exciter un quark c , dont la masse est de l'ordre de 1,5 GeV, les fonctions de structure s'écrivent

$$\begin{cases} 2xF_1^{\nu p}(x) = F_2^{\nu p}(x) = 2x[\bar{u}(x) + d(x) + s(x) + \bar{c}(x)] \\ F_3^{\nu p} = 2[\bar{u}(x) - d(x) - s(x) + \bar{c}(x)] \end{cases} \quad (III.27)$$

et

$$\begin{cases} 2xF_1^{\bar{\nu} p}(x) = F_2^{\bar{\nu} p}(x) = 2x[u(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + c(x)] \\ F_3^{\bar{\nu} p}(x) = -2[u(x) - \bar{d}(x) - \bar{s}(x) + c(x)] \end{cases} \quad (III.28)$$

réaction	contribution $\bar{a} \, d\sigma/dy$
$\nu + d \rightarrow \ell^- + u$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, d(x)$
$\nu + d \rightarrow \ell^- + c$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, d(x)$
$\nu + s \rightarrow \ell^- + u$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, s(x)$
$\nu + s \rightarrow \ell^- + c$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, s(x)$
$\nu + \bar{u} \rightarrow \ell^- + \bar{d}$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, \bar{u}(x) \, (1 - y)^2$
$\nu + \bar{u} \rightarrow \ell^- + \bar{s}$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, \bar{u}(x) \, (1 - y)^2$
$\nu + \bar{c} \rightarrow \ell^- + \bar{d}$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, \bar{c}(x) \, (1 - y)^2$
$\nu + \bar{c} \rightarrow \ell^- + \bar{s}$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, \bar{c}(x) \, (1 - y)^2$
$\bar{\nu} + u \rightarrow \ell^+ + d$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, u(x) \, (1 - y)^2$
$\bar{\nu} + u \rightarrow \ell^+ + s$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, u(x) \, (1 - y)^2$
$\bar{\nu} + c \rightarrow \ell^+ + d$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, c(x) \, (1 - y)^2$
$\bar{\nu} + c \rightarrow \ell^+ + s$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, c(x) \, (1 - y)^2$
$\bar{\nu} + \bar{s} \rightarrow \ell^+ + \bar{c}$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, \bar{s}(x)$
$\bar{\nu} + \bar{s} \rightarrow \ell^+ + \bar{u}$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, \bar{s}(x)$
$\bar{\nu} + \bar{d} \rightarrow \ell^+ + \bar{c}$	$\sin^2 \theta_c \, 2x \, \bar{d}(x)$
$\bar{\nu} + \bar{d} \rightarrow \ell^+ + \bar{u}$	$\cos^2 \theta_c \, 2x \, \bar{d}(x)$

TABLEAU III.1

Il est plus utile d'obtenir la fonction de structure par la moyenne de F_2^D et F_2^N ce qui correspond à la fonction de structure pour une cible isoscalaire.

$$F_i^{v(\bar{\nu})N}(x) = \frac{1}{2} (F_i^{v(\bar{\nu})p}(x) + F_i^{v(\bar{\nu})n}(x)) \quad (\text{III.29})$$

dont $F_i^{v(\bar{\nu})n}$ est obtenue de (III.27.a) et (III.28.a) avec les remplacements $d \rightarrow u$, $u \rightarrow d$ respectivement.

L'addition de quarks lourds b et t à ce modèle exige l'introduction d'un nouveau doublet d'isospin, en analogie avec les deux autres, comme vu auparavant,

$$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \quad (\text{III.30})$$

et aussi des deux singulets t_R et b_R . Dans ce cas la diagonalisation du courant faible hadronique est faite avec la matrice unitaire 3x3 de Kobayashi-Maskawa qui remplace la matrice 2x2 de Cabibbo. Ce traitement deviendra plus explicite dans le chapitre suivant, où nous allons discuter le mécanisme d'excitation des quarks.

Une discussion plus approfondie et détaillée sur les rapports entre les fonctions de distribution et leur comparaison avec les données expérimentales est présentée dans la référence [Can80a]. Nous nous limitons ici au commentaire des aspects fondamentaux en ce qui concerne nos applications dans les chapitres suivants.

Il est utile de définir

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x) , \quad (\text{III.31.a})$$

$$\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x) , \quad (\text{III.31.b})$$

qui permet aux $F_i^{v(\bar{v})N}$ de prendre la forme générale

$$F_2^{\bar{v}N}(x) = F_2^{vN}(x) = x[q(x) + \bar{q}(x)] , \quad (\text{III.32.a})$$

$$F_3^{vN}(x) = \bar{q}(x) - q(x) + 2\bar{s}(x) , \quad (\text{III.32.b})$$

$$F_3^{\bar{v}N}(x) = \bar{q}(x) - q(x) - 2\bar{s}(x) , \quad (\text{III.32.c})$$

où par simplicité la mer de charm a été négligée, et nous avons considéré $s(x) = \bar{s}(x)$.

L'intégrale

$$\int x[q(x) + \bar{q}(x)] dx = \int F_2^{vN}(x) dx , \quad (\text{III.33})$$

mesure la fraction de l'impulsion du nucléon emportée (ou partagée) par tous les quarks qui composent le nucléon.

Le résultat expérimental est

$$\int F_2^{vN}(x) dx \approx 0,45 \pm 0,03 \quad (\text{III.34})$$

ce qui signifie que seulement la moitié de l'impulsion est emportée par les partons tels qu'ils ont été conçus. La réponse à cette question vient de la QCD, qui suggère que l'autre moitié est emportée par des constituants qui ne subissent pas les interactions électromagnétiques et faibles, qui sont les glu-

ons de spin 1.

III.3 - La Chromodynamique Quantique dans la DPI

La chromodynamique quantique est une théorie de jauge non-abelienne qui décrit l'interaction d'objets de spin 1/2, les quarks, et qui possède un degré de liberté interne, la couleur, et un ensemble de bosons de jauge vectoriels non-massifs, les gluons, qui communiquent la force entre les quarks; la théorie prédit aussi l'autointeraction des gluons. Les quarks se présentent en trois états de couleur, $q_i(x)$, $i = 1, 2, 3$, qui ont été introduits pour satisfaire la statistique de Fermi-Dirac, et il y a huit gluons colorés, $A_\mu^b(x)$, $b = 1, \dots, 8$. À ces champs s'associe le groupe de transformation $SU(3)_c$ de couleur. Cette théorie possède la propriété de liberté asymptotique, ce qui implique, pour les interactions entre les quarks à très petites distances, i.e., pour grand transfert d'impulsion, un comportement de théorie de champs libres sans interactions. Ceci est, en somme, la justification plus fondée, du modèle de partons. La théorie a aussi la propriété de confinement, ce qui signifie que seulement les objets sans couleur, ou singulets de couleur, peuvent exister comme particules observables, i.e., les forces entre objets colorés augmentent avec la distance et ils deviennent inséparables. Cette propriété, à l'occasion de cette rédaction, n'est pas encore analytiquement démontrée.

L'aspect qui concerne ce travail est l'effet des in

teractions fortes dans la limite de liberté asymptotique dans les fonctions de structure. Nous constatons de suite que le modèle de partons, qui ignore les interactions entre les quarks, n'est pas assez puissant pour la description phénoménologique complète des processus analysés, dans tout le domaine cinématique couvert par les expériences.

La mesure des fonctions de structure dans les expériences avec neutrinos et antineutrinos, ou les dispersions de leptons chargés, est en rapport avec la détermination de $R = \sigma_L/\sigma_T$. Comme nous allons discuter plus loin, l'obtention de R est assez délicate due au besoin de déterminer σ_L et σ_T séparément dans un domaine cinématique assez grand, dont chaque région présente des caractéristiques différentes selon les effets dominants.

Discutons brièvement les corrections au modèle de partons imposées par la QCD.

Le Lagrangian de la QCD est [Po174]

$$L_{QCD}(x) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i \bar{\Psi}_{q_i}(x) (\gamma_{\mu} D_{ij}^{\mu} + i m \delta_{ij}) \Psi_{q_j}(x) \quad (\text{III.35})$$

où les tenseurs de champ généralisés $F_{\mu\nu}^a$ sont en rapport avec le vecteur potentiel A_{μ}^a de la forme

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} A_{\nu}^a - \partial_{\nu} A_{\mu}^a + g f_{abc} A_{\mu}^b A_{\nu}^c \quad (\text{III.36})$$

où f_{abc} sont les constantes de structure de $SU(3)_c$, g est la

constante de couplage et la dérivée covariante est donnée par

$$D_{ij}^{\mu} = \partial^{\mu} \delta_{ij} - ig T_{ij}^a A_a^{\mu} \quad (\text{III.37})$$

où T^a sont les générateurs du groupe $SU(3)$ que satisfont

$$[T^a, T^b] = if_{abc} T^c. \quad (\text{III.38})$$

Pour le groupe $SU(3)_c$, $T^a = \frac{1}{2} \lambda^a$, où λ_{ij}^a sont les huit matrices de $SU(3)$ de Gell-Mann [Gel62].

Une fois déterminé le Lagrangean de la théorie, il est possible de dériver les règles de Feynman qui sont présentées dans le tableau III.2. Toutes les saveurs des quarks et les gluons ont la même constante de couplage.

La constante de couplage forte effective est définie par

$$\alpha_s = \frac{g_{ef}^2}{4\pi} \quad (\text{III.39})$$

et elle devient, avec considération des effets jusqu'au deuxième ordre en QCD, quand $Q^2 \rightarrow \infty$,

$$\alpha_s(t) = \frac{4\pi}{\beta_0 t} \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln t}{t} \right) \quad (\text{III.40})$$

où

$$t = \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad (\text{III.41})$$

et $\beta_0 = (33 - 2N_f)/3$, $\beta_1 = (306 - 38N_f)/3$, où N_f est le nombre de saveurs, Λ est le paramètre d'échelle de la théorie, à être déterminé en accord avec les données.

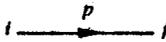
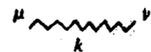
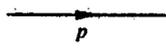
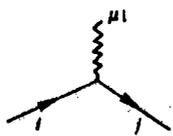
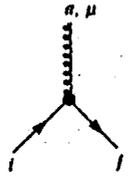
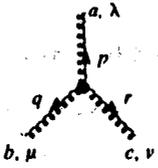
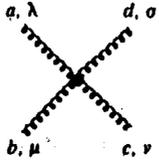
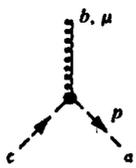
gluon		$-i\delta^{ab}\left[\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)/k^2 + ak_\mu k_\nu/k^4\right]$
fantôme		$-i\delta^{ab}/k^2$
quark		$i\delta^{ll}/(p^2 + i\epsilon)$
photon		$-ig_{\mu\nu}/k^2$
lepton		$(i\not{p} + m)/(p^2 - m^2 + i\epsilon)$
vertex photon-lepton ou photon-quark		$-ieQ_{ij}\gamma^\mu\delta^{ij}$
vertex gluon-quark		$-ig\gamma^\mu(L^a)_{ij}$
vertex de trois gluons		$-g f_{abc}[(p-q)_\nu g_{\lambda\mu} + (q-r)_\lambda g_{\mu\nu} + (r-p)_\mu g_{\nu\lambda}]$
vertex de quatre gluons		$-ig^2 f_{abc} f_{cde} (g_{\lambda\nu} g_{\mu\sigma} - g_{\lambda\sigma} g_{\mu\nu})$ $-ig^2 f_{ace} f_{bde} (g_{\lambda\mu} g_{\nu\sigma} - g_{\lambda\sigma} g_{\mu\nu})$ $-ig^2 f_{ade} f_{cbe} (g_{\lambda\nu} g_{\mu\sigma} - g_{\lambda\mu} g_{\nu\sigma})$
vertex gluon-fantôme		$g f_{abc} p^\mu$

TABLEAU III.2

Règles de Feynman de la QCD

La constante $\alpha_s(t)$ est appelée la constante mobile des interactions fortes. Une fois que $\alpha_s \rightarrow 0$, quand $Q^2 \rightarrow \infty$, il est possible d'utiliser la théorie de perturbation pour calculer la variation en Q^2 en les différentes quantités physiques.

La découverte de cette propriété, la liberté asymptotique de la QCD a donné une nouvelle vue au modèle des partons. Aux interactions décrites par la QCD doit correspondre une manifestation résiduelle dans toutes les propriétés et relations qui ont été déterminées en suivant les prescriptions d'invariance d'échelle. Plus loin, dans ce chapitre, nous discutons la violation d'invariance d'échelle due aux interactions fortes avec l'appui des données expérimentales.

Dans les diagrammes de la figure III.8 il est possible de visualiser les premières contributions au modèle de parton simple, dues aux interactions fortes.

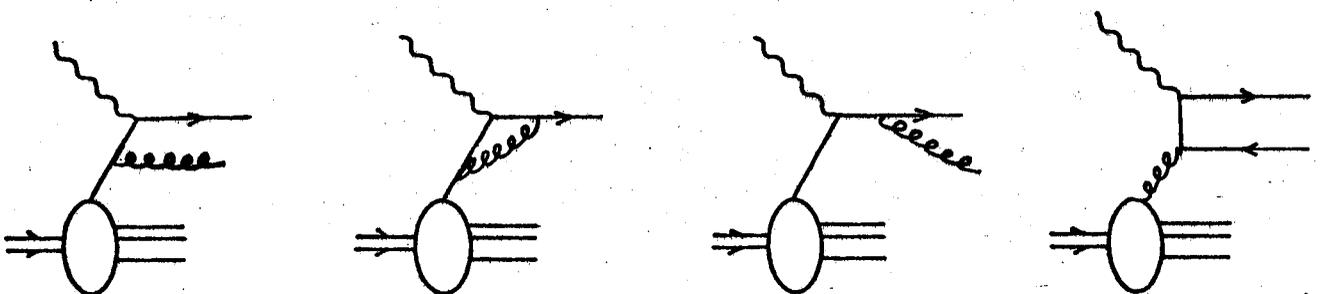


FIGURE III.8

Corrections au modèle de partons dues à la QCD

Nous allons discuter maintenant les effets dus aux

interactions fortes dans les fonctions de structure présentes dans les sections efficaces.

III.4 - Les Fonctions de Structure

Dans le modèle de partons naïf, quand p_i^2 et $p_{i\perp}^2$ peuvent être négligés, p_i est équivalent à un quark réel dans la couche de masse, et son impulsion est

$$p_i = \left(z \frac{Q}{2x} ; z \frac{Q}{2x}, \vec{0} \right) \quad (\text{III.42})$$

Le diagramme de la figure III.3 peut être interprété en deux parties [Alt78]. Un premier facteur est la fonction $zq(z)$ qui correspond à la partie inférieure et décrit la probabilité de trouver dans le nucléon le parton de type i avec fraction z de l'impulsion p . Le deuxième facteur est proportionnel à la section efficace totale de diffusion d'un parton (spin 1/2) par un photon virtuel, soit la partie supérieure du diagramme III.3.

Nous avons

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ponct}}(zp+q) &\propto e_i^2 \delta((q+zp)^2) \\ &\sim e_i^2 \delta(q^2 + 2zp \cdot q) \\ &\sim e_i^2 \delta\left(1 - \frac{x}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.43})$$

et

$$2F_1(x) = \frac{F_2(x)}{x} = \int \frac{dz}{z} q(z) \sigma_{\text{ponct.}}(zP+q) \quad (\text{III.44})$$

$$= e^2 q(x)$$

Dans le contexte de la QCD il faut inclure une correction à $\sigma_{\text{ponct.}}$, qui est $\sigma_{\text{ordre } \alpha_s}$, où α_s est la constante de couplage effective, équivalente aux contributions des diagrammes de la figure III.7.

Considérons l'équation modifiée

$$2F_1 \approx \frac{F_2}{x} = \int \frac{dz}{z} q(z) [e^2 \delta(1 - \frac{x}{z}) + \sigma_{\text{ordre } \alpha_s}(\frac{z}{x}, Q^2)] \quad (\text{III.45})$$

où

$$\sigma_{\text{ordre } \alpha_s}(\frac{z}{x}, Q^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} e^2 [tp(\frac{x}{z}) + f(\frac{x}{z}) + O(\frac{1}{Q^2})] \quad (\text{III.46})$$

Nous voyons donc que les corrections apparaissent comme termes logarithmiques en Q^2 , qui est l'échelle d'énergie typique de chaque processus.

Le premier terme en (III.46) viole l'invariance d'échelle et démontre les limitations du modèle de partons naïf.

Aux ordres supérieurs en effets d'interactions fortes, on devrait considérer des diagrammes de la complexité de celui présenté dans la figure III.9.

Nous allons discuter brièvement les méthodes théoriques de détermination de l'évolution des fonctions de structure en Q^2 .

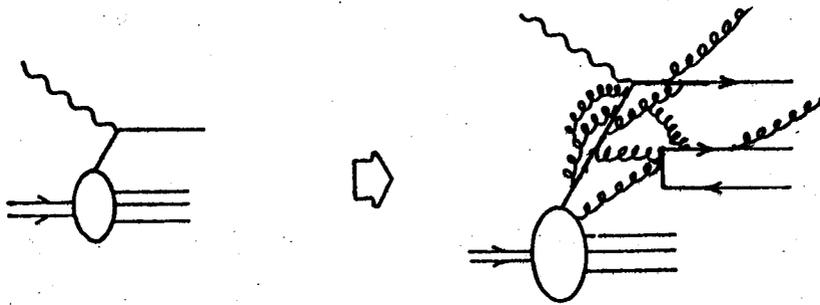


FIGURE III.9
Contribution d'effets d'ordres supérieurs dus à la QCD aux DPI

III.4.a - Méthode d'Inversion des Moments

La première méthode concerne les moments des fonctions de structure $F_j(x, q^2)$ ($j=1, 2$ pour l'électromagnétisme, $j=1, 2, 3$ pour interactions faibles) de chaque réaction (ep , en , $\bar{\nu}p$, $\bar{\nu}n$, etc), définis par

$$M_j^N(q^2) = \int_0^1 x^{N-1-\delta_j} F_j(x, q^2) \quad (\text{III.47})$$

Ces moments sont en rapport avec les coefficients provenant du développement des produits d'opérateurs de courants de Wilson [Wil69], qui étudie le commutateur de courants dans la région du cône de lumière. Nous avons déjà vu que la limite de Bjorken exploite le commutateur des courants dans le cône de lumière. Alors, la relation avec la DPI s'établit une fois que les moments des fonctions de structure mesurent les coefficients à la proximité du cône de lumière. Ceci est re-

présenté graphiquement dans la figure III.10.

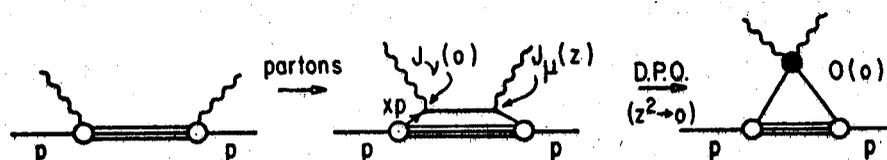


FIGURE III.10

Relation des DPI avec le développement
de produits d'opérateurs

La partie technique peut être résumée comme suit.

Nous avons le produit

$$J\left(\frac{1}{2}z\right) J\left(-\frac{1}{2}z\right) = \sum_{jN} \tilde{C}_j^N(z^2) z^{\mu_1} z^{\mu_2} \dots z^{\mu_N} \tilde{O}_{\mu_1 \dots \mu_N}^{j,N}(0)$$

(III.48)

où $\tilde{O}_{\mu_1 \dots \mu_N}^{j,N}(0)$ sont les opérateurs au moins bilinéaires dans les champs de l'expansion du produit de deux courants, référencé comme opérateur de spin N , et dont

$$\tau_{j,N} = (\text{dimension de } \tilde{O}_{j,N}) - (\text{spin de } \tilde{O}_{j,N})$$

$$= \text{twist de } \tilde{O}_{j,N} \quad (\text{III.49})$$

et $\tilde{C}_j^N(z^2)$ sont les fonctions coefficients.

La procédure de détermination de moments suit en deux pas :

- i) la transformée de Fourier de \tilde{C}_j^N est en rapport avec le $N^{\text{ème}}$ moment de la fonction de structure $W_j(\nu, q^2)$;
- ii) le comportement de ces transformées de Fourier est étudié

en utilisant les équations du groupe de renormalisation [Bur80].

Les opérateurs qui contribuent à $M^{(N)}$ peuvent être divisés en deux classes selon leurs propriétés de saveur, soit singulet (s), invariant sous transformation de saveur, et non-singulet (ns).

Chaque fonction de structure peut être séparée en deux parties

$$F_j(x, q^2) = F_j^s + F_j^{ns} \quad (\text{III.50})$$

La partie ns est facilement isolée une fois que la partie s n'est pas sensible au contenu en saveur de la cible. Ceci veut dire que les différences $(F_{1,2}^{ep} - F_{1,2}^{en})$, $(F_{1,2,3}^{vp} - F_{1,2,3}^{vn})$ sont non-singulets. Les cas singulet de couleur sont plus compliqués mais aussi déterminés, et incluent les distributions de gluons [Bur80].

La théorie prédit la relation entre les moments à Q^2 et Q_0^2

$$M_{j_{ns}}^N(Q^2) = \left[\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]^{d_N^{ns}} M_{j_{ns}}^N(Q_0^2) \quad (\text{III.51})$$

pour la partie non-singulet, où Q_0^2 est une impulsion de référence, et d_N^{ns} est une dimension anormale qui provient des équations du groupe de renormalisation [Ami78].

Il est possible d'interpréter (III.51) dans un langage de parton généralisé en faisant les distributions de par

tons $q_i(x)$, introduites dans la section précédente, dépendentes de Q^2 , de façon que $q_i(x) \rightarrow q_i(x, Q^2)$. De cette manière les fonctions $F_j(x, Q^2)$ sont exprimées par la même formule présentée auparavant, mais maintenant en termes de $q_i(x, Q^2)$. L'équation (III.51) peut être interprétée comme l'équation qui contrôle la variation avec Q^2 de moments de quelques combinaisons non-singulet de $q_i(x, Q^2)$, tel que $u(x, Q^2) - d(x, Q^2)$, $u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)$, etc.

La partie singulet, qui inclut un mélange d'opérateurs de quark et de gluon, contient en conséquence une combinaison de fonctions de distribution de quark $q_s(x, Q^2)$, qui pour sa part dépend de $q_s(x, Q_0^2)$ et de la distribution de gluon, $G(x, Q_0^2)$.

Les fonctions de structure peuvent être obtenues par l'inversion de moments de l'équation (III.47), par la transformation de Mellin

$$F_j(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{N_0 - i\infty}^{N_0 + i\infty} dN x^{1-N} M_j^N(Q^2) \quad (\text{III.52})$$

où N_0 garantit la convergence de l'intégrale.

Ici les F_j contiennent les interactions de quark et gluons, et si $F_j(x, Q_0^2)$ est mesurée comme fonction de x à une valeur raisonnablement large de Q_0^2 et les moments $M_j^N(Q_0^2)$ calculés, et par (III.51) déterminés les $M_j^N(Q^2)$, on construit, avec (III.52), les $F_j(x, Q^2)$.

Dans la figure III.11 il est montré la variation de

$F_2(x, Q^2)$ ($ed \rightarrow eX$ [Gro79]) avec Q^2 et avec x , où \bar{u} devient \bar{v} ident le comportement invariant d'échelle pour $x=0,15$ et Q^2 $\in [2, 100]$; par contre, dans la région de $x=0,55$, la violation d'invariance d'échelle est très nette, ce qui démontre la dépendance en Q^2 en les fonctions de structure. Les effets attendus doivent être plus visibles à Q^2 grand, et F_j doit augmenter à Q^2 grand et x petit, et diminuer à grand Q^2 et à x grand. Il y a une région de x moyen dont la dépendance en Q^2 est moindre; il s'agit de la région qui a été étudiée originellement par le SLAC en constatant l'invariance d'échelle.

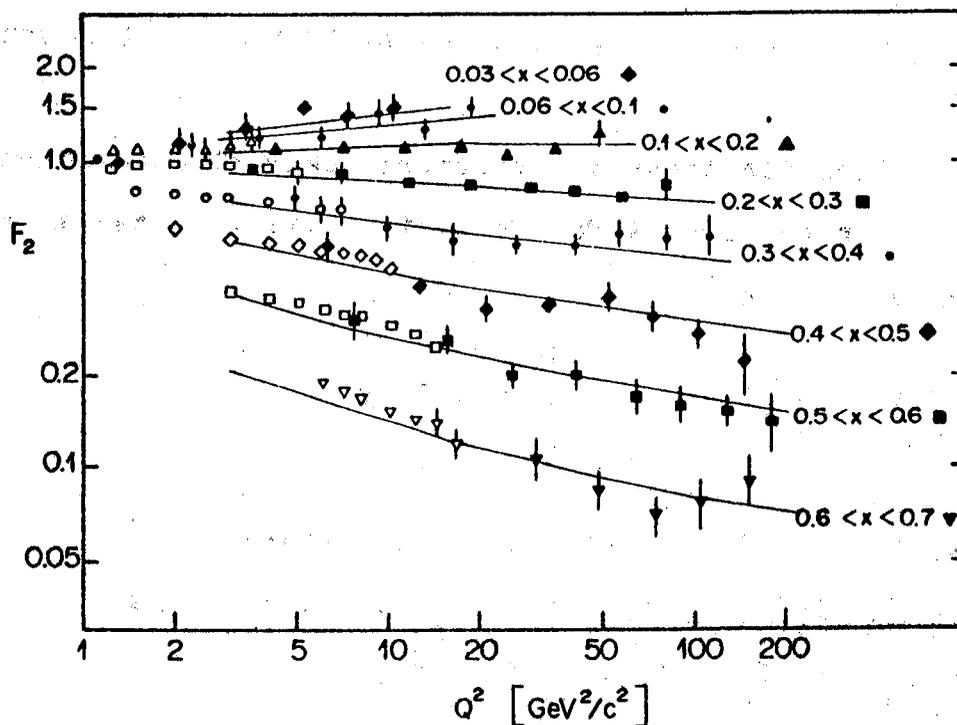


FIGURE III.11

III.4.b - Méthode d'Altarelli-Parisi

L'autre méthode de détermination des fonctions de structure consiste dans la résolution des équations d'Altarelli-Parisi [Alt77], qui sont des équations intégrales différentielles exprimant quantitativement les variations en Q^2 de la probabilité de trouver un parton de type i dans un parton de type j , avec fraction $z=x/y$ de l'impulsion de j .

Preons le cas d'une seule saveur

$$q^{ns}(x,t) = q(x,t) - \bar{q}(x,t) \quad (\text{III.53})$$

où $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$.

Dans ce cas, (III.51) s'écrit

$$M_{ns}^N(t) = \left[\frac{\alpha}{\alpha(t)} \right]^{d_N^{ns}} M_{ns}^N \quad (\text{III.54})$$

où

$$M_{ns}^N(t) = \int_0^1 dx x^{N-1} q^{ns}(x,t) \quad (\text{III.55})$$

et $\alpha/\alpha(t) = 1 + \frac{\beta_0}{4\pi} \alpha t$.

Le théorème de convolution pour les transformations de Mellin dit que si

$$f(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) h\left(\frac{x}{y}\right) \quad , \quad (\text{III.56})$$

alors

$$f(N) = g(N) h(N) \quad . \quad (\text{III.57})$$

L'équation (III.51), maintenant (III.54), satisfait l'équation différentielle

$$\frac{d}{dt} M_j^N n_s(t) = \alpha(t) \frac{\beta_0 d_N^{ns}}{4\pi} M_j^N n_s(t) , \quad (\text{III.58})$$

qui selon (III.55) et (III.56), est équivalent à l'équation

$$\frac{d}{dt} q^{ns}(x,t) = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q^{ns}(y,t) P\left(\frac{x}{y}\right) , \quad (\text{III.59})$$

où il faut choisir

$$\frac{\beta_0 d_N^{ns}}{2} = \int_0^1 dz z^{N-1} P(z) . \quad (\text{III.60})$$

L'équation (III.59) montre l'évolution des distributions de quarks avec Q^2 .

La généralisation de (III.59) aux distributions arbitraires de quarks, anti-quarks et gluons conduit à des équations intégral-différentielles couplées,

$$\begin{aligned} \frac{dq_i(x,t)}{dt} = & \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_j q_j(y,t) P_{q_i q_j}\left(\frac{x}{y}\right) + \right. \\ & \left. + G(y,t) P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right) \right] , \quad (\text{III.61.a}) \end{aligned}$$

et

$$\frac{dG(x,t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_j q_j \left(\frac{y}{t}\right) P_{Gq} \left(\frac{x}{y}\right) + G\left(\frac{y}{t}\right) P_{GG} \left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (\text{III.61.b})$$

où la somme sur j correspond à tous les quarks et antiquarks concernés.

C'est à travers l'étude numérique des équations d'Altarelli-Parisi que se réalise la détermination de la dépendance en Q^2 des fonctions de structure. Pour cela il est nécessaire d'établir la dépendance en x de la fonction de structure à un Q_0^2 de référence.

En ce qui concerne les applications phénoménologiques qui nous intéressent, il faut discuter les paramétrisations de fonctions de distribution, à la lumière des éléments théoriques que nous avons discutés au long de ce chapitre.

III.5 - Les Paramétrisations des Fonctions de Distribution

C'est au moyen du modèle de quark-parton que nous avons pu introduire les distributions de quarks $u(x)$, $d(x)$, etc, qui entrent dans l'expression des fonctions de structure. Dans cette section nous allons discuter les principales paramétrisations de fonctions de distribution qui ont été proposées et qui se divisent en deux types, essentiellement : les paramétrisations naïves, qui incluent les effets du modèle de partons simple, et les paramétrisations à QCD, qui incluent les effets dynamiques d'interactions fortes.

L'idée la plus simple a été basée dans la reproduction naïve de la structure spectroscopique du proton [Kut71], en proposant

$$u_v(x) = 2d_v(x) \quad (\text{III.62.a})$$

$$s_v(x) = \bar{u}_v(x) = \bar{d}_v(x) = \bar{s}_v(x) = 0 \quad (\text{III.62.b})$$

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = \alpha \quad (\text{III.62.c})$$

où v correspond à la valence et s correspond à la mer.

Si on se reporte aux résultats expérimentaux présentés dans la figure III.11, il est facile de vérifier que l'équation (III.62) correspond au comportement $F_2^{\text{en}}/F_2^{\text{ep}} \rightarrow 1$, pour $x \rightarrow 0$, si les termes en α dominant dans le rapport

$$\frac{F_2^{\text{en}}}{F_2^{\text{ep}}} = \frac{1/9 (u_v + 4d_v) + 7/9 \alpha}{1/9 (4u_v + d_v) + 7/9 \alpha} \quad (\text{III.63})$$

Par contre, si les termes de valence dominant, le rapport a la variation $1/4 < F_2^{\text{en}}/F_2^{\text{ep}} < 4$. Une observation de la figure III.12 montre que les quarks de valence semblent dominer quand $x \rightarrow 1$, et que les $u(x)$ dominant sur les $d(x)$. Ceci signifie que dans la région de $x \rightarrow 1$, sont les termes de valence qui jouent le rôle dominant; par contre, quand $x \rightarrow 0$ la contribution de la mer devient importante. Toute paramétrisation pour les fonctions de distribution de quarks doit pouvoir reproduire ce comportement.

Il est possible de donner une description schématique

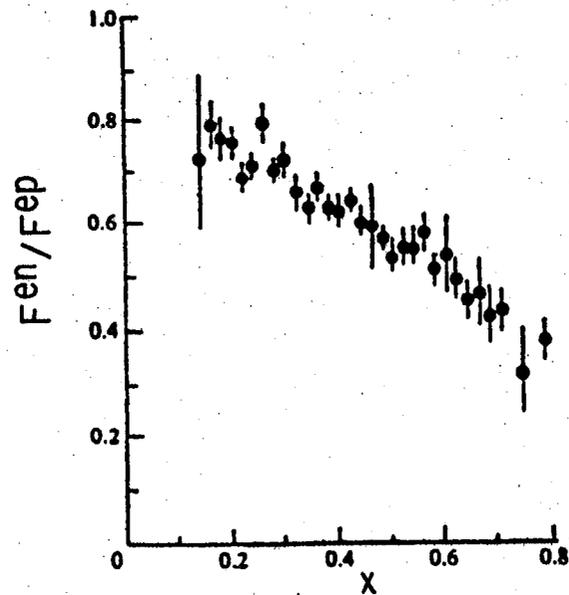


FIGURE III.12

de ce comportement [Cl079]. Nous avons déjà discuté le rôle des interactions fortes, et en analogie avec la QCD les diagrammes d'ordre supérieur vont présenter les quarks dans le nucléon habillés comme montré à la figure III.13.

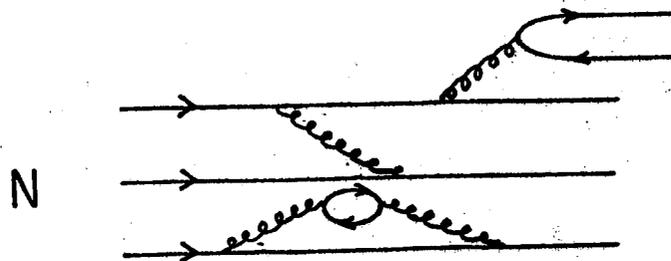


FIGURE III.13

La présence de la mer de $q\bar{q}$ est dominante à $x \rightarrow 0$, en conséquence de la probabilité de bremsstrahlung d'un gluon de

impulsion k qui dépend de dk/k , et donc de dx/x .

Si on essaye de schématiser l'évolution de $F_2(x)$ à partir d'un système de trois quarks libres, jusqu'aux effets d'émission de gluons générateurs de paires $q\bar{q}$ de la mer, on obtient le comportement présenté dans la figure III.14. Ceci peut être comparé avec le résultat expérimental pour

$$F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x) = \frac{1}{3} x [u_v(x) - d_v(x)] \quad (\text{III.64})$$

où il n'y a pas de contribution de la mer, mais si des effets de QCD relatifs aux échanges de gluons entre les quarks. Ce résultat est celui de la figure III.15, équivalent donc à la figure III.14.b.

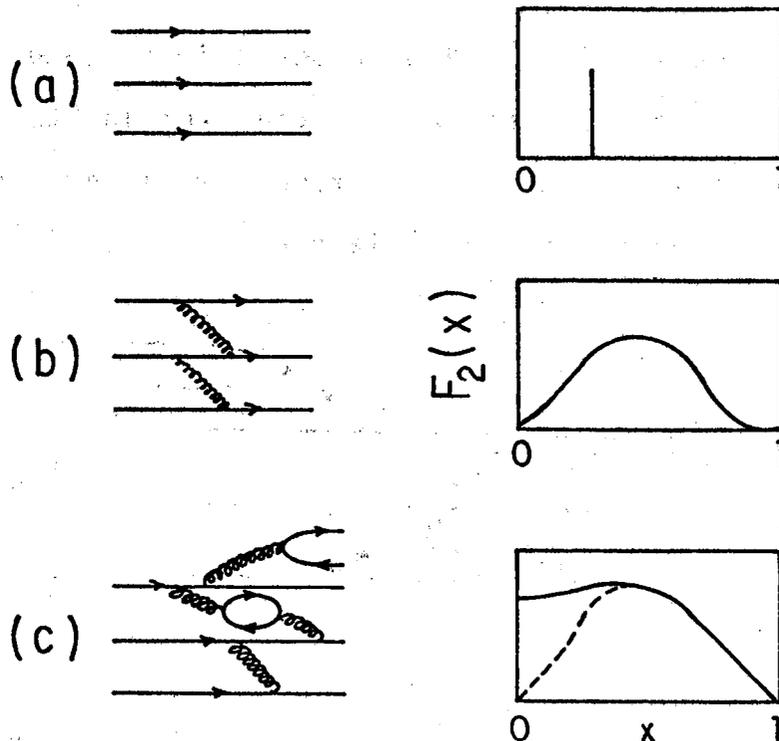


FIGURE III.14

Évolution de F_2 en x .

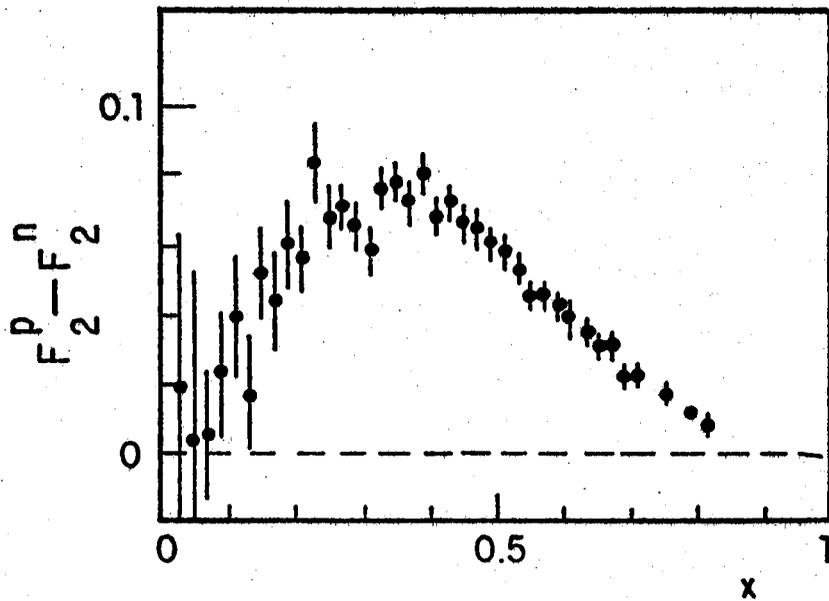


FIGURE III.15

Données de $F_2^{ep} - F_2^{en}$ en fonction de x .

Bien entendu, les premières paramétrisations ne tenaient pas compte des gluons et des effets de QCD. Nous rappelons ici la paramétrisation de Feynman-Field [Fie77], qui se base sur le comportement de F_2 tel que nous l'avons discuté en rapport avec l'équation (III.63).

La constatation que $F_2^{en}/F_2^{ep} \rightarrow 1/4$ quand $x \rightarrow 1$, soit que $d(x)/u(x) \rightarrow 0$, dans la même région, a suggéré les distributions de valence

$$xu(x) \rightarrow (1-x)^3 \quad (III.65)$$

$$xd(x) \rightarrow (1-x)^4$$

Par des arguments moins clairs, dus à la difficulté d'obtention de données concernant la mer, mise à part la con

naissance acquise dans les expériences en quant à la domination dans la région de x petit, sont proposées [Fie77]

$$x\bar{u}(x) = c(1-x)^{10} \quad (\text{III.66})$$

$$x\bar{d}(x) = c(1-x)^7$$

et pour la mer étrange,

$$s(x) = \bar{s}(x) = 0,1 (1-x)^8, \quad (\text{III.67})$$

dont le comportement est celui de la figure III.16.

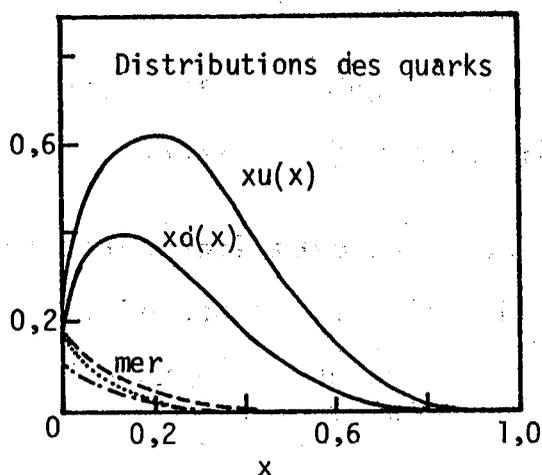


FIGURE III.16

La paramétrisation que nous venons de discuter, et celles analogues, sont déterminées essentiellement de façon numérique par l'ajustement avec les données. Dans le but d'utiliser une paramétrisation type parton simple, il est plus utile de se rapporter aux études plus récentes [Agu83], qui considèrent davantage de données. Nous allons montrer dans le chapitre suivant le comportement d'une paramétrisation simple jusqu'aux très

hautes énergies.

De la discussion de la section précédente sur les effets des interactions fortes, il devient évident que les paramétrisations, en vue d'être physiquement représentatives, doivent contenir les effets logarithmiques. La détermination analytique des distributions suit la procédure présentée pour les théories de jauge avec liberté asymptotique ($SU(3)_c$). Dans le but d'interpréter et comparer les données des PPI il est important d'avoir des distributions de partons dont la dépendance en Q^2 soit déterminée selon les méthodes que nous avons présentées.

Comme nous avons vu, il est possible d'obtenir analytiquement les moments des distributions, à partir d'un moment de référence; pour les distributions elles-mêmes il faut s'attaquer au problème de l'inversion, et ceci à tous les ordres. C'est pour cette raison que plusieurs auteurs ont traité le problème numériquement [Glu76, Hin77]. Un traitement analytique convenable [Bur78] montre qu'il est possible d'obtenir une paramétrisation dépendante de Q^2 , pour les quarks de la mer et les gluons, par moyen de l'inversion des deux premiers moments, en conséquence de leur décroissance rapide en x , et pour les quarks de valence, par l'inversion des douze premiers moments. L'intérêt dans une paramétrisation qui contient les effets dynamiques est celui de comparer les violations de l'invariance d'échelle prédites par le QCD avec les données des diffusions profondément inélastiques.

Nous avons vu que les distributions qui suivent les

prédications du modèle de partons simple ont comme formulation générale

$$\begin{aligned}
 xV(x) &= A_V x^{n_1} (1-x)^{n_2} \\
 xS(x) &= A_S (1-x)^{n_S} \\
 xG(x) &= A_G (1-x)^{n_G} \\
 xC(x) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{III.68}$$

où A_V , A_S , A_G , n_1 , n_2 , n_S , n_G sont des constantes, V se réfère aux quarks de valence, S aux quarks de la mer, G aux gluons, et finalement, C à la mer de charm.

Dans la présence des effets de QCD (bremsstrahlung de gluon, création de paires), toutes les distributions de (III.68) acquièrent une dépendance en Q^2 et, en conséquence, xC sera aussi différente de zéro. À la rigueur on pouvait introduire de distributions pour les quarks très lourds, b et t , mais ceci n'est pas fait justement en raison des masses élevées, qui font moins probable leur création dans la mer. La détermination des distributions tient son départ par leur obtention à partir des données pour une valeur $Q^2=Q_0^2$ et l'utilisation de ce résultat comme condition initiale dans les équations du groupe de renormalisation, dont les solutions se ront obtenues pour $Q^2>Q_0^2$.

L'expression générale des paramétrisations avec dépendance en Q^2 , avec

$$\bar{s} = \ln \left[\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]
 \tag{III.69}$$

est la suivante :

$$\begin{aligned}
 xV_i(x, \bar{s}) &= A_i(\bar{s}) x^{\eta_1^i(\bar{s})} (1-x)^{\eta_2^i(\bar{s})} \\
 xS(x, \bar{s}) &= A_S(\bar{s}) (1-x)^{\eta_S(\bar{s})} \\
 xG(x, \bar{s}) &= A_G(\bar{s}) (1-x)^{\eta_G(\bar{s})} \\
 xC(x, \bar{s}) &= A_C(\bar{s}) (1-x)^{\eta_C(\bar{s})}
 \end{aligned}
 \tag{III.70}$$

Quand $\bar{s}=0$, tous les paramètres sont identiques à ceux de (III.68). D'autre part, ils ont une dépendance linéaire en \bar{s} . Le paramètre Λ est celui qui caractérise l'intensité de la violation de l'invariance d'échelle, et provient des données. Les fonctions $A(\bar{s})$ et $\eta(\bar{s})$ contiennent les effets de QCD. La discussion sur la détermination de ces fonctions doit être suivie dans la référence [Bur78], et les auteurs considèrent leurs distributions de partons convenables, i.e., phénoménologiquement représentatives pour $0 < \bar{s} < 1,4$, c'est-à-dire, $1,8 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 17 \times 10^3 \text{ GeV}^2/c^2$, et $\Lambda > 0,3 \text{ GeV}$.

Dans la figure III.17 il est possible de voir le comportement des différentes distributions de quarks comme fonctions de x à différentes valeurs de \bar{s} . La domination de la mer, aux petites valeurs de x , et de la valence, aux valeurs intermédiaires de x est claire.

Nous allons encore commenter une paramétrisation très récente [Duk84], qui inclut les effets dynamiques comme la précédente, mais qui, quand il s'agit d'ajustement considère des données plus récentes et plus vastes dans les diffusions

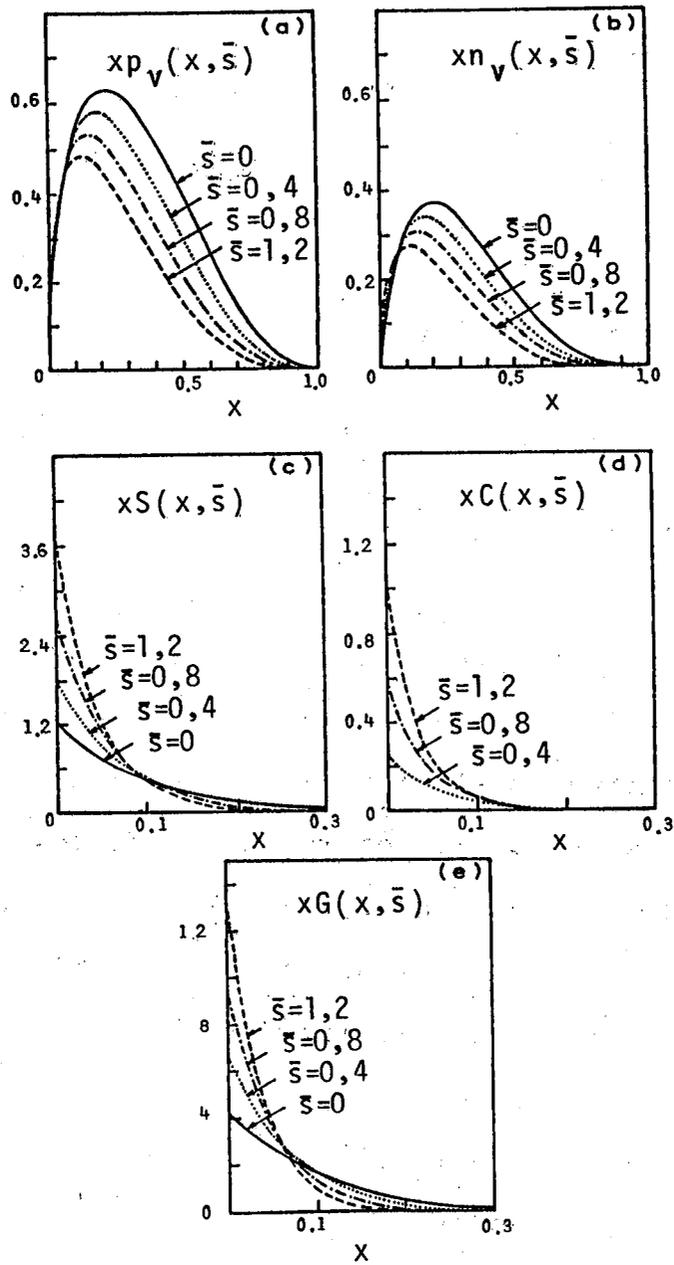


FIGURE III.17

Fonctions de distribution des quarks :
 a) et b), quarks de valence; c), d) et
 e), quarks de la mer, selon [Bur78].

profondément inélastiques. La dépendance en Q^2 est calculée en ordre du logarithme dominant. Le programme d'ajustement procède par l'intégration directe des équations d'Altarelli-Parisi, et les distributions de parton sont fonction de la variable \bar{s} définie ci-dessus. Les auteurs considèrent leur paramétrisation utilisable jusqu'à $Q^2 \approx 1 \text{ TeV}^2/c^2$; nous discutons cet aspect dans le chapitre suivant. En effet les données utilisées sont de $Q^2 \approx 4-200 \text{ GeV}^2/c^2$ et le comportement pour très hautes énergies est obtenu par extrapolation, avec $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2/c^2$ et $\Lambda = 0,4 \text{ GeV}/c$.

L'expression générale pour les quarks de valence est

$$x(u_V(x, Q^2) + d_V(x, Q^2)) = C_1 x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1-\gamma_1 x) \quad (\text{III.71})$$

et pour la mer symétrique de SU(3),

$$xS(x, Q^2) = A_S x^a (1-x)^b (1 + \alpha_S + \beta_S x^2 + \gamma_S x^3) \quad (\text{III.72})$$

Les paramètres de la paramétrisation ont une dépendance quadratique en \bar{s} de la forme

$$A(\bar{s}) = A_0 + A_1 \bar{s} + A_2 \bar{s}^2 \quad (\text{III.73})$$

et sont données dans l'appendice IV.1.

III.6 - Violations de l'Invariance d'Échelle

Les déviations par rapport au comportement de Bjorken, observées expérimentalement, figure III.11, peuvent être d'origine cinématique ou dynamique.

Les effets d'origine cinématique sont en rapport avec les seuils d'excitation des quarks, et sont exprimés au moyen d'une nouvelle variable sans dimensions ξ , qui remplace le x de Bjorken, en tenant compte des masses des quarks concernés dans le processus. Écrites en termes de la variable de rescaling, ξ , les fonctions de structure présentent un comportement invariant d'échelle [Abb77] et obéissent à la relation de Callan-Gross modifiée.

$$2\xi F_1(\xi) = F_2(\xi) \quad (\text{III.74})$$

Une discussion détaillée des effets de rescaling et nos contributions dans ce thème sont présentées dans le chapitre suivant.

Comme nous l'avons discuté, les déviations d'origine dynamique se présentent en conséquence des interactions entre les quarks. Ces effets, inexistantes dans le modèle de partons sont prévus par la QCD, et en conséquence du comportement logarithmique de $\alpha_s(Q^2)$, les corrections perturbatives aux fonctions de structure ont une dépendance logarithmique en Q^2 .

Le comportement espéré de $F_2(x, Q^2)$, selon les prédictions de la QCD perturbative, est montré dans la figure III.18.

Aussi sont à considérer les effets appelés de twist élevé, qui donnent des contributions d'ordre $(\frac{1}{Q^2})^n$ aux fonctions de structure. Ces effets ont leur origine dans le développement des produits d'opérateurs de courant, qui apporte des termes de caractère non-perturbatif. Ces termes peuvent éventuellement dominer dans la région de petit Q^2 , mais leur

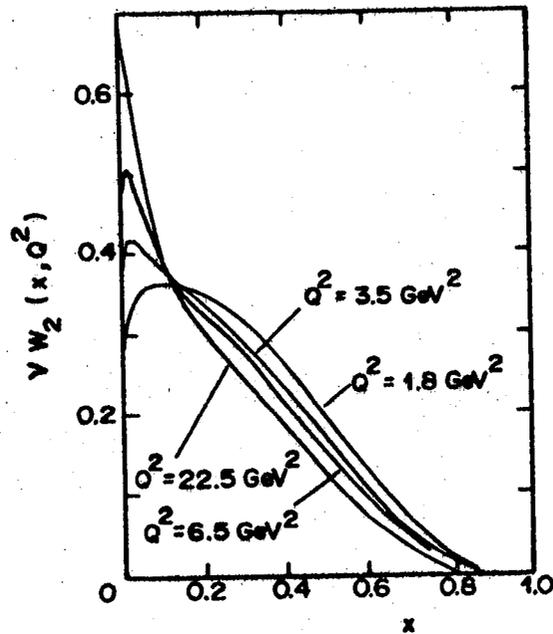


FIGURE III.18

comportement exact est loin d'être déterminé, comme on le discutera plus loin.

Ceci étant, il est sensé d'admettre la forme générale d'une fonction de structure comme étant donnée par [Po182]

$$F_i \sim \log's \text{ perturbatif} + \frac{1}{Q^2} f(x, \log Q^2) + O\left(\frac{1}{Q^2}\right)^n \quad (\text{III.75})$$

Les données, figure III.19, montrent le besoin de prendre en considération les termes non-perturbatifs, malgré la difficulté d'atteindre la précision statistique nécessaire pour leur détermination à partir des mêmes données [Rit83]. La physique des twist élevés comprend l'impulsion transverse k_{\perp} , diquarks, quark-gluons, off-shellness, et les interactions à l'état final. Une résolution satisfaisante du problème devait inclure tous ces aspects là.

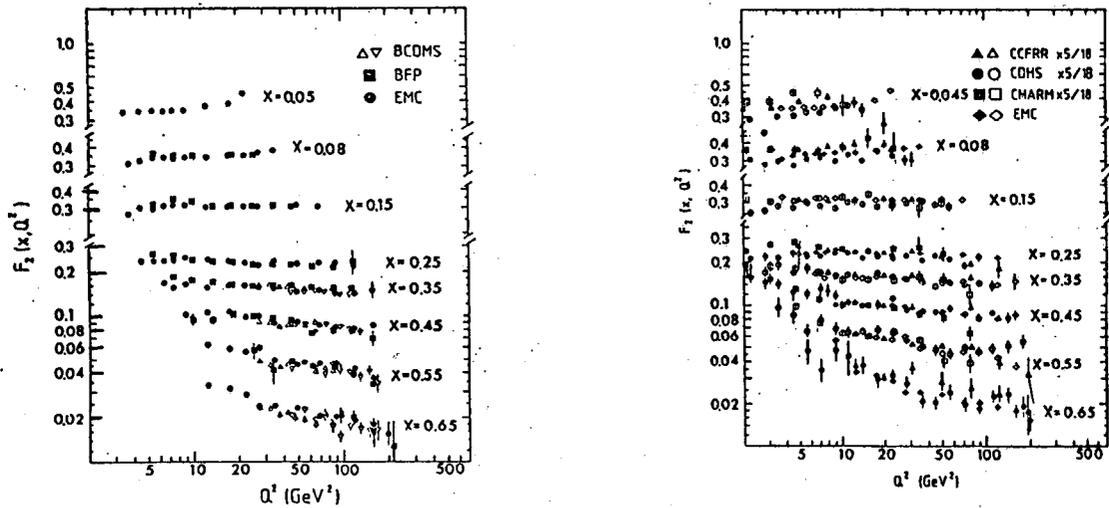


FIGURE III.19

a) La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ pour les trois expériences de muons.

b) La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ pour les trois expériences neutrino, plus les résultats de EMC Fer.

III.7 - La Recherche de Violations de la QCD dans les Fonctions de Structure

Les fonctions de structure de nucléon s'obtiennent des sections efficaces différentielles mesurées. La fonction de structure F_2 , pour les expériences avec lepton chargé, est directement proportionnelle à la section efficace différentielle

$$F_2 \mathcal{L}N \cong \frac{Q^2}{4\pi\alpha^2 s} \frac{d^2\sigma^{\mu N}}{dx dy} \left[\frac{1}{1-y + \frac{y^2}{2(1+R)}} \right] \quad (III.76)$$

et, pour les expériences de neutrino, est proportionnelle à la somme des sections efficaces différentielles de neutrino et antineutrino,

$$F_2^{\nu N} \approx \frac{(Q^2 + M_W^2)}{4\pi g^2 s} \left\{ \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} \right\} \left[\frac{1}{\left[1 - y + \frac{y^2}{2(1+R)} \right]} \right],$$

(III.77)

et la détermination de F_2 demande la connaissance de la valeur de R .

La production de données expérimentales à l'occasion des premières études de fonctions de structure n'a pas été systématique en ce qui concerne les domaines cinématiques. Les acceptances de chaque expérience étant différentes, les comparaisons ne sont pas immédiates. En plus, selon les considérations théoriques ou les ressources expérimentales, il est donné plus de relevance à R ou à F_2 . La supposition de la validité exacte de la relation de Callan-Gross, soit $R = 0$, et à partir de là, la détermination de F_2 , a été la procédure usuelle.

Les violations d'invariance d'échelle (VIE) montrées nettement dans les résultats expérimentaux, et l'intérêt accru dans les prédictions de la QCD, ont fait changer la procédure de détermination de F_2 . La fonction F_2 est alors déterminée sous la supposition que contient les VIE logarithmiques provenant des résultats de la QCD perturbative, et ensuite R est obtenu.

Nous nous sommes préoccupés de définir une manière cohérente pour extraire l'information des données expérimentales, en suivant une hiérarchie des possibilités [Avi79]. Il y

a certains aspects fondamentaux absents dans le modèle de quark-parton naïf;

- i) la dépendance en Q^2 des fonctions de structure;
- ii) la dépendance en k_{\perp} ;
- iii) les effets provenant de parton de spin différent de $1/2$;
- iv) autres effets (?).

Notre but n'est pas de faire une critique des résultats expérimentaux concernant la fonction de structure F_2 , mais de surpasser le problème imposé par les différentes régions cinématiques (ν, Q^2, W^2) et des différentes considérations théoriques, prises à priori, dans l'analyse des données.

Comme conséquence immédiate des VIE, les fonctions de structure ne satisfont plus l'invariance d'échelle, et la relation de Callan-Gross n'est plus valable.

La méthode d'analyse de VIE dans les DPI en termes des moments de fonctions de structure est devenue très utilisée, ayant comme avantage une formulation analytique assez simple pour les dépendances en Q^2 -perturbatives. L'inconvénient réside dans la difficulté des mesures expérimentales des moments. Cette méthode est en effet un test de la QCD, et n'a pas le but de trouver d'autres sources de VIE.

Nous allons maintenant discuter les conséquences de fixer la relation de Callan-Gross pour R petit ($R \leq 0,1$) dans l'obtention de la fonction de structure F_2 . Pour amplifier le panorama, cette détermination de F_2 et du rapport R est prise en exemple dans le modèle de Pati-Salam [Pat76], lequel présente

des différences par rapport à la QCD usuelle. Dans ce modèle F_2 contient des violations explicites de la QCD; par contre, R est compatible avec les prédictions de la QCD aux Q^2 déjà atteints. Le modèle suppose que l'invariance d'échelle est brisée en conséquence de l'excitation de la couleur, à travers la production des gluons qui acquièrent une masse, due à la brisure spontanée de la symétrie de jauge.

À l'occasion de notre travail les erreurs expérimentales ne permettaient pas d'affirmer la présence d'autres effets de VIE, mise à part la dépendance logarithmique en Q^2 . La motivation de l'analyse a été d'avoir un comportement critique en face de la théorie, et d'en chercher une cohérence dans l'analyse de données. Comme nous l'avons déjà discuté, les données actuelles présentent des effets dits non-perturbatifs. Cependant, leur détermination analytique est aussi difficile que leur détermination expérimentale exacte.

Pour atteindre notre but, le modèle choisi était un outil convenable, dès lors que le mécanisme de libération de la couleur était présent au-delà des prévisions de la QCD perturbative. Il faut remarquer que, malgré le fait de contenir certains aspects que nous ne trouvons pas dans d'autres formulations théoriques, en ce qui concerne la brisure du comportement d'échelle ce modèle est suffisamment général pour pouvoir être inclus dans d'autres possibilités théoriques.

Dans ce cas la fonction de structure F_2 a la forme suivante

$$F_i(x, Q^2) = F_i^{\text{QCD}}(x, Q^2) + F_i^{\text{N}}(x, Q^2) \quad (\text{III.78})$$

où F_i^{QCD} est la fonction de structure due aux saveurs, et F_i^{N} est la partie due à l'excitation de la couleur.

Nous supposons que les $F_i^{\text{QCD}}(x, Q^2)$ sont données par QCD considérant les VIE qui proviennent des effets de liberté asymptotique, et pour leur obtention nous avons utilisé une paramétrisation devenue standard [Bur78]. Pour F_i^{N} nous prenons la formulation du modèle, donnée par

$$F_1^{\text{N}}(x, Q^2) = a(1+\beta)^{-2} \left\{ \left[\sum_q (\bar{q}(x) + q(x)) \right] + 16 \left(1 + \frac{\beta}{4} \right) g(x) \right\} \rho^{\text{N}}(s) \quad (\text{III.79.a})$$

$$F_2^{\text{N}}(x, Q^2) = 2a(1+\beta)^{-2} \left\{ x \left[\sum_q (\bar{q}(x) + q(x)) \right] + 2xg(x) \left(3 + \beta + \frac{\beta^2}{4} \right) \right\} \rho^{\text{N}}(s) \quad (\text{III.79.b})$$

$$F_3^{\text{N}}(x, Q^2) = bF_3^{\text{QCD}} \quad (\text{III.79.c})$$

avec les paramètres

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{3} (eN, \mu N) \quad , \quad \frac{1}{2} (vN, \bar{v}N)_{\text{c.c.}} \\ b &= 0 (eN, \mu N) \quad , \quad 1 (vN, \bar{v}N)_{\text{c.c.}} \\ \beta &= Q^2 / M_u^2 \end{aligned} \quad (\text{III.80})$$

où M_u est la masse du vecteur de gluon, et la fonction ρ est une fonction de seuil empirique et $g(x)$ est la fonction de distribution de chaque élément du octet de gluons dans le nucléon.

La fonction ρ^{N} est une fonction de seuil, ce qui ex-

plique l'inexistence de VIE jusqu'à ce qu'une quantité suffisamment grande d'états de couleur soient énergétiquement excitable. Le seuil S est un paramètre libre de la théorie. D'autre part la forme et la vitesse de saturation de ρ , soit le domaine de S dans lequel ρ varie de 0 à 1 est aussi à fixer.

Pour F_i^N nous avons considéré la même paramétrisation que pour F_i^{QCD} , et les résultats obtenus pour la diffusion μN présentés au tableau III.3 ont été obtenus pour $x=0,16$. On remarque que $R \approx 0$; par contre, F_2 peut présenter de déviations, par rapport à la QCD, de l'ordre de 15%.

Nous avons aussi calculé F_2 et R pour le cas des neutrons, et les résultats sont compatibles avec les données, [Gro79].

Q^2	$F_2^{QCD} (\mu N)$	$F_2^{QCD} (\mu N) + F_2^N (\mu N)$	$R = \sigma_L / \sigma_T$
10	0.281	0.281	0.00
20	0.267	0.361	0.012
30	0.259	0.371	0.023
40	0.254	0.332	0.027
70	0.244	0.281	0.030
100	0.238	0.261	0.030

TABLEAU III.3

Dans le calcul de la fonction de structure, selon le modèle de Pati-Salam, il y a peut être une inconsistance dans l'utilisation d'une distribution essentiellement QCD dans la région où F_1^N commence à contribuer. Bien sûr, une paramétrisation correcte n'existe pas dans la mesure que nous n'avons pas une compréhension exacte des phénomènes perturbatifs et non-perturbatifs concernés.

L'étude des résultats présentés dans la table III.3 montre que même si des nouveaux effets physiques sont présents dans la fonction de structure F_2 , ils sont un peu masqués par la contribution principale due à la QCD. Ceci étant, nous avons considéré comme très utile la définition de la fonction $A(Q^2)$, x étant fixe :

$$A(Q^2) = \frac{F_2^{\text{exp}}}{F_2^{\text{QCD}}} = 1 + \frac{F_2^N(Q^2)}{F_2^{\text{QCD}}(Q^2)} \quad (\text{III.81})$$

L'intérêt de l'utilisation de l'expression de $A(Q^2)$ dans l'analyse des fonctions de structure peut être montré avec le modèle de Pati-Salam, qui contient une fonction de seuil $\rho(Q^2)$. Selon notre point de vue, la dénomination de couleur dans le modèle utilisé acquiert dans notre traitement une connotation générale et inclut tous les effets autres que la QCD perturbative.

Nos résultats semblent montrer que les détails spécifiques sur l'excitation de la couleur n'affectent pas sérieusement le seuil, ce qui indique que ses effets ne se montrent pas de façon cohérente, sinon que doucement.

La région où apparaissent les nouveaux effets est déterminée par $\rho^N(Q^2)$. Nous avons calculé la valeur de $A(Q^2)$ pour trois fonctions de seuil, fonction saut [Leh79], parabole [Pat 76], et une fonction de seuil doux, conforme montré dans le tableau III.4.

$Q^2 \backslash \rho$	fonction saut	parabole	gaussienne
10	1.00	1.00	1.00
20	1.70	1.55	1.35
30	1.44	1.43	1.43
40	1.31	1.31	1.31
70	1.15	1.15	1.15
100	1.10	1.10	1.10

TABLEAU III.4

Il est évident que différentes formes de $\rho^N(Q^2)$ déterminent des régions différentes de variation de F_2 par rapport à F_2^{QCD} . Le problème ici n'est pas de déterminer précisément ces régions avec un modèle phénoménologique, mais de souligner la convenance de l'utilisation de l'algorithme que nous avons introduit, indépendamment du modèle théorique, à la place de F_2 directement, dans l'interprétation des données expérimentales.

III.8 - Les Violations de la QCD dans les Fonctions de Structure

Une analyse détaillée des résultats expérimentaux est présentée dans les références [Eis82, Rit83]. La problématique est analogue à celle que nous avons soulignée dans la section précédente à propos de la comparaison de différentes expériences. La détermination du paramètre R se présente complexe par suite du besoin de déterminer σ_L et σ_T pour un domaine très vaste de variables cinématiques [Lea82], et les erreurs systématiques ne sont pas négligeables. D'autre part, la détermination indirecte de R est aussi compromise par les erreurs présentes en F_2 , dont la valeur correcte est importante pour la QCD, responsable pour la contribution plus significative à grands Q^2 . De plus, les fonctions de structure n'ont pas été déterminées analytiquement, entièrement de la QCD. La dépendance logarithmique dans le transfert d'impulsion présente dans les fonctions de structure perturbatives est obtenue par la résolution des équations d'Altarelli-Parisi [Alt77], ou par la méthode d'inversion de moments [Nat73, Bur79, Pol74]. Le traitement perturbatif permet néanmoins la prédiction de $\frac{dF_i}{d\ln Q^2}$, une fois que leur forme est déterminée expérimentalement. Les violations prédites sont un effet combiné des différents phénomènes et leur magnitude est donnée par $\alpha_s(Q^2)$, laquelle dépend du paramètre d'échelle Λ , inconnu.

Les formulations d'ordre supérieur impliquent la modification de la relation de Callan-Gross, et le rapport R est

maintenant donné par [Lea82]

$$R(x, Q^2) = \frac{8x}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2) F_1(x, Q^2)} \int_x^1 \frac{dy}{y^3} \left[\frac{1}{3} F_3(y, Q^2) + 2(y-x) \delta_\psi^{(2)} G(y, Q^2) \right] \quad (\text{III.82})$$

où $\delta_\psi^{(2)} = \frac{5}{18}$ pour les faisceaux e ou μ , et égal à 1 pour diffusion ν ou $\bar{\nu}$.

L'imposition de $R = 0$ à x petits étant maintenant difficile par suite de la présence des effets non-perturbatifs, implique la supposition d'une valeur petite, la moyenne entre les résultats expérimentaux, soit $R \approx 0,2$ [Roc84]. De l'expression (III.82) il est évident que $R \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$. Pour $0,4 < x < 0,7$ et $\langle Q^2 \rangle = 38 \text{ GeV}^2$, CDHS [Eis82] trouve $R < 0,006 \pm 0,012_{\text{stat}} \pm 0,025_{\text{syst}}$. Les autres valeurs de R des expériences neutrino présentent des erreurs plus importantes et ne tiennent pas compte des effets de violation de l'invariance d'échelle.

La conclusion est que la fonction de structure longitudinale F_L est encore mal connue à x petit. À x et Q^2 grands R est bien connu et tend vers zéro; cependant, à x grand et Q^2 petit, R est différent de zéro, par suite des contributions non perturbatives.

Le comportement de F_2 en fonction de x et Q^2 simultanément peut être visualisé dans la figure III.20, où nous avons concentré dans un graphique qualitatif l'information déjà acquise par les expériences.

Les résultats plus récents pour F_L sont montrés dans

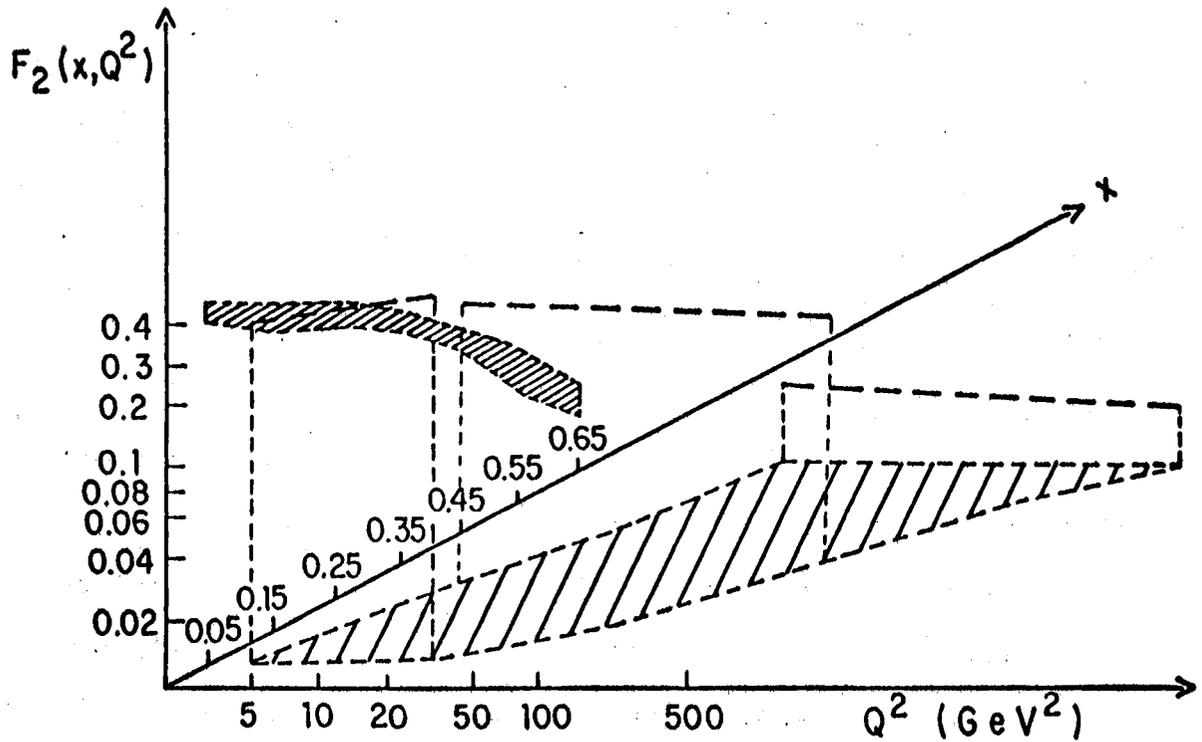


FIGURE III.20

Variation de $F_2(x, Q^2)$ avec x et avec Q^2

la figure III.21 [Ber84] avec les barres d'erreurs statistiques et systématiques. Le trait continu représente la prévision de la QCD perturbative; le trait discontinu représente la prédiction en considérant, en plus, les effets non perturbatifs de $k_T=300\text{MeV}/c$; et le trait pointillé représente la prédiction avec $k_T=500\text{MeV}/c$.

Finalement, la figure III.22 montre le résultat pour R , qui présente une déviation très nette de la relation de Callan-Gross. Les contributions non-perturbatives de la QCD ne doivent pas être négligeables dans le domaine de Q^2 cou-

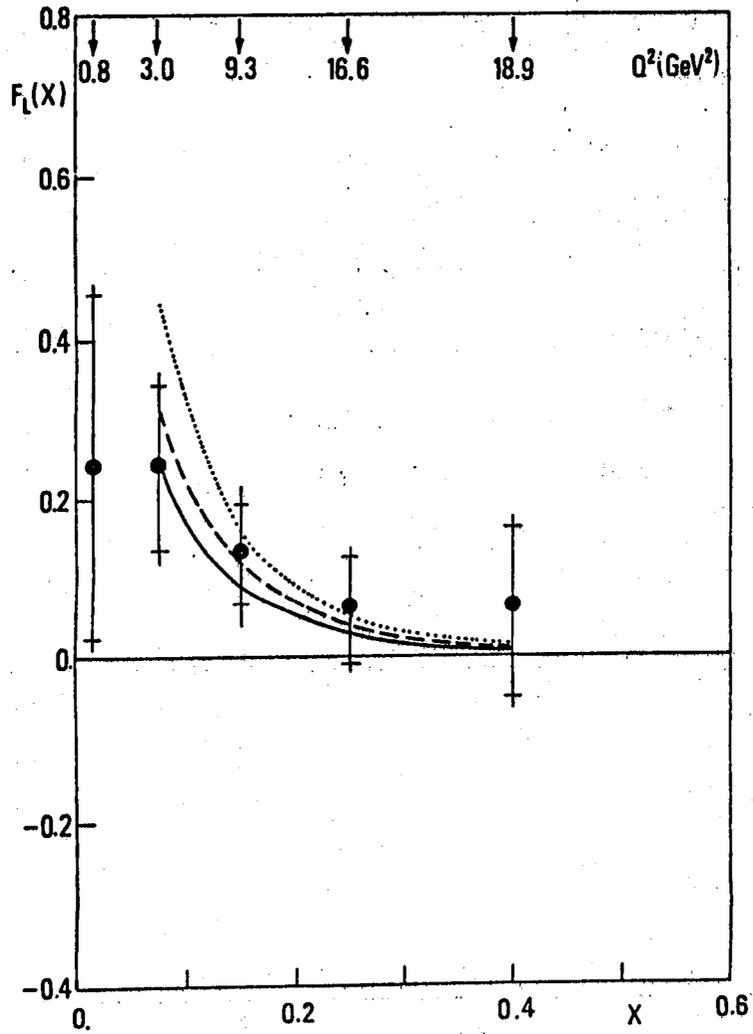


FIGURE III.21

vert par cette expérience.

Il est donc clair, en conséquence de cette discussion que le problème de la détermination de R et F_2 indépendamment est très compliqué, et qu'il est en rapport avec une physique mal connue, celle des effets dynamiques non-perturbatifs.

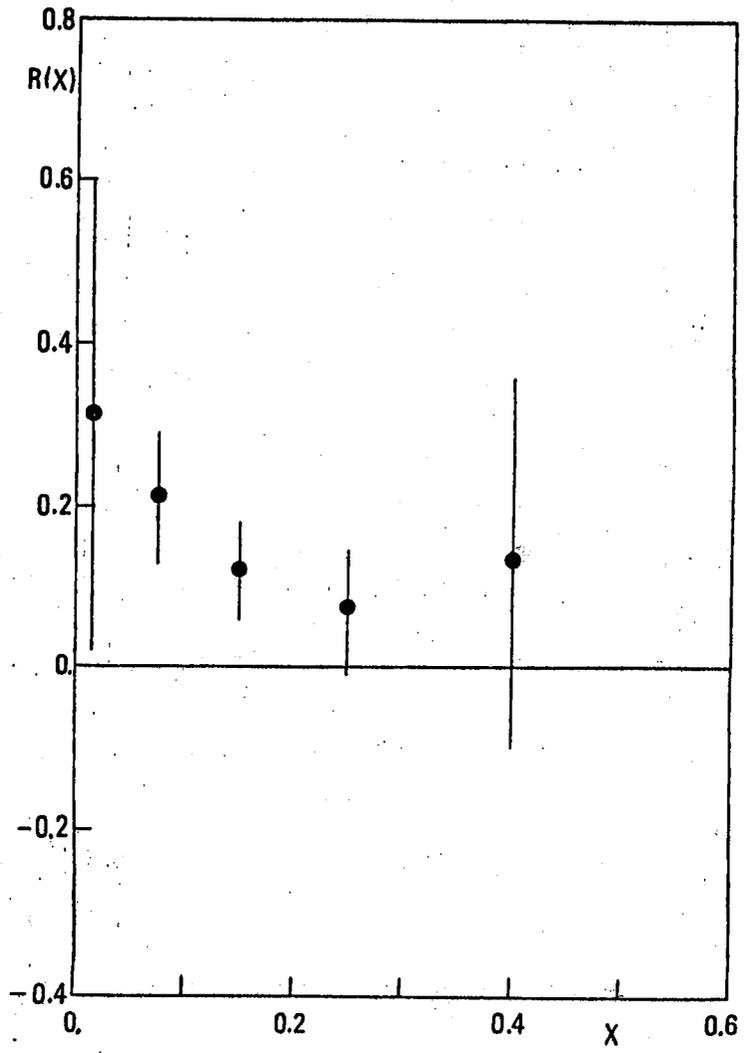


FIGURE III.22

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE III

- [Pan68] W.Panofsky, Proc.Int.Symp. on High Energy Physics, Viena, 1968.
- [Avi79] C.Avilez, C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A. Martins Simões, Preprint CRN/HE 79-11.
- [Fey69] R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 1415.
- [Bjo69] J.D.Bjorken and E.A.Paschos, Phys.Rev. 185 (1969) 1975.
- [Can80a] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati et J.A.Martins Simões, Notes on Deep Inelastic Scattering, Série des Cours et Conférences Sur la Physique des Hautes Energies n° 15 - CRn - ULP, Strasbourg.
- [Ca169] C.G.Callan and D.J.Gross, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 156.
- [Lea82] E.Leader and E.Predazzi, An Introduction to Gauge Theories and the New Physics, Cambridge University Press, 1982.
- [Eic84] E.Eichten et al., Rev.Mod.Phys. 56 (1984) 579.
- [Gro79] J.G.H. de Groot et al., Zeits.für Physik C1 (1979) 143.
- [Fey72] R.P.Feynman, Photon-Hadron Interactions, W.Benjamin Inc., 1972.
- [Gla70] S.Glashow et al., Phys.Rev.D 2 (1970) 185.
- [Ge164] M.Gell-Mann and Y.Ne'eman, The Eightfold Way, W.Benjamin Inc., 1964.
- [Aub74] J.Aubert et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1404.
- [Aug74] J.Augustin et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 1406.
- [Her77] S.Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252.

- [Boc84] R.Böck, XXII Int.Conf.High Energy Physics, Leipzig, 1984.
- [Wei67] S.Weinberg, Phys.Lett. 19 (1967) 1264.
- [Sal68] A.Salam, Elementary Particle Physics, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968).
- [Cab63] N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett. 10 (1963) 531.
- [Kob73] M.Kobayashi and K.Maskawa, Prog.Theor.Phys. 49 (1973) 652.
- [Pol74] H.D.Politzer, Phys.Rep.C 14 (1974) 169.
- [Gel62] M.Gell-Mann, Phys.Rev. 125 (1962) 1067.
- [Alt78] G.Altarelli, Proc.École Gif-Sur-Yvette, 1978.
- [Wil69] K.G.Wilson, Phys.Rev. 179 (1969) 1499.
- [Bur80] A.J.Buras, Rev.Mod.Phys. 52 (1980) 199.
- [Ami78] D.J.Amit, Field Theory, The Renormalization Group and Critical Phenomena, McGraw-Hill, Inc., 1978.
- [Alt77] G.Altarelli and G.Parisi, Nucl.Phys.B 126 (1977) 298.
- [Kut71] J.Kuti and V.Weisskopf, Phys.Rev.D 4 (1971) 3418.
- [Clo79] F.E.Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press, 1979.
- [Fie77] R.D.Field and R.P.Feynman, Phys.Rev.D 15 (1977) 2590.
- [Agu83] C.E.M.Aguiar et al., Lett.Nuovo Cimento, 36 (1983) 69.
- [Glu76] M.Glück and E.Reya, Phys.Lett. 64B (1976) 169.
- [Hin77] I.Hinchliffe and C.H.Llewellyn Smith, Phys.Lett. 66B (1977) 281.
- [Bur78] A.J.Buras and K.J.F.Gaemers, Nucl.Phys.B 132 (1978) 249.

- [Duk84] D.W.Duke and J.F.Owens, Phys.Rev.D 30 (1984) 49.
- [Abb77] L.Abbott et al., Phys.Lett. 88B (1979) 157.
- [Pol82] H.D.Politzer, Proc. XXI Int.Conf. High Energy Physics, Paris, 1982, Eds. R.Petiau and M.Porneuf.
- [Rit83] K.Rith, Proc.Int.Eur.Conf. High Energy Physics, Brighton, 1983.
- [Pat76] J.C.Pati and A.Salam, Proc.Int.Neutrino Conf., Aachen, 1976.
- [Leh79] E.Lehman, Phys.Rev.Lett. 14 (1979) 869.
- [Eis82] F.Eisele, Proc. XXI Int.Conf. High Energy Physics, Paris, 1982, Eds. R.Petiau and M.Porneuf.
- [Nat73] O.Nachtmann, Nucl.Phys. B63 (1973) 237.
- [Bur79] A.J.Buras, Fermilab - PUB - 79/17 - THY (1979).
- [Roc84] S.E.Rock, SLAC PUB 3420(T/E) 1984.
- [Ber84] F.Bergsma et al., Preprint CERN EP/84-08.

CHAPITRE IV

EXCITATION DES QUARKS LOURDS PAR LES NEUTRINOS

IV.1 - Introduction - Modèle

Ce chapitre est consacré à l'étude du phénomène d'excitation des quarks dans les processus profondément inélastiques $\nu N \rightarrow \ell x$.

Nous avons calculé [Can85b] les taux de production des quarks c, b et t dans les interactions profondément inélastiques neutrino (antineutrino) - nucléon dans le modèle standard [Gla61, Sal68, Wei67] avec couplages gauchers. Les résultats sont obtenus en utilisant la détermination plus récente des paramètres de mélange [Lan84], et nous faisons une comparaison détaillée de différentes fonctions de distribution de quark. Les taux d'excitation sont calculés séparément pour chaque saveur, de façon à distinguer, et à comprendre le rôle des effets de seuil quand ils sont traités par différentes variables de rescaling.

Les taux de production de quarks lourds par faisceau de neutrino (antineutrino) de haute énergie sont l'objet d'un grand intérêt en vertu du nombre d'expériences qui se réalisent avec ces faisceaux là dans différents laboratoires [Bal84, Jon81, Kim81].

De façon à pouvoir préciser les régions dont la production de chaque saveur est dominante, et estimer les taux de production futurs, nous avons calculé jusqu'aux énergies

de 1200 GeV, même si les données expérimentales plus récentes correspondent aux énergies de 250 GeV. De cette manière il est possible de connaître l'intervalle d'énergie où des nouveaux effets dus à l'excitation de quarks lourds peuvent être attendus.

L'analyse qui concerne le quark top est particulièrement intéressante, parce que cette saveur semble avoir été détectée récemment par l'expérience UA1 [Boc84].

Le modèle utilisé est le modèle de quark parton avec les prédictions théoriques du mécanisme de GIM [Gla70] appliquées au modèle standard. Nous considérons le phénomène d'excitation de quark selon le mécanisme de transition quark initial (q_i) → quark final (q_f), modulé par un paramètre de mélange, V_{ij} , comme on discutera plus loin. Cette transition peut être du type quark léger → quark léger, quark léger → quark lourd, quark lourd → quark lourd. Nous nous sommes donc préoccupés de déterminer les taux de production de q_f à partir de q_i , dans les interactions profondément inélastiques $\nu(\bar{\nu})q_i \rightarrow \ell^-(\ell^+)q_f$, comme montré dans la figure IV.1.

Les études théoriques qui considèrent l'excitation du quark c sont classiques [Seh76, Lai78, Der76], celles qui considèrent l'excitation du quark b [Phi79, Can80] plus récentes. L'excitation du quark t a été traitée [Sco80] mais de façon naïve, soit, sans tenir compte des effets dynamiques, et en employant de façon incorrecte les limites de x et y. En plus, nous allons le discuter dans la suite, les effets de seuil sont traités correctement dans notre travail [Can85b] qui détermine l'excita

tion pour les trois quarks lourds, c, b et t séparément selon les différents quarks originaires.

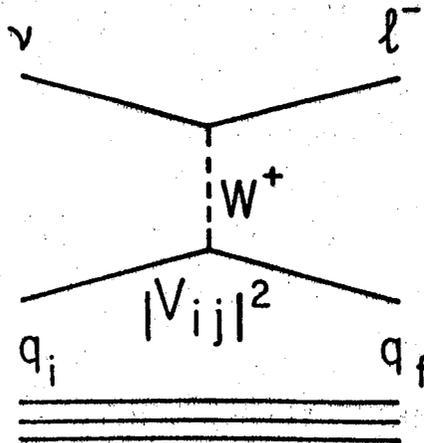


FIGURE IV.1

Transition $q_i \rightarrow q_f$ selon GIM dans la DPI νN

IV.2 - Cinématique - Sections Efficaces

L'expression générale de la section efficace différentielle de l'interaction neutrino (antineutrino)-nucléon (cible isoscalaire - $q(x) = u(x) + d(x)$) a été déterminée dans le chapitre II, étant

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\Pi} \left[xy^2 MW_1(Q^2, x) + (1-y) \nu W_2(Q^2, x) + \right. \\ \left. \pm (1 - \frac{y}{2}) xy \nu W_3(Q^2, x) \right] \quad (IV.1)$$

qui, en termes de fonctions de structure de quarks (F) et anti-quarks (\bar{F}), s'écrit

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = K \left[xy^2 (F_1 + \bar{F}_1) + (1-y) (F_2 + \bar{F}_2) \pm (1 - \frac{y}{2}) xy (F_3 + \bar{F}_3) \right] \quad (IV.2)$$

où $K = G^2 ME / \Pi$.

Maintenant, selon la relation de Callan-Gross généralisée, avec ξ comme variable de rescaling, on a

$$2\xi F_1(\xi) = F_2(\xi); F_2(\xi) = \xi F_3(\xi); 2F_1(\xi) = F_3(\xi) \quad (\text{IV.3.a})$$

$$2\xi \bar{F}_1(\xi) = \bar{F}_2(\xi); \bar{F}_2(\xi) = -\xi \bar{F}_3(\xi); 2\bar{F}_1(\xi) = -\bar{F}_3(\xi) \quad (\text{IV.3.b})$$

dans l'équation (IV.2) nous remplaçons $x F_1(x) \rightarrow \xi F_1(\xi)$, etc, puisque nous sommes intéressés par l'inclusion des effets de rescaling correctement.

Il en résulte, la section efficace différentielle générale

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = K \left\{ \frac{xy^2}{2\xi} [\bar{F}_2(\xi) + \bar{F}_2(\xi)] + (1-y) [F_2(\xi) + \bar{F}_2(\xi)] + \right. \\ \left. \pm (1 - \frac{y}{2}) \frac{xy}{\xi} [F_2(\xi) - \bar{F}_2(\xi)] \right\} \quad (\text{IV.4}) \end{aligned}$$

soit pour neutrino-nucléon

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu}}{dx dy} = K \left\{ \left[\frac{xy}{\xi} + (1-y) \right] F_2(\xi) + \left[\frac{x}{\xi} (y^2 - y) + (1-y) \right] \bar{F}_2(\xi) \right\} \quad (\text{IV.5})$$

et pour antineutrino-nucléon

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} = K \left\{ \left[\frac{x}{\xi} (y^2 - y) + (1-y) \right] F_2(\xi) + \left[\frac{xy}{\xi} + (1-y) \right] \bar{F}_2(\xi) \right\} \quad (\text{IV.6})$$

En termes de distributions des quarks et paramètres de mélange, les équations (IV.5) et (IV.6) deviennent respec-

tivement

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{\nu N \rightarrow \ell^- X}}{dx dy} = & K \xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_d^2 + 2s(\xi) V_s^2 + \right. \right. \\ & + 2b(\xi) V_b^2 \left. \right] + \left[(1-y) + \frac{x}{\xi} (y^2 - y) \right] \left[(\bar{u}(\xi) + \bar{d}(\xi)) V_u^2 + \right. \\ & \left. \left. + 2\bar{c}(\xi) V_c^2 + 2\bar{t}(\xi) V_t^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

et

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \ell^+ X}}{dx dy} = & K \xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{x}{\xi} (y^2 - y) \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_u^2 + \right. \right. \\ & + 2c(\xi) V_c^2 + 2t(\xi) V_t^2 \left. \right] + \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(\bar{u}(\xi) + \right. \\ & \left. \left. + \bar{d}(\xi)) V_d^2 + 2\bar{s}(\xi) V_s^2 + 2\bar{b}(\xi) V_b^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

où $u(\xi)$, $d(\xi)$, etc sont les fonctions de distribution des quarks, qui dépendent de la variable de rescaling ξ . Les V_i^2 sont les sommes de ligne ou colonne de la matrice de mélange, i.e.

$$V_u^2 = V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 \quad (\text{IV.9.a})$$

$$V_d^2 = V_{ud}^2 + V_{cd}^2 + V_{td}^2 \quad (\text{IV.9.b})$$

$$V_i^2 = 1 \quad (\text{IV.9.c})$$

où, par exemple V_{cd}^2 module le couplage entre le quark c et le quark d .

Les couplages proviennent de

$$\begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

(IV.10)

En employant (IV.10) les sections efficaces de production $\frac{d^2\sigma}{dx dy}(q_f)$, i.e., d'excitation de chaque saveur, sont obtenues immédiatement.

Pour l'interaction neutrino-nucléon:

a) Production de charm: $\nu N \rightarrow \ell^- c x$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_{cd}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2s(\xi) V_{cs}^2 + 2b(\xi) V_{cb}^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (IV.11.a)$$

b) Production de bottom: $\nu N \rightarrow \ell^- \bar{b} x$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{x}{\xi} (y^2 - y) \right] \left[(\bar{u}(\xi) + \bar{d}(\xi)) V_{ub}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\bar{c}(\xi) V_{cb}^2 + 2\bar{t}(\xi) V_{tb}^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (IV.11.b)$$

c) Production de top: $\nu N \rightarrow \ell^- t x$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_{td}^2 + 2s(\xi) V_{ts}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2b(\xi) V_{tb}^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (IV.11.c)$$

Pour l'interaction antineutrino-nucléon:

a) Production de charm: $\bar{\nu}N \rightarrow \ell^+ \bar{c}x$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_{cd}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\bar{s}(\xi) V_{cs}^2 + 2\bar{b}(\xi) V_{cb}^2 \right] \right\} \quad (\text{IV.12.a})$$

b) Production de bottom: $\bar{\nu}N \rightarrow \ell^+ bx$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{x}{\xi} (y^2 - y) \right] \left[(u(\xi) + d(\xi)) V_{ub}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2c(\xi) V_{cb}^2 + 2t(\xi) V_{tb}^2 \right] \right\} \quad (\text{IV.12.b})$$

c) Production de top: $\bar{\nu}N \rightarrow \ell^+ \bar{t}x$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = K\xi \left\{ \left[(1-y) + \frac{xy}{\xi} \right] \left[(\bar{u}(\xi) + \bar{d}(\xi)) V_{td}^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\bar{s}(\xi) V_{ts}^2 + 2\bar{b}(\xi) V_{tb}^2 \right] \right\} \quad (\text{IV.12.c})$$

Les diagrammes correspondants sont montrés dans la figure IV.2.

Les fonctions de distribution de quarks u , d , etc \bar{d} dépendent de la variable de rescaling ξ et, quand on considère des paramétrisations dépendantes de QCD, dépendent aussi des paramètres de la QCD, Λ et Q^2 .

Dans la section suivante nous discutons le rôle des paramètres de mélange.

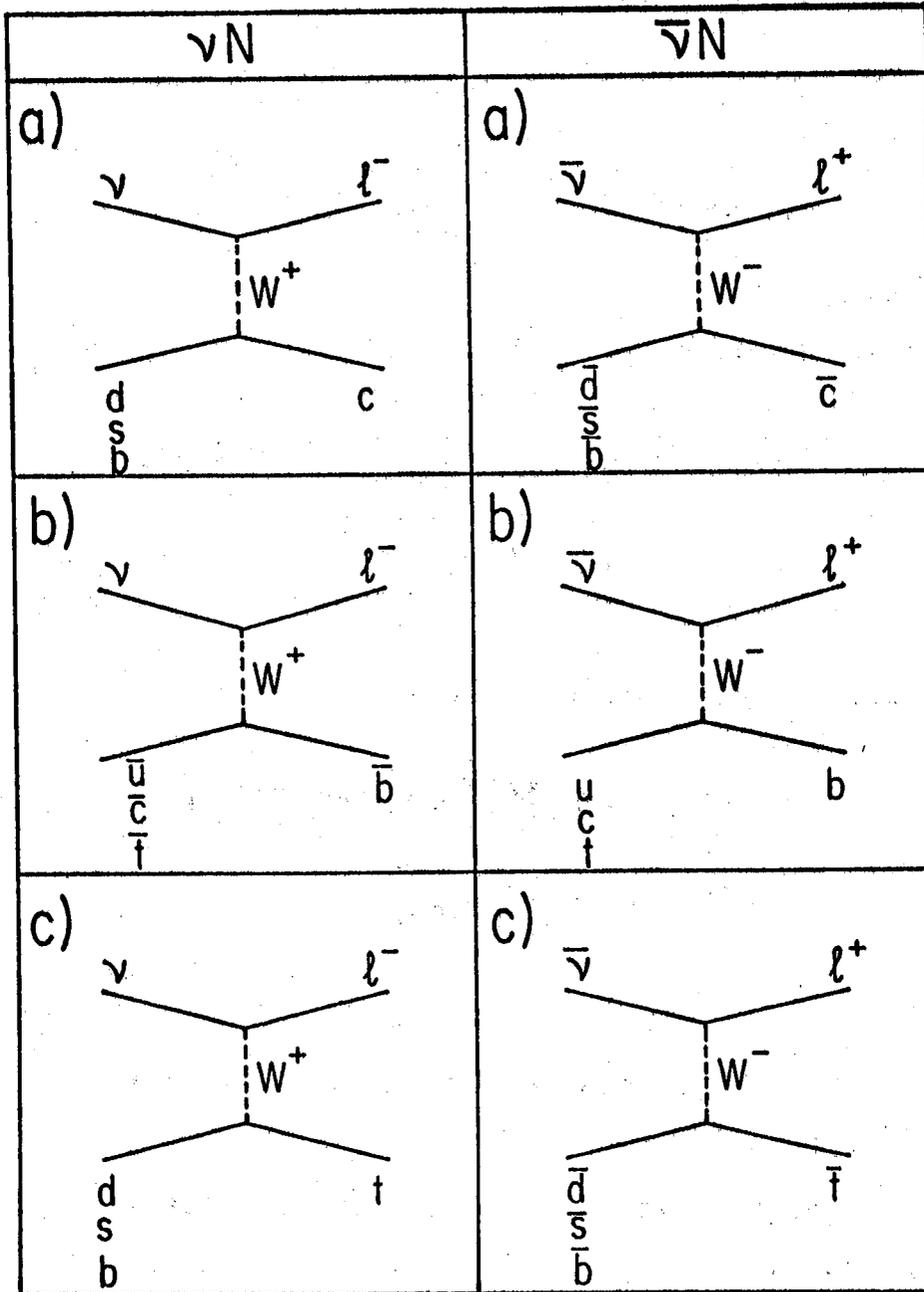


FIGURE IV.2

IV.3 - Les Paramètres de Mélange

Dans le modèle séquentiel de six quarks basé dans $SU(2)_L \otimes U(1)$ le doublet $(t, b')_L$ est introduit en plus des doublets $(u, d')_L$, $(c, s')_L$ du modèle standard, dû à la découverte de hadrons contenant le quark b [Her77], impliquant une généralisation de la théorie de Cabibbo [Cab63, Gla70]. Le quark t n'a pas encore été déterminé, mais sa masse est estimée entre 30 et 50 GeV [Boc84].

Les autoétats du groupe de jauge (d', s', b') sont en rapport avec les autoétats de masse, (d, s, b) , par une matrice 3×3 , qui est unitaire [Lee81], comme on l'a vu dans la section précédente.

Une matrice unitaire 3×3 dépend de neuf paramètres réels parce que $U(1) \otimes SU(3) = U(3)$, ce qui correspond à 9 générateurs. Mais, étant donné qu'entre les six champs de quarks u, d, s, c, b , et t il y a cinq phases relatives, la matrice V va dépendre de $9 - 5 = 4$ paramètres réels. Les paramètres seront donc trois angles de rotation θ_i , $i = 1, 2, 3$, et une phase δ .

Le mélange se passe entre les quarks de charge $-1/3$ (d, s, b) , les quarks de charge $2/3$ (u, c, t) ne se mélangeant pas par convention.

Si nous employons la notation q_i $(-1/3)_L$ pour les autoétats de masse de quarks, et q'_i $(-1/3)_L$ pour les autoétats

du groupe de jauge, ils sont en relation par la transformation unitaire de la forme

$$q_i' \left(-\frac{1}{3}\right)_L = V_{ij} q_j \left(-\frac{1}{3}\right)_L \quad (\text{IV.13})$$

et le courant chargé s'écrit

$$J_\mu^\alpha \bar{q}_i \left(\frac{2}{3}\right)_L \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} q_j \left(-\frac{1}{3}\right)_L \quad (\text{IV.14})$$

Plusieurs matrices ont été suggérées et la paramétrisation de Kobayashi-Maskawa [Kob73] a été retenue, par sa simplicité et par son succès vis-à-vis d'une variété de données expérimentales, par l'inclusion du τ , du quark b , et du mécanisme de violation de CP.

La matrice a la forme

$$V = \begin{pmatrix} C_1 & S_1 C_3 & S_1 S_3 \\ -S_1 C_2 & C_1 C_2 C_3 + S_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 C_2 S_3 - S_2 C_3 e^{i\delta} \\ -S_1 S_2 & C_1 S_2 C_3 - C_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 S_2 S_3 + C_2 C_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

(IV.15)

où $C_i = \cos \theta_i$, $S_i = \sin \theta_i$, $i = 1, 2, 3$, et δ est la phase en relation avec la violation de CP.

Dans la limite $\theta_2 = \theta_3 = 0$ cette matrice se réduit à la matrice de Cabibbo avec θ_1 correspondant à l'angle de Cabibbo θ_c .

Naturellement la matrice de $K - M$, comme d'autres auparavant, est un algorithme théorique qui sera soumis aux données expérimentales en ce qui concerne les vertex prévus dans la théorie. La matrice V détermine les amplitudes de transition entre les quarks de différentes saveurs.

En vue de limiter les angles θ_i , une manipulation des phases relatives entre (u,d) , (u,s) , (u,b) , (c,d) et (t,d) permet d'avoir C_1 , $S_1 C_3$, $S_1 S_3$, $S_1 C_2$ et $S_1 S_2$ tous réels et positifs, alors nous avons θ_i , $i = 1, 2, 3$ dans le premier quadrant et δ entre $-\pi$ et π .

Les contraintes sur les paramètres de mélange, ou les éléments de V_{ij} , sont en effet imposés par leur détermination expérimentale dans les différents processus électrofaibles.

Nous allons maintenant discuter les limites expérimentales déterminées pour les paramètres de mélange de façon à pouvoir construire la matrice que nous allons utiliser dans la détermination des taux d'excitation des quarks lourds.

1 - V_{ud}

Considérons d'abord l'angle θ_1 , qui vient remplacer θ_c (l'angle de Cabibbo usuel dans la théorie avec deux générations) dans la relation entre la constante de désintégration du μ , G_μ et la constante de Fermi, G_V , dans la désintégration nucléaire β . Alors $G_V = G_\mu \cos \theta_1$ et les résultats [Kle82] donnent $\cos \theta_1 = 0,973 \pm 0,0025$.

2 - V_{us}

Le produit $\sin\theta_1 \cos\theta_3$, qui remplace maintenant le facteur $\sin\theta_c$, est déterminé à partir des désintégrations β et les désintégrations semileptoniques des kaons et hyperons avec variation d'étrangeté ($\Delta S = 1$). On a pour ce paramètre la valeur [Leu84] $S_1 C_3 = 0,231 \pm 0,002$.

3 - V_{ub}

La vie moyenne du meson B déterminée expérimentalement [Fer83, Loc83] donne pour τ_b , selon le modèle du spectateur

$$\tau_b = (1,5 \pm 0,4 \pm 0,3) \times 10^{-12} \text{ s} ,$$

possède un rapport direct avec les paramètres V_{ub} et V_{cb} par moyen de la relation [Cha84]

$$\frac{1}{\tau_b} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192 \Pi^2} (2,95 |V_{cb}|^2 + 6,33 |V_{ub}|^2) . \quad (\text{IV.16})$$

La précision dans la mesure de τ_b et sa valeur élevée donnent des résultats plus fiables pour S_2 et S_3 qu'auparavant et des valeurs beaucoup plus restreintes pour $V_{ub} = S_1 S_3$ et $V_{cb} = C_1 C_2 S_3 + S_2 C_3 e^{i\delta}$, soit

$$|V_{ub}| < 0,0051 ,$$

$$|V_{cb}| = 0,044 \pm 0,005 .$$

On apprend par là un aspect nouveau, le découplage partiel du quark b des deux premières générations, le couplage

avec la première famille étant extrêmement faible. Ici il est intéressant de faire un commentaire.

Ces valeurs extrêmement basses des paramètres de mélange concernant le quark b constituent, par exemple, une difficulté complémentaire dans l'interprétation théorique des événements de dileptons de même signe. Leurs estimations théoriques et phénoménologiques qui considèrent le mécanisme de production de quark b comme étant une source possible de ces événements [Smi79] sont fortement compromises.

4 - V_{cd}

La valeur de θ_2 est déterminée en fonction de la différence de masse entre K_L et K_S , et de la masse du quark t, les limites étant [Bar79] pour $m_t \geq 30$ GeV, $0,04 < \sin\theta_2 < 0,66$. La détermination de τ_b apporte plus de contraintes à cette valeur.

5 - δ

Si la violation de CP est due au mélange de quarks, la phase δ doit être en rapport avec le paramètre ϵ de la violation de CP dans le système du méson K neutre. Ce paramètre, $|\epsilon| = (2,28 \pm 0,05) \times 10^{-3}$ [Kle76] mesure la différence de parité CP entre les états K de vie longue et vie courte. Une relation pour sa détermination est [E1176] $|\epsilon| \sim |(m_t - m_c)/m_c| \sin 2\theta_2 \cdot \tan\theta_3 \sin\delta / 2\sqrt{2} \cos\theta_1$, donnée en fonction des masses des quarks c et t.

De cette discussion il est évident qu'en conséquen-

ce de la grande quantité de données originaires des différentes expériences, les paramètres de mélange du modèle standard sont l'objet d'une étude continue, et l'augmentation des contraintes sur les paramètres les amènent à des valeurs plus précises, et en certains cas, plus restreintes. Il est certain que la détermination précise des paramètres de la matrice V est d'extrême importance puisqu'ils gouvernent, dans le modèle standard les temps de vie, les rapports de branchements, les mélanges, les excitations et la violation de CP de systèmes de quarks.

Nous avons considéré les paramètres de mélange les plus récents [Lan84], en prenant les limites supérieures quand c'était le cas, sans violer l'unitarité.

La matrice est donnée par

$$|V| = \begin{pmatrix} 0,973 & 0,231 & 0,005 \\ 0,225 & 0,972 & 0,044 \\ 0,024 & 0,069 & 0,99 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.17})$$

de façon à pouvoir obtenir une limite supérieure dans l'estimation des taux de production pour chaque saveur. Les valeurs correspondantes au quark t sont estimées en fonction de l'unitarité requise pour la matrice.

IV.4 - Les Effets de Seuil

Dans le modèle de partons naïf, avec composantes non-massives, les fonctions de structure ne présentent pas de

dépendance en Q^2 , et vérifient l'invariance d'échelle de Bjorken, étant fonction uniquement de la variable sans dimension $x = Q^2/2Mv$.

La variable x est définie comme la fraction d'impulsion p du nucléon cible emporté par le quark cible. Il est considéré que le quark cible et le quark produit se trouvent dans la couche de masse.

On a

$$(q + xp)^2 = q^2 + 2xp \cdot q + (xp)^2 \quad (\text{IV.18})$$

ou

$$2xp \cdot q = Q^2 + \Delta m^2 \quad (\text{IV.19})$$

et

$$x = \frac{Q^2 + \Delta m^2}{2m\nu} \quad (\text{IV.20})$$

avec $\Delta m^2 = m_f^2 - m_i^2$. Usuellement Δm^2 est pris comme étant nul.

La condition de seuil

$$W^2 = (p + q)^2 = 2MEy(1 - x) + M^2 \geq W_0^2 \quad (\text{IV.21})$$

implique

$$0 \leq x \leq 1 \quad (\text{IV.22})$$

Si la masse des quarks peut être négligée quand il s'agit des quarks légers, u , d , et s , ceci n'est pas le cas

pour les quarks c, b et t.

	u	d	s	c	b	t
MASSE	~ 0	~ 0	~ 0	$\sim 1,9 \text{ GeV}$	$\sim 4,5 \text{ GeV}$	$\geq 30 \text{ GeV}$
CHARGE/e	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$

TABLEAU IV.1

Il est donc important d'introduire proprement ces masses, par moyen de la variable ξ , dite de rescaling, et que v_i ent remplacer x . Il est fondamental dans l'étude de la variation avec l'énergie des sections efficaces neutrino-nucléon de connaître le comportement de la variable de rescaling. On appelle rescaling lent une variable ξ qui inclue les effets de seuil, premièrement les effets concernant des transitions avec des quarks lourds, de façon que

$$MW_i(\nu, Q^2) \rightarrow F_i(\xi) \quad (\text{IV.23})$$

La première proposition découle de (IV.20)

$$\xi = x + \frac{m_f^2 - m_i^2}{2M\nu} \quad (\text{IV.24})$$

Comme conséquence immédiate, la limite supérieure de ξ n'est plus 1, comme c'était le cas pour x , conforme eq. (IV.21).

Les limites deviennent, avec la contrainte $\xi \leq 1$,

$$0 \leq x \leq 1 - \frac{m_f^2 - m_i^2}{2Mv} \quad (\text{IV.25})$$

et

$$1 \geq y \geq \frac{m_f^2 - m_i^2}{2ME} \quad (\text{IV.26})$$

Ces limites là sont les correctes pour permettre cinématiquement la production d'un quark de masse m_f .

L'expression (IV.24) décrit convenablement les transitions quark léger \rightarrow quark lourd, et quark léger \rightarrow quark léger.

Il faut encore considérer les effets dus aux quarks lourds comme quark cible, ou initial.

Le problème du seuil d'excitation a été étudié par la formulation des commutateurs de courant dans le cône de lumière [Fra76, Bar76] et de l'expansion des produits d'opérateurs [Geo76], résultant l'expression alternative de ξ

$$\xi = \left\{ Q^2 + m_f^2 - m_i^2 + [Q^4 + 2Q^2 (m_f^2 + m_i^2) + (m_f^2 - m_i^2)^2]^{1/2} \right\} \cdot [2M(v + \sqrt{v^2 + Q^2})]^{-1} \quad (\text{IV.27})$$

dont le comportement est convenable quand q_i est léger, mais incorrect ($v \rightarrow \infty$, $Q^2 \rightarrow \infty$, $\implies W = m_f$) quand q_i est un quark lourd.

Le problème physique est plus délicat parce que la supposition que le quark initial soit lourd et dans la couche de masse implique que les quarks spectateurs (les autres quarks composants du nucléon et qui n'interagissent pas avec le cou-

rant) ne sont pas dans leur couche de masse, et le modèle de parton, basé dans l'approximation d'incohérence, n'inclut pas de balance énergétique.

La solution à cette question est phénoménologique par la suggestion de la variable

$$\xi = x + \frac{(m_f + m_i)^2}{2M_U} \quad (\text{IV.28})$$

qui semble donner une description plus fidèle du comportement des fonctions de structure [Phi83].

Il faut remarquer que (IV.28) se réduit à la variable usuelle quand $m_i = m_f = 0$, équivaut à (IV.24) quand $m_i = 0$ et m_f correspond à un quark lourd, et finalement est plus générale parce qu'elle tient compte de la possibilité que q_i soit un quark lourd.

Nous allons constater plus loin, dans la description de nos résultats [Can85b], l'effet des deux variables de rescaling lent, (IV.24) et (IV.28) dans l'obtention des taux de production du quark b .

L'étude des violations d'invariance d'échelle d'origine cinématique peut être resumée en disant qu'aux énergies finies la production d'un quark massif donne origine à des déviations mesurables de l'invariance d'échelle.

L'introduction d'une variable de rescaling de façon à tenir compte de l'effet de seuil de masse dans les fonctions de structure, demande une analyse détaillée dans les domaines de variation de x et y .

Dans tout processus d'excitation de quark, la masse invariante W doit satisfaire $W > W_s$ ($s \rightarrow$ seuil). Comme W est donné par l'équation (IV.21), on a

$$y(1-x) \geq \frac{W_s^2 - M^2}{2ME}, \quad (\text{IV.29})$$

et alors

$$E \geq \frac{W_s^2 - M^2}{2M}, \quad (\text{IV.30.a})$$

$$y \geq \frac{W_s^2 - M^2}{2ME}, \quad (\text{IV.30.b})$$

et

$$x \leq 1 - \frac{W_s^2 - M^2}{2MEy}. \quad (\text{IV.30.c})$$

Dans ces expressions nous pouvons facilement voir les limitations imposées par W_s dans la limite supérieure de x et dans la limite inférieure de y . Il devient évident que dans le calcul des sections efficaces (IV.11) et (IV.12) ξ devient une fonction $\xi(q_i, q_f)$ et que à chaque q_f correspondent trois q_i différents dont la masse doit être considérée.

IV.4.a - La Région d'Intégration

Les considérations de seuil cinématique ont une conséquence directe dans les limites des intégrales que nous devons calculer de manière à obtenir les sections efficaces. Il est donc clair que ces limites sont fonctions des masses de tous les quarks concernés dans la transition. On passe de la

région d'intégration usuelle, sans coupures, ou effets de seuil cinématique, $0 \leq x \leq 1$ et $0 \leq y \leq 1$, \bar{a} (IV.30b) et (IV.30c). Graphiquement ce changement est montré dans la figure IV.3.

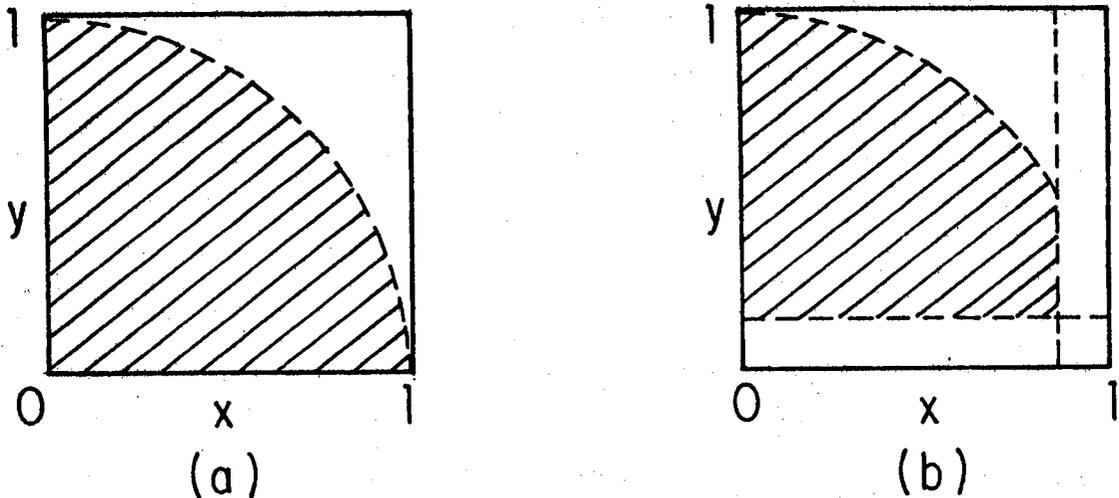


FIGURE IV.3

Région d'intégration: a) rescaling usuel;
b) rescaling lent.

La forme générale de l'intégration pour la détermination du taux de production du quark q_f est

$$I(q_f) = K \sum_{q_i} \int_{\frac{W_S^2 - M^2}{2ME}}^1 dy \int_0^{1 - \frac{W_S^2 - M^2}{2MEy}} dx \cdot F(x, \xi(q_i, q_f), Q^2) v_{q_i q_f}^2 \quad (\text{IV.31})$$

où la fonction F contient les fonctions de distribution des quarks et les facteurs multiplicatifs selon (IV.11) et (IV.12).

Une autre étude à propos des taux de production des quarks lourds [Sco80], en plus de considérer seulement les effets cinématiques ne tient pas compte correctement du changement dans les domaines d'intégration. Cet aspect est fondamental pour l'obtention de résultats physiquement significatifs.

IV.5 - Les Fonctions de Distribution des Quarks

Comme dernier aspect, il faut discuter les fonctions de distributions de quarks. Comme nous l'avons discuté dans la section III.6 leurs expressions vont dépendre de la paramétrisation utilisée.

Nous avons considéré, en plus des effets cinématiques discutés dans la section précédente, les effets dynamiques. Nos résultats ont été obtenus pour trois paramétrisations de fonctions de distribution de quark. Nous avons calculé d'abord avec la paramétrisation standard de Buras-Gaemers, qui comprend une dépendance logarithmique en Q^2 [Bur79]; et aussi avec une paramétrisation proposée récemment [Duk84] dont les paramètres comprennent une dépendance au deuxième ordre dans la variable d'évolution de la QCD, $\bar{s} = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$.

La forme fonctionnelle pour les quarks de valence, dans cette deuxième paramétrisation est

$$x \left(u_V(x, Q^2) + d_V(x, Q^2) \right) = C_1 x^{\eta-1} (1-x)^{\eta-2} (1+\gamma_1 x) \quad (\text{IV.32.a})$$

et pour la mer symétrique de SU(3)

$$x S(x, Q^2) = A_S x^{a_S} (1-x)^{b_S} (1 + \alpha_S x + \beta_S x^2 + \gamma_S x^3) \quad (\text{IV.32.b})$$

Les paramètres qui définissent ces paramétrisations dépendantes de QCD sont obtenus par le fit des données soumis aux contraintes imposées soit par les moments des fonctions de structure [Bur78], soit par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [Duk84].

Dans le seul but de comparaison, nous présentons aussi les résultats obtenus avec une paramétrisation de quark-parton naïve [Agu83], mais qui présente l'avantage de permettre isoler les effets de rescaling de seuil des effets dynamiques.

Pour la paramétrisation de Buras-Gaemers les paramètres de QCD sont $Q_0^2 = 1,8 \text{ GeV}^2$ et $\Lambda^2 = 0,25 \text{ GeV}^2/c^2$, et pour la paramétrisation de Duke-Owens sont $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, et $\Lambda^2 = 0,16 \text{ GeV}^2/c^2$. Les paramètres caractéristiques des paramétrisations sont présentés dans l'appendice IV.1.

IV.6 - Les Taux d'Excitation des Quarks Lourds-Résultats

La détermination théorique des taux d'excitation de quarks lourds est donc sensible aux imprécisions qui peuvent exister dans l'obtention des paramètres de mélange, la connaissance de la variable ξ , et finalement dans la sensibilité de la paramétrisation employée.

Le taux de production de chaque quark lourd $R(q_f)$ a été calculé normalisé par rapport à la section efficace de production d'un muon, déterminée expérimentalement, tant par neutrinos, $\sigma_{1\mu}^{\nu}/E = 0,65 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ comme par antineutrinos, $\sigma_{1\mu}^{\bar{\nu}}/E = 0,30 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ (voir Appendice IV.2).

Nous avons calculé

$$R(q_f) = I(q_f)/\sigma_{1\mu} \quad (\text{IV.33})$$

et les résultats, que nous discutons dans cette section, sont présentés dans les figures IV.4, IV.5, IV.6, IV.7 et IV.8 en échelle semilog.

Le but de cette étude a été de fournir les taux de production des quarks lourds dans les interactions à hautes énergies neutrino et antineutrino-nucléon. Les paramétrisations QCD de fonctions de structure de nucléon contiennent une mer de charm, mais pas d'autre mer lourde (b,t). La raison réside dans la contribution en 10% [Lai78] de la mer charmée par rapport à la mer légère, laquelle correspond à 10% de la distribution totale des quarks. De ce fait, les quarks b et t sont fortement supprimés de la mer par suite de leur masse élevée.

Nous avons d'abord comparé les trois paramétrisations déjà décrites, en considérant le rescaling plus général $\xi = x + (m_{q_f} + m_{q_i})^2/2M_N$. Ces résultats sont présentés dans la figure IV.4 qui correspond à la détermination des taux de production de charm ($m_c = 1,9 \text{ GeV}$), total et partiels, à partir

de neutrinos. Nous avons établi les courbes correspondantes aux taux de production, en faisant clairement apparaître dans chaque cas les contributions provenant de chaque canal de production possible. Ceci étant, dans la figure IV.4, on trouve explicitement les courbes correspondant à $\nu N \rightarrow cX$, $\nu d \rightarrow cX$ et $\nu s \rightarrow cX$. Nous constatons que la paramétrisation qui ne considère pas les effets dynamiques (courbe tracée) conduit à des résultats nettement plus bas que les deux autres dépendant de QCD (courbe pointillée et courbe tracée-pointillée). Ceci est dû à deux aspects différents. D'abord la normalisation des paramétrisations n'est pas la même et la région d'intégration correspondante à [Agu83] est plus petite. Cet effet peut être observé dans la courbe $\nu d \rightarrow cX$, qui concerne une distribution de valence. D'autre-part, l'absence des effets de QCD est visible dans la courbe correspondant à $\nu s \rightarrow cX$, qui concerne une distribution de la mer, laquelle augmente avec $\log Q^2$ (voir figure III.17). Dans la courbe du taux partiel de production de charm à partir de l'excitation de down, obtenue avec la paramétrisation de Duke-Owens, on observe une légère diminution avec l'augmentation de l'énergie, à très hautes énergies. Les auteurs soutiennent que leur paramétrisation devait se comporter convenablement jusqu'à 1 TeV, mais cet effet se produit avant. Une fois qu'il ne se présente plus dans les autres résultats nous croyons qu'il s'agit d'un problème avec la paramétrisation de valence d.

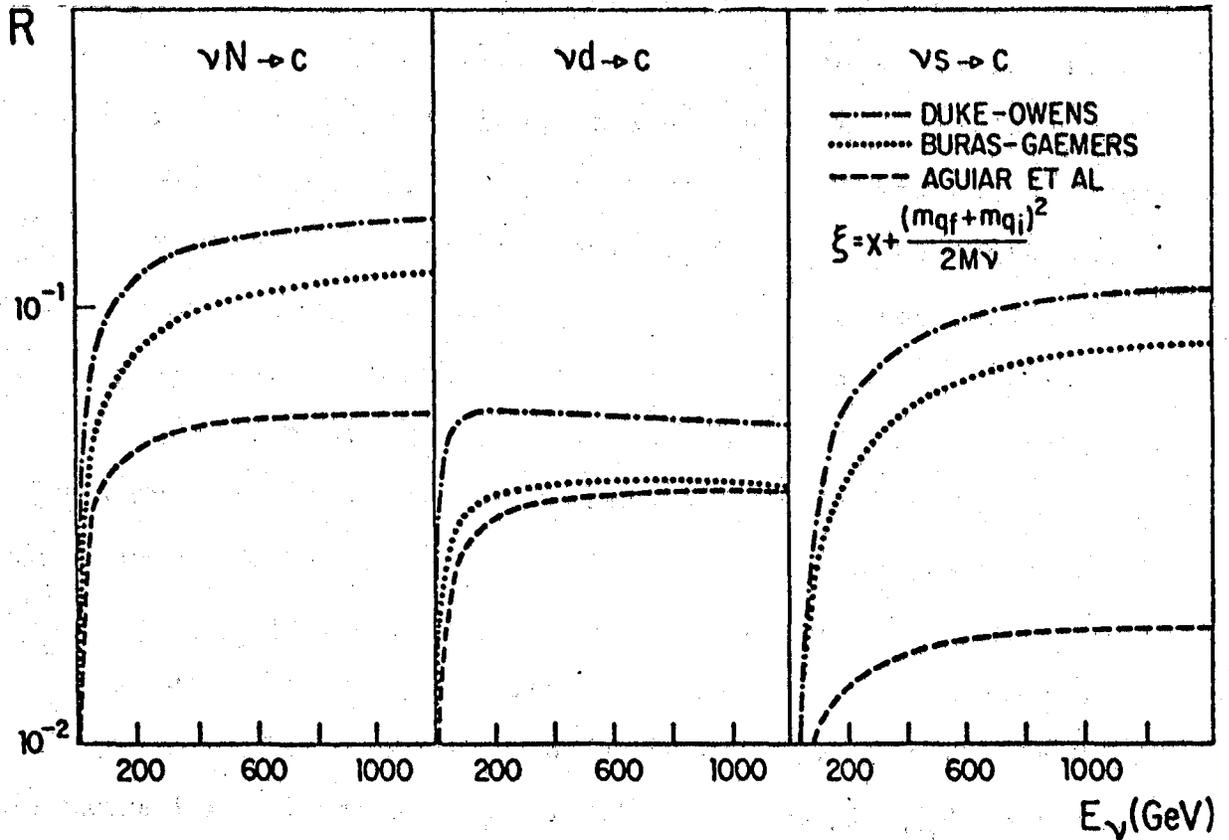


FIGURE IV.4

Taux de production total et partiels pour le quark c en neutrino-nucléon pour E_ν jusqu'à 1200 GeV, obtenus avec trois paramétrisations de quark différentes. Les paramètres de QCD sont $\Lambda^2 = 0,25$ et $Q_0^2 = 1,8 \text{ GeV}^2$ pour [Bur78] et $\Lambda^2 = 0,16$ et $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ pour [Duk84], et $m_c = 1,9 \text{ GeV}$.

La production d'anti-charm est montrée dans la figure IV.5, et selon l'équation (IV.12.a), et la figure IV.2.a, nous obtenons les deux taux de production partiels, $\bar{d} \rightarrow \bar{c}$, $\bar{s} \rightarrow \bar{c}$ et, encore une fois se confirme le comportement général des paramétrisations. Comme dans la paramétrisation de Buras-Gaemers les paramètres dépendent de la variable \bar{s} linéairement, ces résultats sont légèrement inférieurs à ceux obtenus avec l'autre paramétrisation qui dépend de \bar{s} quadratiquement.

Si dans la production de charm un plateau de même ordre de grandeur était atteint, à très hautes énergies, pour $d \rightarrow c$ et $s \rightarrow c$, ceci n'est pas le cas pour $\bar{d} \rightarrow \bar{c}$ et $\bar{s} \rightarrow \bar{c}$, dont la deuxième contribution est beaucoup plus importante. Ceci est dû, dans le cas des antineutrinos, à l'effet des angles de mélange, $V_{cd} = 0,225$, $V_{sc} = 0,972$, le premier étant beaucoup plus petit. Dans le cas de neutrinos, d appartient aux quarks de valence et sa distribution prédomine sur celle de s , de la mer, masquant l'effet de paramètres de mélange.

Considérons maintenant l'excitation du quark b ($m_b = 4,5$ GeV). Pour l'obtention des taux d'excitation partiels et total du quark b à partir des neutrinos et antineutrinos, nous avons utilisé la paramétrisation de la référence [Duk84] vu qu'il s'agit de la plus récente et qu'elle a été ajustée avec davantage de données expérimentales.

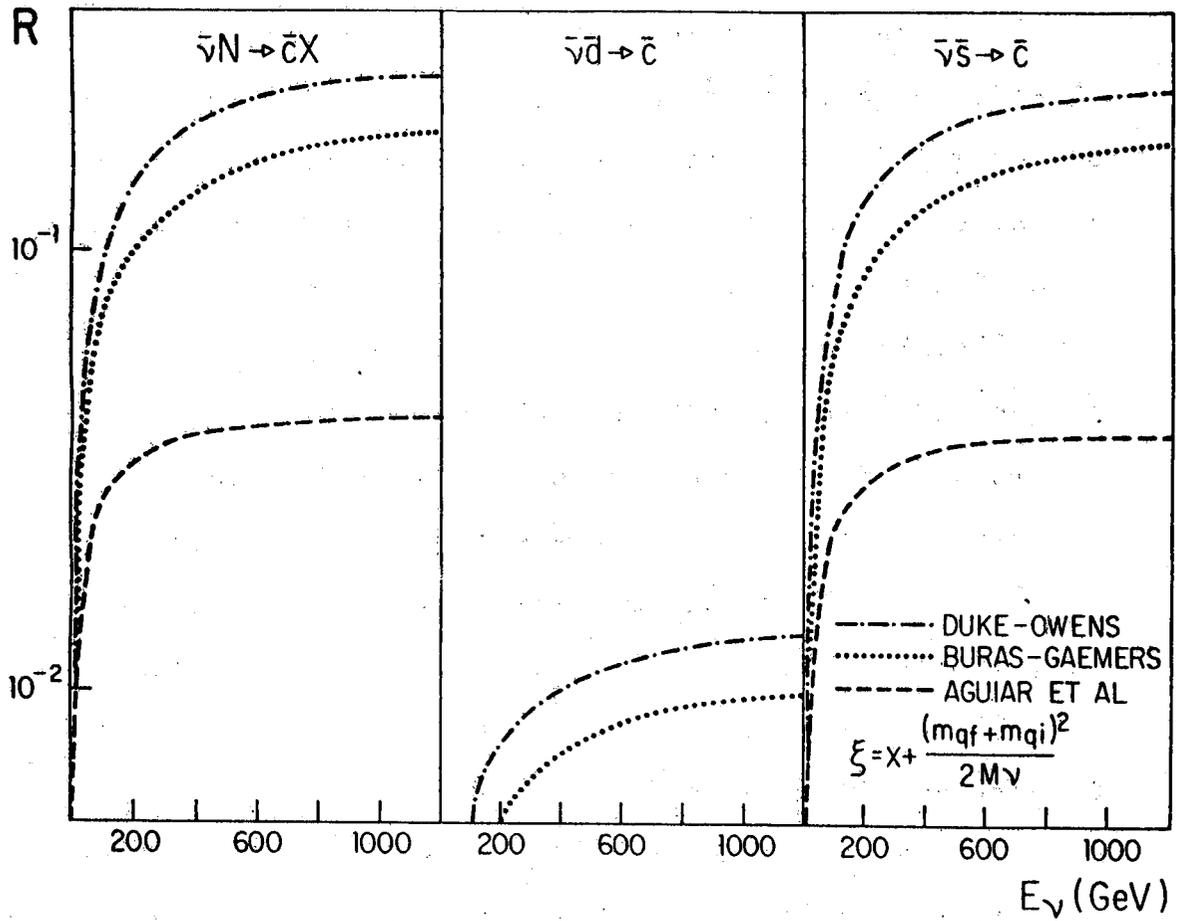


FIGURE IV.5

Taux de production total et partiels pour le quark \bar{c} en antineutrino-nucléon pour E_ν jusqu'à 1200 GeV. Les paramètres sont les mêmes que pour la figure IV.4.

Dans la figure IV.6 nous présentons les résultats pour $\bar{\nu}N \rightarrow \bar{b}X$, $\bar{\nu}u \rightarrow \bar{b}X$, et $\bar{\nu}c \rightarrow bX$ soulignant l'effet de la variable de rescaling, qui dans ce cas tient un rôle important puisque la masse du quark c , comme quark initial, n'est pas négligeable. Comme il était attendu de l'équation (IV.31), le rescaling (IV.28) implique une région d'intégration plus restreinte que celle relative au rescaling (IV.24), et donc le taux de production concernant $\bar{c} \rightarrow \bar{b}$ se sépare fortement. L'effet ne se présente pas pour $\bar{u} \rightarrow \bar{b}$ parce que, comme dans $d \rightarrow c$, $s \rightarrow c$, $\bar{d} \rightarrow \bar{c}$, $\bar{s} \rightarrow \bar{c}$, la masse du quark cible est pratiquement nulle. Ici, le paramètre $V_{cb} = 0,044$, nettement plus grand que $V_{ub} = 0,005$, favorise la production de \bar{b} à partir de \bar{c} malgré la proportion (10%) de ce dernier dans la mer.

Dans la production du quark b dans les interactions $\bar{\nu}N \rightarrow bX$, la compétition des effets de paramètres de mélange, distribution des quarks et rescaling, engendre des résultats différents de ceux observés dans le cas des neutrinos, mais physiquement compatibles. La production partielle de $b, c \rightarrow b$ montre clairement l'effet du rescaling. Pourtant, dans ce cas, l'autre canal de production est un quark de valence, u , donc avec une distribution dominante sur c , de la mer; d'autant plus grande que cache l'effet inverse des paramètres de mélange ($V_{ub} < V_{cb}$). Et finalement, le taux de production totale de $\bar{\nu}N \rightarrow bX$ diffère très peu pour les deux variables de rescaling.

Les courbes concernant les productions partielles $u \rightarrow b$ et $c \rightarrow b$, et totale du quark b par antineutrinos sont celles de la figure IV.7.

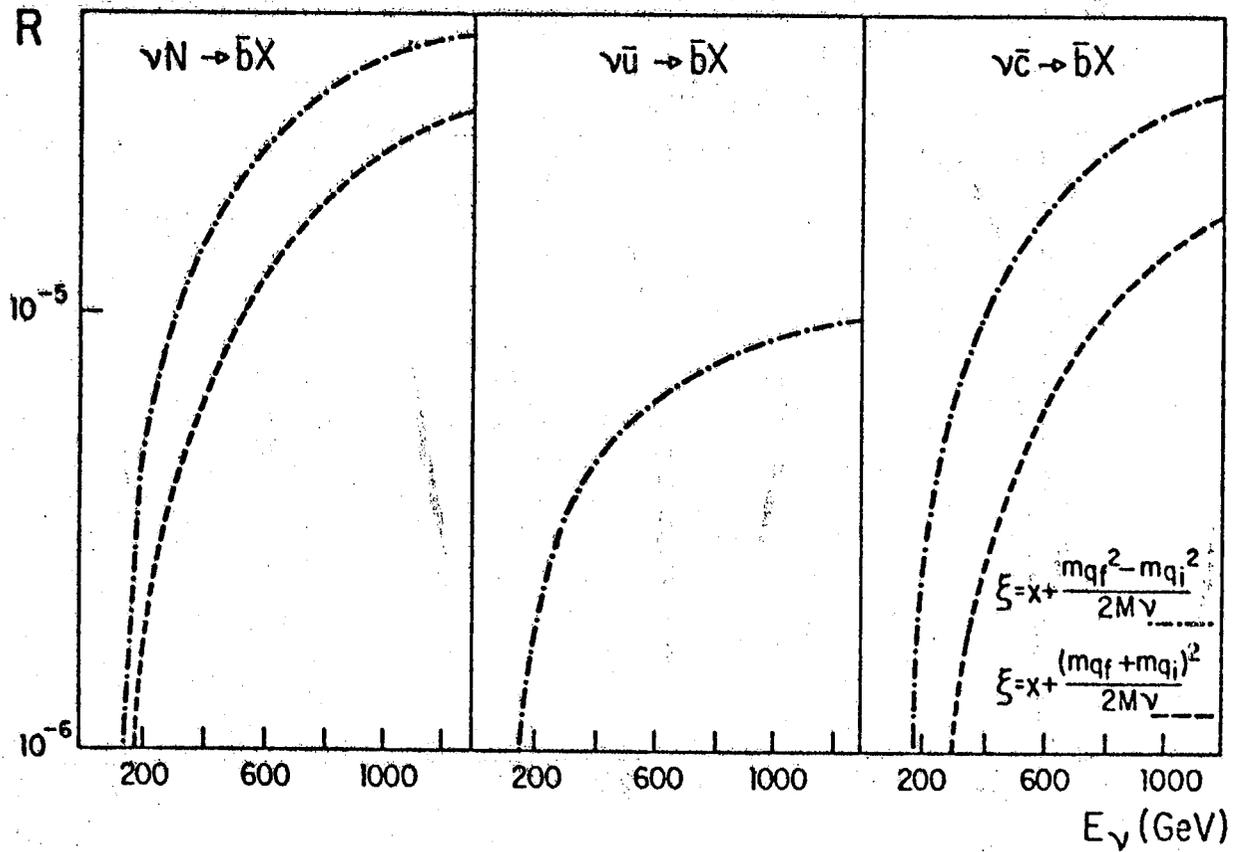


FIGURE IV.6

Taux de production total et partiels pour le quark \bar{b} ($m_b = 4,5$ GeV) à partir de neutrinos avec la paramétrisation [Duk84], mettant en évidence le rôle de la variable de rescaling.

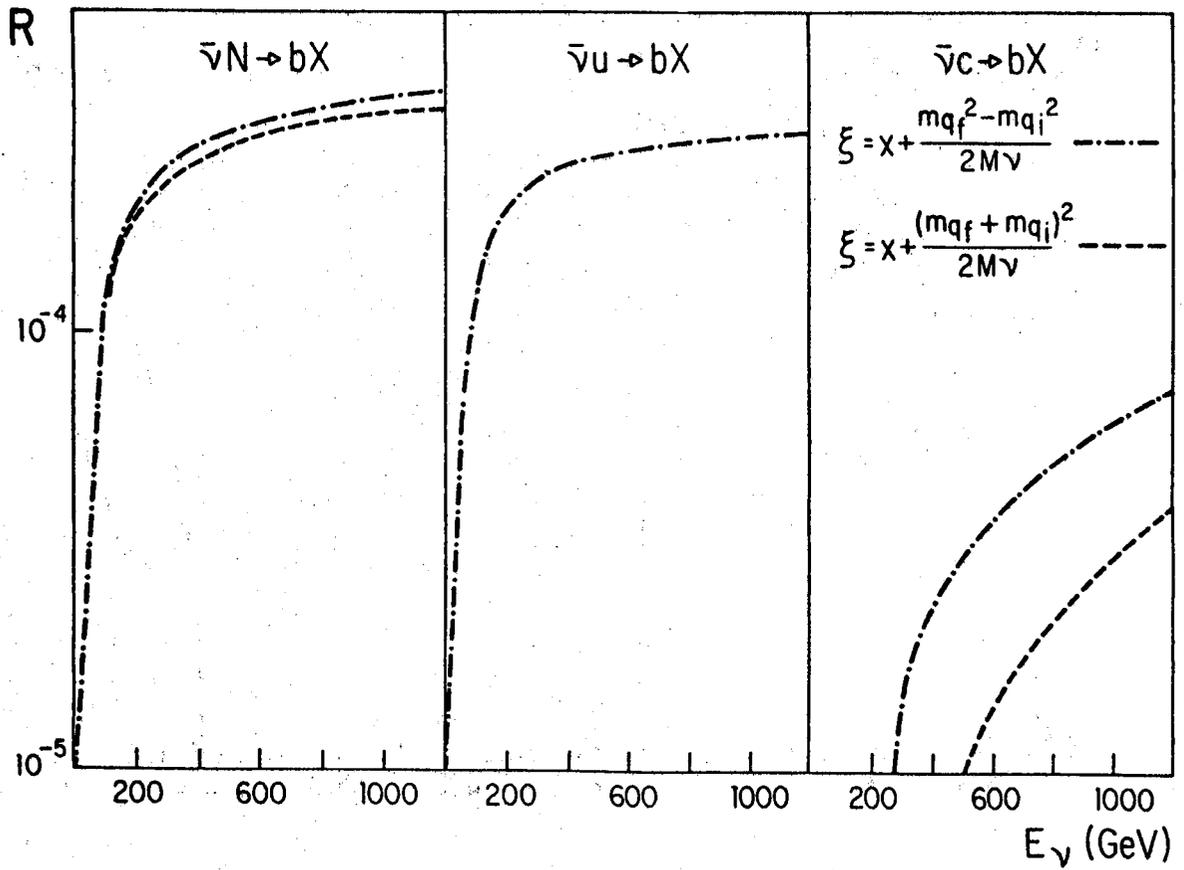


FIGURE IV.7

Taux de production total et partiels pour le quark b , \bar{a} partir de antineutrinos calculés avec [Duk84], montrant l'effet des différents rescalings.

Finalement nous avons déterminé les taux de production du quark t dans les interactions $\nu(\bar{\nu})N$. Cette analyse est particulièrement intéressante vu que cette saveur semble avoir été détectée récemment par l'expérience UA1 [Boc84]. Les résultats obtenus pour les taux de production de top avec $m_t = 30$ GeV (---) et 40 GeV (---) sont ceux de la figure IV.8. Nous avons calculé avec ces valeurs de m_t puisque ceci est le domaine de masses admis par l'expérience.

Il faut signaler que pour les masses supérieures à 40 GeV la possibilité d'une évidence expérimentale de l'excitation du quark top dans les interactions neutrino (antineutrino)-nucléon peut être exclue aux énergies actuelles. Ces taux sont très bas, de l'ordre de 10^{-10} pour $E = 1000$ GeV.

Cette étude permet de déterminer pour chaque cas le rôle de tous les aspects physiques concernés en séparé et combinés. De plus, la systématique que nous avons introduit dans le programme de calcul permet l'actualisation de tous les paramètres (tels les angles de mélange, ou paramètres de la QCD) facilement, aussi bien que le changement des distributions des quarks.

Toutes les courbes présentent une augmentation avec l'énergie du neutrino (antineutrino) incident, et les résultats plus significatifs sont résumés dans le tableau IV.2.

L'importance des effets de seuil devient très nette à cause de la méthode de séparation de canaux de production que nous avons introduite, et pour cette raison différentes variables de rescaling conduisent à différentes prédictions pour

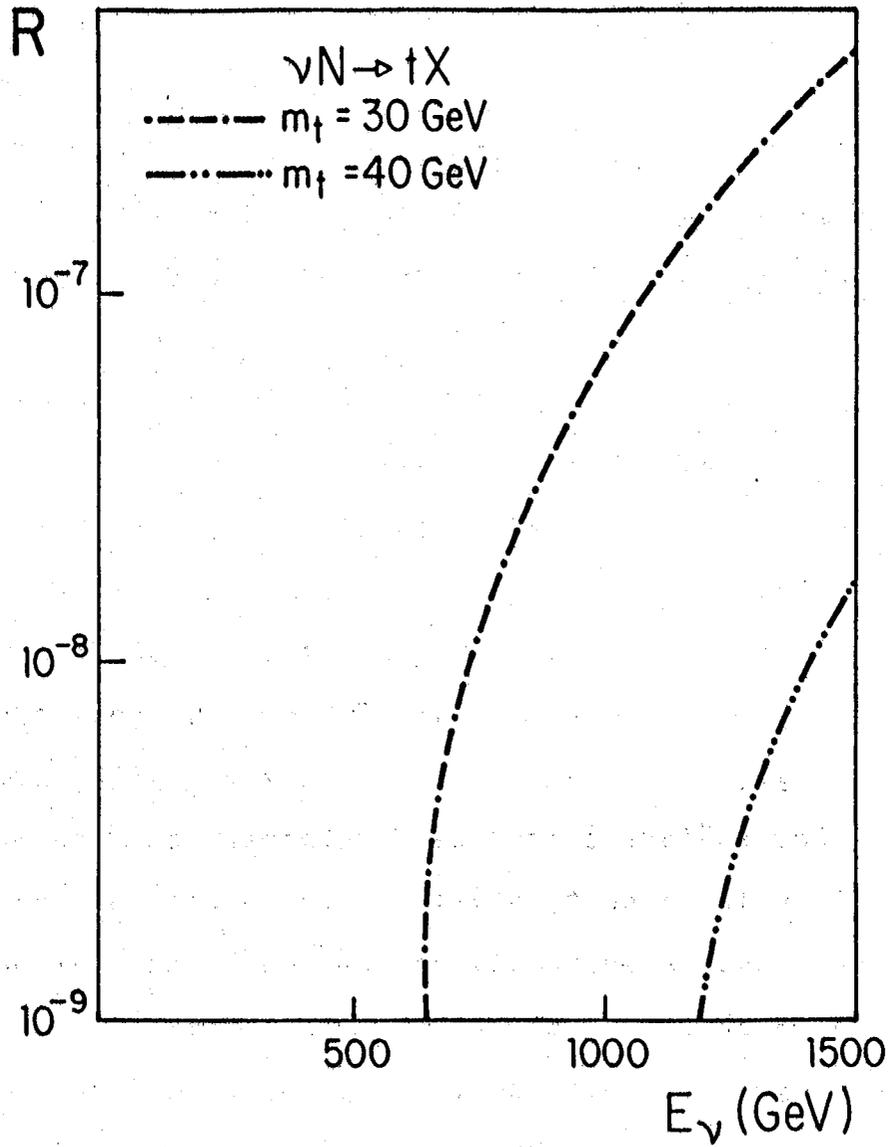


FIGURE IV.8

Taux de production total pour le quark top \bar{a} partir de neutrinos avec E_ν jusqu'à 1500 GeV, obtenus avec [Duk84] pour $m_t = 30 \text{ GeV}$ et 40 GeV .

les taux d'excitation du bottom. Il est pertinent de remarquer que l'effet de rescaling est moins important dans la production de bottom par antineutrinos (figure IV.7) que par neutrinos (figure IV.6), parce que dans le premier cas cet effet est masqué par la contribution dominante provenant du quark de valence u.

Taux de production des quarks lourds	
E = 200 GeV	E = 1000 GeV
$R^{\nu N}(c) \sim 1,2 \times 10^{-1}$	$R^{\nu N}(c) \sim 1,6 \times 10^{-1}$
$R^{\bar{\nu} N}(\bar{c}) \sim 2,8 \times 10^{-1}$	$R^{\bar{\nu} N}(\bar{c}) \sim 4,8 \times 10^{-1}$
$R^{\nu N}(b) \sim 10^{-5}$	$R^{\nu N}(b) \sim 3,8 \times 10^{-5}$
$R^{\bar{\nu} N}(b) \sim 2,4 \times 10^{-4}$	$R^{\bar{\nu} N}(b) \sim 3,3 \times 10^{-4}$
$R_{m_t=30 \text{ GeV}}^{\nu N}(t) \sim 10^{-14}$	$R_{m_t=30 \text{ GeV}}^{\nu N}(t) \sim 8 \times 10^{-8}$
$R_{m_t=30 \text{ GeV}}^{\bar{\nu} N}(\bar{t}) \sim 10^{-25}$	$R_{m_t=30 \text{ GeV}}^{\bar{\nu} N}(\bar{t}) \sim 10^{-11}$

TABLEAU IV.2

La courbe correspondant à la production de charm à partir de quark d dans les interactions $\nu N \rightarrow cX$, calculée avec la paramétrisation [Duk84], présente une légère décroissance pour les énergies très hautes. Nous considérons qu'il ne faut pas attacher trop d'importance à cet effet, mais que cette constatation est une suggestion du besoin d'avoir une paramétrisation capable de couvrir un domaine d'énergies plus étendu.

APPENDICE IV.1

PARAMÈTRES

Paramétrisation Buras-Gaemers [Bur76]:

- distributions de valence et de la mer

$$p(x, Q^2) = p_V(x, Q^2) + \lambda(x, Q^2),$$

$$n(x, Q^2) = n_V(x, Q^2) + \lambda(x, Q^2),$$

$$\bar{n}(x, Q^2) = \bar{p}(x, Q^2) = \lambda(x, Q^2) = \bar{\lambda}(x, Q^2),$$

$$S(x, Q^2) \equiv 6\lambda(x, Q^2),$$

$$C(x, Q^2) = c(x, Q^2) + \bar{c}(x, Q^2),$$

- combinaisons des distributions de valence

$$V_8(x, Q^2) \equiv p_V(x, Q^2) + n_V(x, Q^2),$$

$$V_3(x, Q^2) \equiv p_V(x, Q^2) - n_V(x, Q^2).$$

- structure générale des distributions

$$xV_1(x, \bar{s}) = A_1(\bar{s}) x^{\eta_1(\bar{s})} (1-x)^{\eta_2(\bar{s})},$$

$$xS(x, \bar{s}) = A_S(\bar{s}) (1-x)^{\eta_S(\bar{s})},$$

$$xG(x, \bar{s}) = A_G(\bar{s}) (1-x)^{\eta_G(\bar{s})},$$

$$xC(x, \bar{s}) = A_C(\bar{s}) (1-x)^{\eta_C(\bar{s})},$$

$$xV_8(x, Q^2) = \frac{3}{B(\eta_1(\bar{s}), 1 + \eta_2(\bar{s}))} x^{\eta_1(\bar{s})} (1-x)^{\eta_2(\bar{s})},$$

$$xV_8(x, Q^2) - xV_3(x, Q^2) = \frac{2}{B(\eta_3(\bar{s}), 1 + \eta_4(\bar{s}))} x^{\eta_3(\bar{s})} (1-x)^{\eta_4(\bar{s})},$$

- tableau des paramètres

Γ	0.	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4
Q^2	1.80	3.49	7.86	21.6	70.8	310.0	1879	17×10^3
$A_S(\Gamma)$	1.210	1.476 (1.367)	1.792 (1.582)	2.164 (1.853)	2.598 (2.183)	3.099 (2.574)	3.674 (3.033)	4.330 (3.566)
$\eta_S(\Gamma)$	10.0	11.29 (10.39)	12.76 (11.14)	14.40 (12.19)	16.24 (13.48)	18.29 (15.02)	20.56 (16.80)	23.09 (18.84)
$A_C(\Gamma)$	0.0	0.113 (0.066)	0.247 (0.150)	0.403 (0.253)	0.583 (0.378)	0.790 (0.527)	1.025 (0.701)	1.291 (0.904)
$\eta_C(\Gamma)$		16.87 (9.42)	18.76 (10.99)	20.84 (12.72)	23.14 (14.65)	25.66 (16.78)	28.43 (19.13)	31.48 (21.74)
$A_G(\Gamma)$	4.418 (2.410)	5.452 (3.256)	6.619 (4.257)	7.936 (5.427)	9.419 (6.780)	11.09 (8.33)	12.97 (10.11)	15.10 (12.13)
$\eta_G(\Gamma)$	10.0 (5.0)	11.82 (6.66)	13.86 (8.56)	16.14 (10.72)	18.71 (13.18)	21.59 (15.97)	24.84 (19.13)	28.50 (22.70)

$$\eta_1(\bar{s}) = 0.70 - 1.1 G\bar{s},$$

$$\eta_2(\bar{s}) = 2.60 + 5.0 G\bar{s},$$

$$\eta_3(\bar{s}) = 0.85 - 1.5 G\bar{s},$$

$$\eta_4(\bar{s}) = 3.35 + 5.1 G\bar{s},$$

Paramétrisation Duke-Owens [Duk84]:

- distributions de valence

$$x(u_V + d_V) = N_{ud} x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1+\gamma_{ud}x),$$

$$x d_V = N_d x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4} (1+\gamma_d x),$$

avec

$$N_{ud} = 3 / \{ B(\eta_1, \eta_2 + 1) [1 + \gamma_{ud} \eta_1 / (\eta_1 + \eta_2 + 1)] \},$$

$$N_d = 1 / \{ B(\eta_3, \eta_4 + 1) [1 + \gamma_d \eta_3 / (\eta_3 + \eta_4 + 1)] \},$$

- les distributions de la mer x_G , x_S et x_C ont la forme générale

$$A x^a (1-x)^b (1 + \alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3),$$

$$o\bar{u} \quad S = 2(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s}).$$

- tableau de paramètres

pour $x(u_V + d_V)$ et xd_V :

$$\eta_1 = 0.374 + 0.014\bar{s},$$

$$\eta_2 = 3.33 + 0.753\bar{s} - 0.076\bar{s}^2,$$

$$\gamma_{ud} = 6.03 - 6.22\bar{s} + 1.56\bar{s}^2,$$

$$\eta_3 = 0.761 - 0.232\bar{s} + 0.023\bar{s}^2,$$

$$\eta_4 = 3.83 + 0.627\bar{s} - 0.019\bar{s}^2,$$

$$\gamma_d = -0.418\bar{s} + 0.036\bar{s}^2;$$

pour xS :

$$A = 1.67 - 1.92\bar{s} + 0.582\bar{s}^2,$$

$$a = -0.273\bar{s} - 0.164\bar{s}^2,$$

$$b = 9.15 + 0.530\bar{s} - 0.763\bar{s}^2,$$

$$\alpha = 15.7\bar{s} - 2.83\bar{s}^2,$$

$$\beta = -101\bar{s} + 44.7\bar{s}^2,$$

$$\gamma = 223\bar{s} - 117\bar{s}^2;$$

pour xC :

$$A = 0.067\bar{s} - 0.031\bar{s}^2,$$

$$a = -0.120 - 0.233\bar{s} - 0.023\bar{s}^2,$$

$$b = 3.51 + 3.66\bar{s} - 0.453\bar{s}^2,$$

$$\alpha = -0.474\bar{s} + 0.358\bar{s}^2,$$

$$\beta = 9.50\bar{s} - 5.43\bar{s}^2,$$

$$\gamma = -16.6\bar{s} + 15.5\bar{s}^2;$$

pour xG :

$$A = 0.879 - 0.971\bar{s} + 0.434\bar{s}^2,$$

$$a = -1.16\bar{s} + 0.476\bar{s}^2,$$

$$b = 4.0 + 1.23\bar{s} - 0.254\bar{s}^2,$$

$$\alpha = 9.0 - 5.64\bar{s} - 0.817\bar{s}^2,$$

$$\beta = -7.54\bar{s} + 5.50\bar{s}^2,$$

$$\gamma = -0.596\bar{s} + 0.126\bar{s}^2.$$

APPENDICE IV.2

Données expérimentales pour les sections efficaces neutrino (antineutrino)-nucléon/énergie.

$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,669 \pm 0,003 \pm 0,024 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,340 \pm 0,003 \pm 0,020 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	R.Blair et al. Phys.Rev.Lett. <u>51</u> , 343 (1983)
$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,609 \pm 0,030 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,290 \pm 0,015 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	B.C.Barish et al. Phys.Rev.Lett. <u>39</u> , 1595 (1977)
$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,62 \pm 0,05 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,30 \pm 0,02 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	J. G. H.de Groot et al. Z.Phys.C <u>1</u> , 143 (1979)
$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,604 \pm 0,032 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,301 \pm 0,018 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	M.Jonker et al. Phys.Lett. <u>103B</u> , 469 (1981)
$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,657 \pm 0,03 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,309 \pm 0,16 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	P.Bossetti et al. Phys.Lett. <u>110B</u> , 167 (1982)
$\frac{\sigma_{\nu}}{E} = 0,68 \pm 0,11 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	T.Kitagaki et al. Phys.Rev.Lett. <u>49</u> , 98 (1982)
$\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{E} = 0,29 \pm 0,03 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$	A.E.Asratyan et al. Phys.Lett. <u>137B</u> , 122 (1984)

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE IV

- [Can85] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and E.M.Santangelo, Phys.Rev.D, 31 (1985) 2748.
- [Gla61] S.L.Glashow, Nucl.Phys., 22 (1961) 579.
- [Sa168] A.Salam, Elementary Particle Theory, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968).
- [Wei67] S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19 (1967) 1264.
- [Lan84] P.Langacker, Proc. XXII Int.Conf.High Energy Physics, Leipzig, 1984.
- [Ba184] C.Baltay et al., Phys.Rev.Lett. 52 (1984) 1948.
- [Jon81] M.Jonker et al., Phys.Lett. 99B (1981) 265.
- [Kim81] J.E.Kim et al., Rev.Mod.Phys. 53 (1981) 211.
- [Boc84] R.Böck, Proc. XXII ICHEP, Leipzig, 1984.
- [Gla70] S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, Phys.Rev.D 2 (1970) 1285.
- [Seh76] L.M.Sehgal and P.M.Zerwas, Nucl.Phys. B109 (1976) 483.
- [Lai78] C.-H.Lai, Phys.Rev.D 18 (1978) 1422.
- [Der76] E.Derman, Nucl.Phys. B110 (1976) 40.
- [Phi79] R.J.N.Phillips, Nucl.Phys. B153 (1979) 475.
- [Can80b] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati, J.A.Martins Simões, Lett.Nuovo Cimento 27 (1980) 189.
- [Sco80] D.M.Scott and K.Tanaka, Phys.Rev.D 21 (1980) 1771.
- [Her77] S.W.Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252.
- [Cab63] N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett. 10 (1963) 531.

- [Lee81] T.D.Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory, Harwood Academic Publishers, 1981.
- [Kob73] M.Kobayashi, K.Maskawa, Progr.Theor.Phys. 49 (1973) 652.
- [Kle82] K.Kleinknecht and B.Renk, Zeits.Phys.C 16 (1982) 7.
- [Leu84] H.Leutwyler and M.Roos, Preprint TH 3830 CERN 1984.
- [Fer83] E.Fernandez et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 1022.
- [Loc83] N.S.Lockyer et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 1316.
- [Cha84] Ling-Lie Chau and Way-Yeekeung, Phys.Rev.D 29 (1984) 592.
- [Smi79] J.Smith and C.H.Albright, Phys.Lett. 85B (1979) 119.
- [Bar79] V.Barger et al., Phys.Rev.Lett. 42 (1979)1585.
- [Kle76] K.Kleinknecht, Ann.Rev.Nucl.Sci. 26 (1976) 1.
- [Ell76] J.Ellis et al., Nucl.Phys. B109 (1976) 213.
- [Fra76] P.H.Frampton, Lett.Nuovo Cim. 17 (1976) 499.
- [Bra76] R.Barbieri et al., Phys.Lett. 64B (1976) 171.
- [Geo76] H.Georgi and H.D.Politzer, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1281.
- [Phi83] R.J.N.Phillips, Nucl.Phys. B212 (1983) 109.
- [Duk84] D.W.Duke and J.F.Owens, Phys.Rev.D 30 (1984) 49.
- [Agu83] C.E.M.Aguiar et al., Lett.Nuovo Cimento 36 (1983) 69.
- [Bur78] A.J.Buras and K.J.F.Gaemers, Nucl.Phys. B132 (1978)249.

CHAPITRE V

PRODUCTION DE DILEPTONS DE SIGNE OPPOSÉ

V.1 - Introduction

Comme nous l'avons discuté dans les chapitres précédents, le modèle de partons amélioré avec les prédictions de la chromodynamique quantique permet la description de la matière hadronique, et conduit au mécanisme d'excitation des quarks dans les interactions neutrino(antineutrino)-nucléon. Les quarks ainsi produits, aussi bien que les quarks spectateurs, en conséquence du phénomène de fragmentation, celui-ci objet d'intense recherche à présent [Fie83], s'hadronisent. C'est à partir des produits finaux de l'interaction, soit, de leur contenu quarkonique, qu'il est possible de reconstruire, avec fondement dans les prédictions théoriques, l'origine de chaque observable.

De cette manière seront traités les processus $\nu(\bar{\nu})N$ qui produisent des dileptons. Les événements de dileptons sont les événements avec deux leptons à l'état final ayant leur origine dans les interactions à courant chargé neutrino(antineutrino)-nucléon. Les dileptons peuvent être de signe opposé $(l_i^\pm l_j^\mp)$, ou de même signe $(l_i^\pm l_j^\pm)$.

La première observation d'événement dimuon de signe opposé dans les interactions antineutrino date de 1974

[Ben75]. Depuis lors, plusieurs résultats obtenus dans les expériences à compteurs [références 2 à 7 de Bak84], ou des chambres à bulles [références 8 à 19 de Bak84], ont été rapportés à ce sujet. Dix ans de physique de dileptons n'ont pas épuisé le thème, qui est toujours d'actualité, comme le prouvent les résultats très récents de dileptons de signe opposé [Haa83, Bak84]. L'intérêt est même accru, une fois que les taux de dileptons de même signe ne sont pas encore expliqués théoriquement de façon satisfaisante [Lan84, San84].

Les données expérimentales proviennent des expériences avec compteur électronique ou chambre à bulles, que d'une certaine manière sont complémentaires. Dans le premier cas il est possible d'atteindre une très haute statistique, mais en raison de l'ouverture angulaire limitée des détecteurs se présentent des coupures dans l'impulsion des leptons et un manque d'information spécifique sur l'état final; le deuxième cas, par contre, est déficitaire dans la statistique, néanmoins il permet l'obtention d'information détaillée sur l'état final du processus.

Nous allons traiter dans ce chapitre de la production de dileptons de signe opposé dans les interactions de neutrino(antineutrino)-nucleon à courant chargé. Nous avons calculé la contribution des quarks lourds, charm [Seh76] et en particulier bottom [Can80b] dans les événements de dileptons selon le modèle standard des interactions électrofaibles considérant le mécanisme d'excitation des quarks lourds com

me décrit dans le chapitre précédent.

L'existence même de ces événements est un succès de la description approximative de la structure hadronique selon le modèle des partons avec le mécanisme d'excitation des quarks. Les propriétés du système hadronique final donnent les renseignements sur le phénomène de fragmentation des partons, suite de l'interaction électrofaible.

Dans la suite nous présentons notre étude systématique de la production de dileptons dans les interactions $\nu(\bar{\nu})N \rightarrow l^{\mp} l^{\pm} X$, et nos contributions dans le thème [Can79a, Can79b, Can80b, Can80c, Can85a].

V.2 - Le Modèle de Production de Dileptons

Plusieurs modèles ont été proposés pour l'interprétation de ces événements, mais le mécanisme qui semble le plus approprié suggère que les dileptons de signe opposé observés dans les interactions neutrinos soient principalement le résultat de la production, et subséquente désintégration semileptonique de mésons charmés. Néanmoins, les détails de la production du charm ne sont pas, jusqu'à présent très bien compris. L'aspect fondamental pour la validité du modèle d'excitation de charm réside dans le nombre de particules étrangères présentes à l'état final.

Dans l'interprétation phénoménologique du processus le lepton secondaire a son origine dans le vertex hadronique et ceci, comme nous le discuterons, est basé sur les caracté-

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu X \quad (V.2)$$

comprend le contenu quarkonique et les produits finaux montrés dans la figure V.2, constituent un exemple possible.

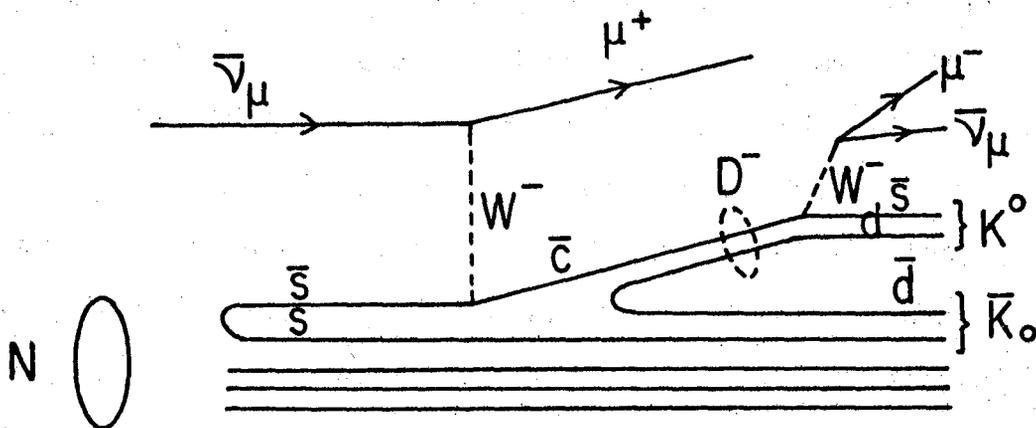


FIGURE V.2

Nous pouvons avoir la séquence

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + D^- + K^0 + \text{hadrons } (s=0) \quad (V.3)$$

$$\downarrow$$

$$\mu^- + \bar{\nu}_\mu + K^0$$

et la variation d'étrangeté dans le processus est

$$\langle \Delta s \rangle \approx 2 . \quad (V.4)$$

Cet aspect est fondamental dans l'interprétation du processus (V.1). Les caractéristiques des dileptons sont déterminées par la dynamique de production des hadrons, par le processus de désintégration de ces hadrons, mais avec autant d'importance par la structure de l'interaction d'ex-

citation de quark lourd.

La description du processus suit en trois phases [Can79] :

- i) excitation de quark (quark-parton, mécanisme de GIM, rescaling, chromodynamique quantique);
- ii) fragmentation de quark (avec production de méson);
- iii) désintégration hadronique semileptonique.

Le premier point a été développé en détail dans le chapitre précédent. Selon cette interprétation le mécanisme dominant dans la production de charm par neutrino est la production d'un seul quark charmé à partir d'un quark d de valence ou d'un quark s de la mer. De même, les antineutrinos produisent anticharm à partir de l'antiquark \bar{d} et de l'antiquark \bar{s} de la mer. Si nous considérons le contenu en quark b du nucleon dû à la mer, la contribution de b devrait aussi être présente, mais en raison de la grande masse du quark b , cette contribution devient infinitésimale et peut donc être ignorée. Par contre, il nous a paru intéressant d'étudier la contribution de la production du quark b dans ces processus de dileptons, en suivant le mécanisme décrit dans le chapitre précédent. Plus loin dans ce chapitre, après la discussion de tous les aspects concernant le calcul de la section efficace de production de dileptons, nous présentons nos résultats relatifs à la comparaison des contributions du charm et du bottom dans les événements dileptons.

Nous allons discuter les caractéristiques cinémati-

ques observées expérimentalement pour ces événements. Les contraintes expérimentales jouent un rôle important, en introduisant des coupures énergétiques et angulaires. Ensuite nous allons décrire les mécanismes proposés pour expliquer la production de dileptons de signe opposé et de même signe, et illustrer avec des diagrammes.

V.2.a - Caractéristiques Cinématiques

La production du hadron charmé, ou autre contenant un quark lourd, tient lieu dans une DPI à grand Q^2 et grand ν . Ceci permet d'appliquer les idées du modèle de partons.

Comme caractéristique cinématique les événements di muon présentent une grande inélasticité, comme ils démontrent l'énergie visible moyenne $\langle E_{\text{visible}} \rangle \approx 115$ GeV et l'énergie du lepton primaire μ^- (dans les cas neutrinos) $\langle E_- \rangle \approx 60$ GeV. Ceci implique un transfert d'énergie du faisceau neutrino au hadron cible de l'ordre de 55 GeV.

D'autre-part la distribution du muon primaire, avec origine dans le vertex leptonique, est assez étroite puisque $\nu = Q^2/2ME$, et $\langle \nu \rangle \approx 0,1$. Les faisceaux à haute énergie ont $E \gg 100$ GeV, impliquant $\langle Q^2 \rangle \sim 20$ GeV, soit un grand transfert d'impulsion.

Des données très récentes donnent pour le taux de production de dilepton de signe opposé par interaction ν_μ de courant chargé la valeur moyenne $(0,52 \pm 0,09)\%$, avec un nombre de particules étranges par événement dilepton de $\sim 1,2$

[Bak84]. Ce contenu en particules étranges est compatible avec celui espéré à partir de la production de particules charmées dans les interactions neutrinos, selon le mécanisme de GIM.

Le calcul détaillé doit tenir compte des contraintes expérimentales, surtout dans le cas d'expériences à compteurs. C'est-à-dire, la topologie engendre des coupures angulaires et énergétiques selon l'ouverture angulaire du compteur. Les leptons chargés qui extrapolent cette région ne sont pas enregistrés.

Quant à l'énergie du lepton secondaire, celle-ci est en général large ($\langle E_+ \rangle \sim 10$ GeV) et son impulsion transversale au plan du neutrino incident et du lepton primaire est petite (< 1 GeV). Cela suggère que l'hadron père a été produit avec énergie élevée ($E_{H_{qf}} \gg M_{H_{qf}}$) pratiquement dans la direction du transfert d'impulsion Q , et le lepton, par sa direction d'émergence, est associé au vertex hadronique.

Les expérimentateurs sont en mesure de fournir une série de distributions de propriétés physiques telles (nombre d'événements) \times (distribution d'impulsion lepton primaire (secondaire)), (nombre d'événements) \times (distribution angulaire ($\Phi_{\ell_i \ell_j}$)), (rapport événement dilepton) \times (événement un lepton), etc. La référence la plus récente et utile dans ce sujet est [Bak84].

Les quantités qui sont mesurées directement sont les énergies de laboratoire des deux leptons (E_i, E_j), et l'angle de leurs impulsions relatifs au faisceau incident

(θ_i, θ_j) . Dans certains cas l'énergie hadronique E_H est aussi mesurée.

Les contraintes expérimentales introduites dans l'analyse des événements sont l'acceptance angulaire et l'acceptance énergétique. La première, due à la topologie des détecteurs, correspond à l'impossibilité de détecter des leptons dont l'angle relatif à la direction en avant est plus grand qu'un certain θ_0 , variable selon l'expérience. La deuxième contrainte se réfère à la capacité de pénétration du lepton chargé dans la couche de fer, de façon à être enregistré. Ceci implique l'élimination des leptons peu énergétiques. Ces deux coupures se traduisent en termes de variables cinématiques x et y [Seh76], et dans nos calculs l'acceptance expérimentale est incluse dans la forme de coupures dans les limites d'intégration de x et y . À ce point il devient clair que cet effet est additionnel à celui du rescaling que nous avons discuté dans le chapitre précédent, et il va falloir choisir la coupure la plus restrictive dans chaque cas. Ceci est évident dans la mesure que nous voulons comparer les résultats théoriques avec les données expérimentales. Le tableau V.1 présente les coupures qu'il faut introduire. Dans la discussion sur la contribution du bottom cet aspect sera répris.

La distribution de masse effective obtenue expérimentalement [Bak84] est compatible avec la désintégration d'une particule charmée dans les événements $\mu^- e^+$, conformément à la figure V.3.

Coupures expérimentales et théoriques

Energétiques :

$$\text{-énergie } q_f : E_{q_f} > m_{q_f} \rightarrow \delta(yz - \Delta)$$

$$\text{où } \Delta = m_{q_f}/E, \quad z = E_{q_f}/v, \quad y = v/E.$$

Coupe les valeurs supérieures de y .

$$\text{-énergie } l_i \text{ et } l_j : E_l > E_{\min} \rightarrow \delta(yz s - \frac{E_{\min}}{E})$$

$$\text{où } s = E_l/E_{q_f}, \quad y = v/E, \quad z = E_{q_f}/v.$$

Coupe les valeurs inférieures de z .

Angulaires :

$$-\theta_{l_i}, \theta_{l_j} \rightarrow \delta(\rho - \frac{x(1-y)}{y}) \delta(\rho - \frac{xy}{1-y})$$

$$\text{si on appelle } \rho = \frac{1}{2} \frac{E}{M} \theta, \text{ avec}$$

$$\frac{1}{2} \frac{E}{M} \theta_{l_i}^2 = \frac{x(1-y)}{y},$$

$$\frac{1}{2} \frac{E}{M} \theta_{l_j}^2 = \frac{xy}{1-y}.$$

Coupe les valeurs inférieures et supérieures de y
et supérieures de x .

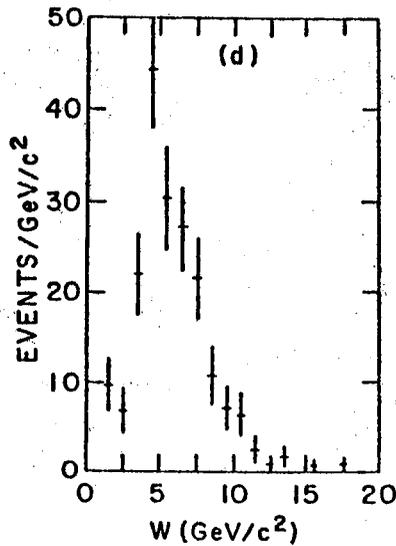


FIGURE V.3

V.2.b - Mécanismes de Production de Dileptons

Les dileptons de différent signe semblent avoir leur origine dans la désintégration d'une particule charmée. Les mécanismes proposés pour expliquer l'origine d'une source hadronique sont la production et désintégration d'une seule particule charmée (méson ou baryon), la production diffractive de mésons vectoriels charmés et la production associée d'une paire de particules charmées par bremsstrahlung de gluon, dont une se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. Les mécanismes suggérés sont montrés respectivement dans la figure V.4a, b et c [Smi78].

La cinématique des événements observés n'est pas compatible avec leur origine dans la production diffractive.

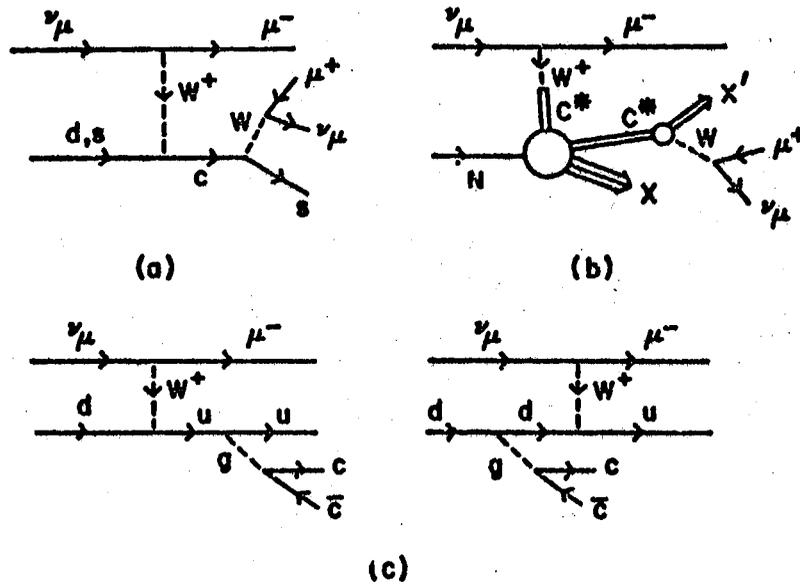


FIGURE V.4

Mécanismes de production de dimuons

a) mécanisme de GIM

b) diffraction

c) bremsstrahlung de gluon

D'autre-part, la production associée prévoit un taux de production identique pour dileptons de même signe et de signe opposé, ce qui est loin d'être en accord avec celui observé. C'est par ces raisons là que le mécanisme de production d'une particule charmée (ou autre contenant un quark lourd) à partir de l'excitation d'un charm est le plus accepté dans l'interprétation phénoménologique des dileptons.

Dans le cas de dileptons de même signe le mécanisme serait en cascade, soit d'abord la production d'un quark b, puis la désintégration de celui-ci en c et, à partir de là, analogiquement au dilepton de signe opposé. Une autre contribution possible aux dileptons de même signe provien-

draît du mélange $B - \bar{B}$ [Ana79], ou $D - \bar{D}$, étant donné que la théorie électrofaible prédit une probabilité non nulle de transformation entre ces particules.

La figure V.5 présente les mécanismes de production et désintégration de c et \bar{b} pour antineutrinos et \bar{c} et b pour neutrinos donnant origine aux dileptons de signe opposé.

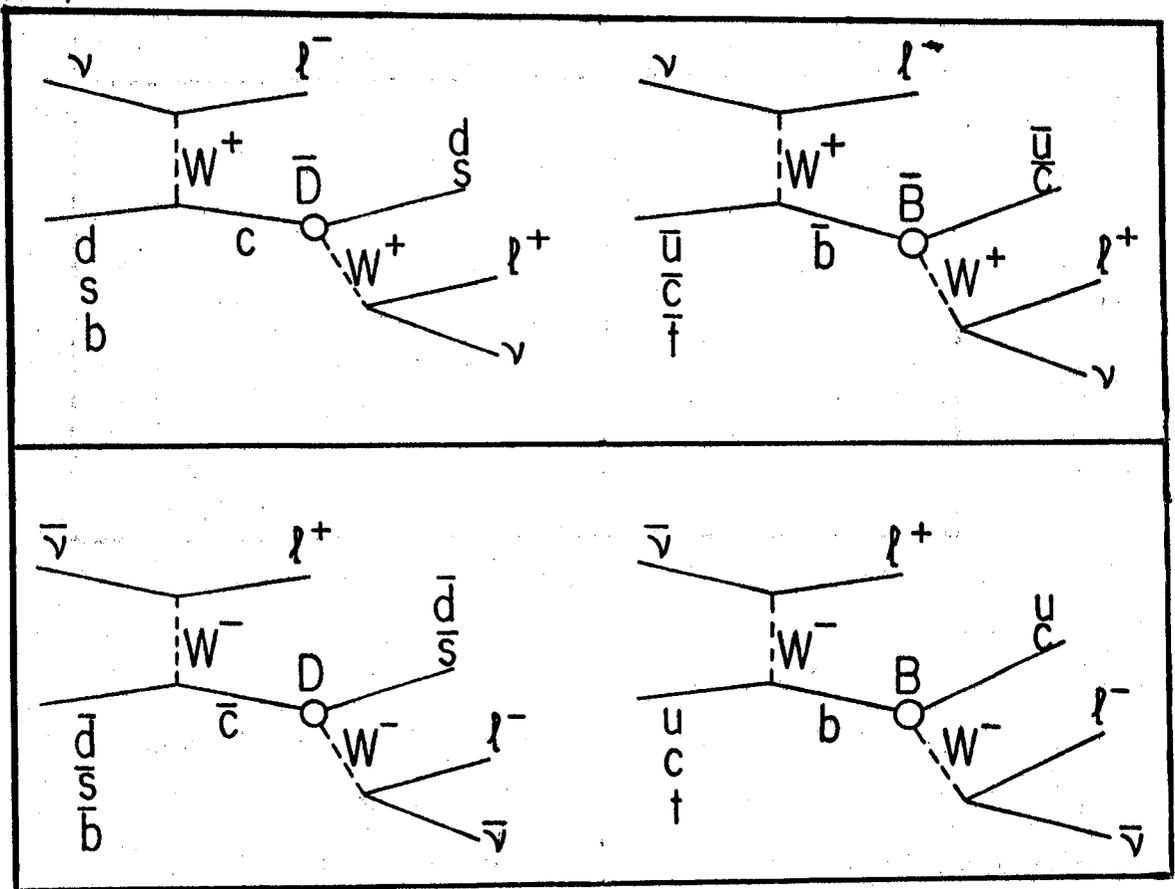


FIGURE V.5

Le mécanisme plus significatif dans la production de dileptons de même signe est montré dans la figure V.6, le mécanisme de cascade $\bar{u}(\bar{c}) \rightarrow \bar{b} \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{D} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l X$, pour neutrinos,

et analogiquement pour antineutrinos.

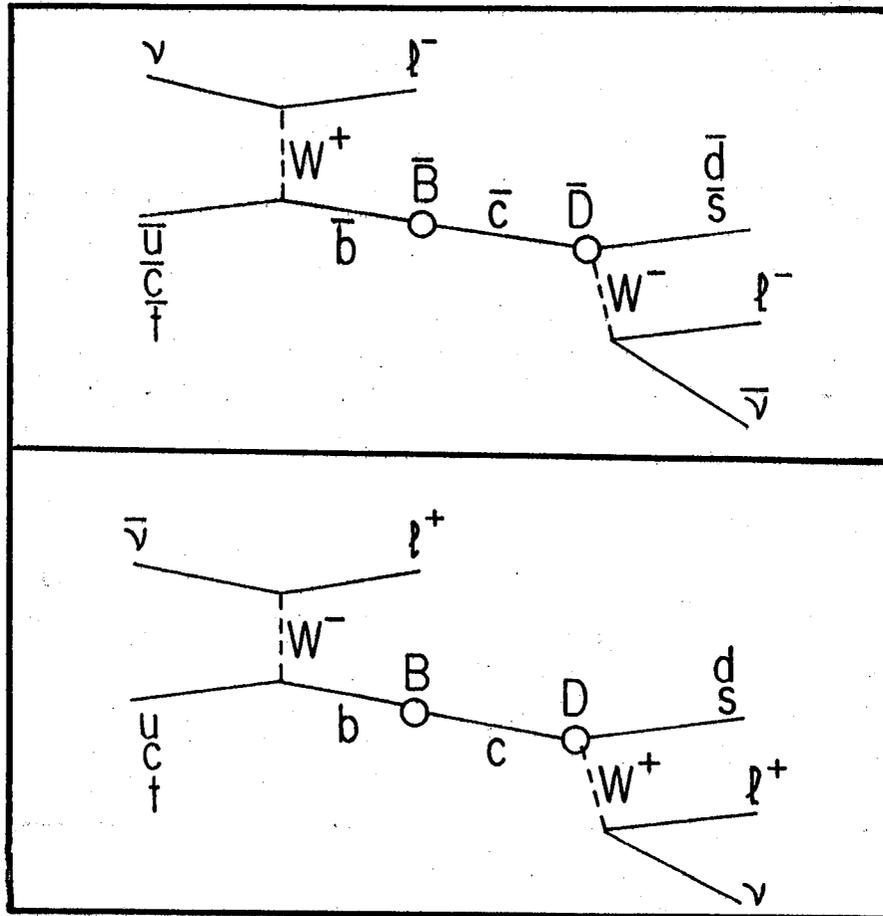


FIGURE V.6

Le mélange $B^0-\bar{B}^0$ peut se produire mais le taux de contribution serait de l'ordre de 10^{-8} [San84] pour la section efficace de dilepton de même signe, quand la valeur expérimentale est de l'ordre de $10^{-4}-10^{-3}$ [Lan84]. Dans la figure V.7 le mécanisme est montré.

De toute façon, les dileptons de même signe sont encore un problème ouvert, les mécanismes théoriques proposés étant incapables d'expliquer les taux observés.

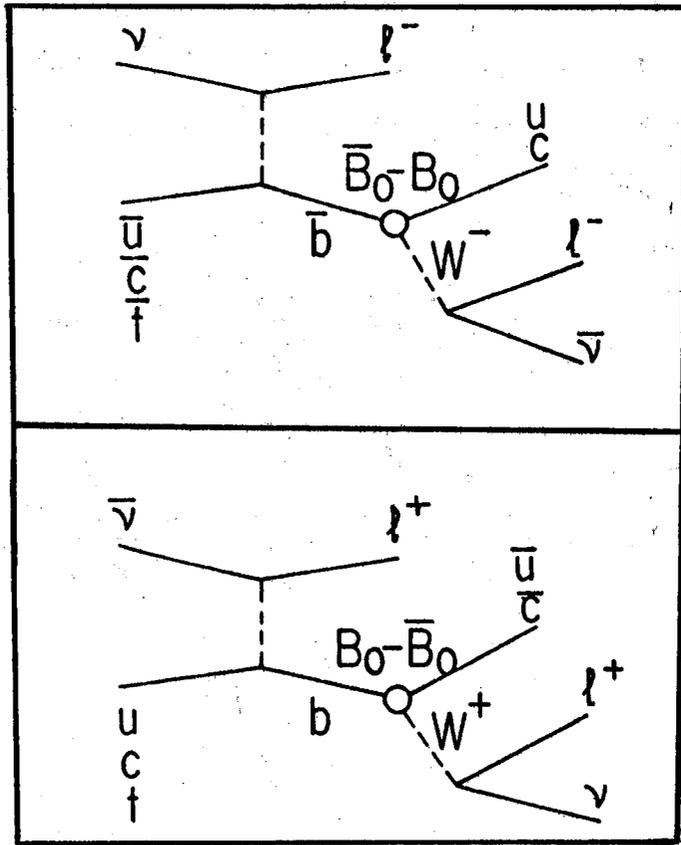


FIGURE V.7

V.3 - La Fragmentation

La manifestation de l'excitation d'un quark dans un processus ne se fait pas par détermination directe du quark isolé, sinon que par la détermination d'un ou de plusieurs hadrons relatifs à ce quark. Le mécanisme par lequel un quark produit un hadron physique, ou s'hadronise, est la fragmentation.

La figure V.8 essaye de montrer [Fie83] la complexité du mécanisme de fragmentation, lequel demande pour sa

description toutes les connaissances acquises dans les théories de jauge puisqu'il s'agit là d'interactions fortes entre les quarks et les gluons de caractère perturbatif et non-perturbatif.

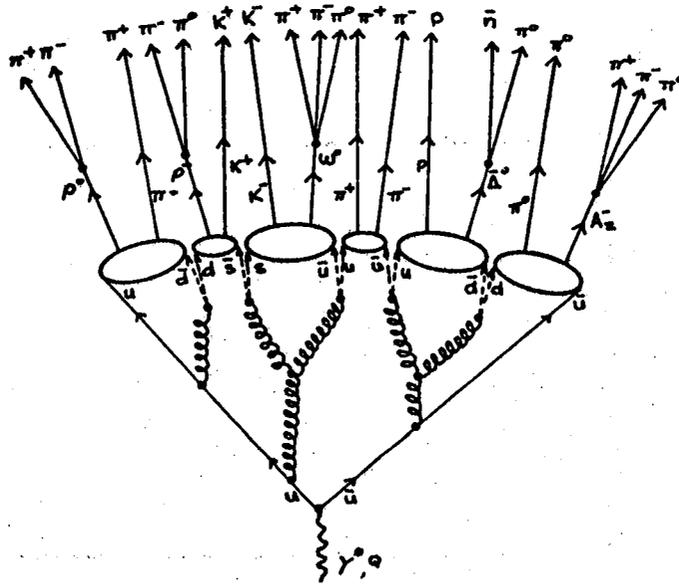


FIGURE V.8

Le modèle phénoménologique usuel pour la fragmentation prédit qu'à mesure que le quark excité s'éloigne des autres partons, les forces qui produisent le confinement engendrent des champs de couleur qui vont créer des paires quark-antiquark, lesquels vont former des singulets de couleur ($q\bar{q}$, qqq). Ces paires ont la même probabilité d'être $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$, dû à la symétrie d'isospin; en conséquence de la masse plus grande les quarks étranges ont une probabilité de production plus petite, et encore avec plus de raison pour les quarks plus lourds. Les singulets de couleur

doivent former les hadrons instables qui donneraient finalement les hadrons observés (π , k , etc). À partir de ce modèle on doit espérer une production plus copieuse de pions, puis de kaons, et finalement, avec une probabilité plus petite, des mésons de quarks lourds. La fragmentation des baryons est encore moins bien connue.

On conclut que le taux de production de hadrons de quarks lourds est déterminée par le taux de production, ou d'excitation, du quark lourd en question, comme montré dans la figure V.9.

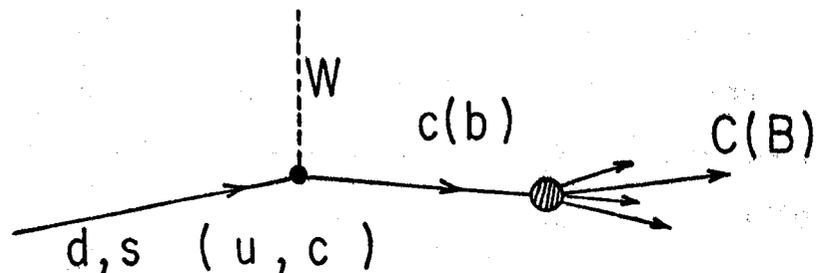


FIGURE V.9

Le mécanisme de fragmentation est, en principe, in dépendant de la forme de production du quark qui donne origine aux hadrons lourds. Cet aspect est intéressant parce qu'il va permettre l'écriture de la section efficace factorisée.

La fragmentation des quarks est un sujet d'extrême importance par son rapport avec la dynamique des interac-

tions fortes dans la constitution des hadrons, le confinement et, en somme, avec la nature même des quarks. Les modèles existants pour la description de l'hadronisation cherchent à déterminer la constante de couplage forte α_s . Il y a des Monte Carlo de QCD qui jouent d'un certain succès aux basses énergies [Fie83], et la méthode de comparaison directe des résultats expérimentaux (souvent de e^+e^-) avec les calculs analytiques de deuxième ordre. Encore une fois, il s'agit de résoudre la partie non-perturbative concernée. Alors, les prédictions, aux énergies actuelles, sont sensibles au schéma de fragmentation utilisée. La quantité et la variété des hadrons changent selon les prémisses théoriques. Nous allons voir que dans notre étude cet aspect joue un rôle secondaire, parce que nous calculons la section efficace totale.

Pour situer la discussion sur les fonctions de fragmentation, il est intéressant de considérer les caractéristiques du lepton secondaire qui a son origine dans l'hadron lourd dans les événements de dileptons. Dans la figure V.10 nous présentons un schéma pour faciliter la visualisation de ce mécanisme basé dans le modèle de partons.

Les hadrons provenant du parton excité sont appelés fragments de courant, et se manifestent comme des particules de haute énergie dans la même direction de Q , avec impulsion transverse petite. Les quark-partons spectateurs se fragmentent également et donnent origine aux fragments du

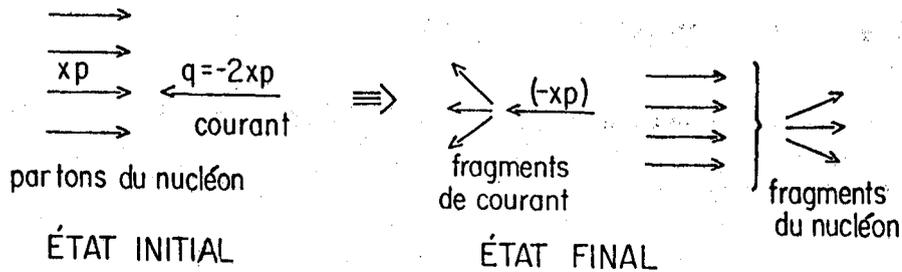


FIGURE V.10

nucléon [Fey72]. Ce mécanisme produit les jets hadroniques.

Quand un quark d'impulsion xp se fragmente en hadrons, chaque hadron porte une fraction de cette impulsion originale. Si on suppose que cette émission doit être invariante d'échelle nous pouvons définir la variable sans dimension qui correspond à la fraction d'impulsion emportée par l'hadron comme étant le rapport invariant de Lorentz

$$z = h_i \cdot p / q \cdot p, \quad (V.5)$$

où h_i et p sont les impulsions du $i^{\text{ème}}$ hadron, et du nucléon, et q est le transfert d'impulsion. Dans le système de laboratoire, z est la fraction de l'énergie totale hadronique emportée par le $i^{\text{ème}}$ hadron, soit $z = E_i / \nu$.

La question de la fragmentation n'ayant pas de solution définitive, nous avons utilisé un traitement phénoménologique [Seh76] dans notre calcul de la contribution de l'excitation des quarks lourds à la production des dileptons.

V.3.a - Les Fonctions de Fragmentation

La considération de la fragmentation conduit à l'expression de la section efficace différentielle

$$\frac{d^3\sigma(q_f)}{dx dy dz} = \frac{d^2\sigma(q_f)}{dx dy} \cdot D_{H(q_f)}(z) \quad (V.6)$$

où $D_{H(q_f)}(z)$ est une fonction phénoménologique appelée fonction de fragmentation, et correspond à la probabilité de trouver un hadron H, provenant du quark q_f , avec fraction d'impulsion entre z et $z+dz$. Cette probabilité est indépendante de la manière de production de q_f et doit dépendre uniquement de la saveur de q_f et du type d'hadron produit.

Étant donné que l'impulsion de tous les hadrons doit être égale à celle du quark q_f , on a

$$\sum_H \int_{z_{\min}}^1 z D_{H(q_f)}(z) dz = 1 \quad (V.7)$$

où

$$z_{\min} = \frac{m_{q_f}}{Ey} \quad (V.8)$$

La quantité

$$\langle n_H(q_f) \rangle = \int_{z_{\min}}^1 D_{H(q_f)}(z) dz \quad (V.9)$$

est le nombre moyen de particules $H(q_f)$ qui proviennent de q_f avec $z > z_{\min}$.

Comme la production d'un seul hadron lourd par événement est la plus probable, il est utile d'introduire la normalisation

$$1 = \int_{z_{\min}}^1 D_{H(q_f)}(z) dz \quad (V.10)$$

où z_{\min} dépend de la cinématique du processus, qui, comme on l'a vu, va imposer des seuils.

La fonction $D(z)$ est usuellement paramétrisée de façon à se comporter comme z^{-1} quand $z \rightarrow 0$, et s'annuler comme une puissance de $(1-z)$ quand $z \rightarrow 1$, selon les mesures des multiplicités des particules π et D dans les interactions lepton-hadron et e^+e^- [Bar75, Rap78].

Il est évident que dans le calcul d'une distribution en z , la fonction choisie joue un rôle important dans le résultat, surtout dans l'extrême inférieur. Comme nous calculons une intégrale en z , considérant les coupures déjà discutées, l'important est la région de calcul de σ , et celle-là a été normalisée.

En suivant ce comportement, nous avons testé les fonctions de fragmentation $D(z) = \exp[-3z]$ (---), $D(z) = \text{constante}$ (—), $D(z) = \delta(z-1/m_{q_f})$ (···). Ces formes fonctionnelles, en ce qui concerne la section efficace totale, donnent pratiquement le même résultat. Ceci est conséquence de la normalisation, mais il faut aussi considérer les contraintes cinématiques imposées sur la variable z , dans la limite inférieure z_{\min} , provenant de contraintes sur y .

La figure V.11 montre schématiquement comme varient les fonctions de fragmentation proposées.

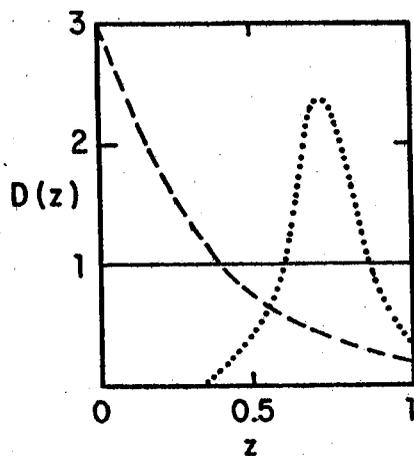


FIGURE V.11

Il faut souligner que ceci est un problème ouvert, car il existe pratiquement des données concrètes que pour $D^\pi(z)$. Une des manières d'inférer quelle est la fonction la plus représentative consiste dans l'analyse des distributions cinématiques finales, en fonction de $D(z)$. L'angle azimuthal $\phi(l_i^\mp, l_j^\pm)$ et $\langle E_{l_j} \rangle$, l'énergie du lepton lent, ne sont pas sensibles à la dépendance en z ; par contre, la distribution $E_{l_j} / (E_H + E_{l_j})$ en est sensible. C'est à partir de ce type d'analyse que les fonctions qui augmentent quand $z \rightarrow 1$ ont été éliminées.

V.4 - Désintégration Hadronique Semileptonique

Comme dernière étape du processus il y a la désintégration du hadron $H(q_f)$, dont est considérée comme dominante [Seh76] la désintégration semileptonique

$$H(q_f) \rightarrow \ell^{+(-)} \bar{\nu}_\ell (\bar{\nu}_\ell) X, \quad (V.11)$$

conforme la figure V.12.

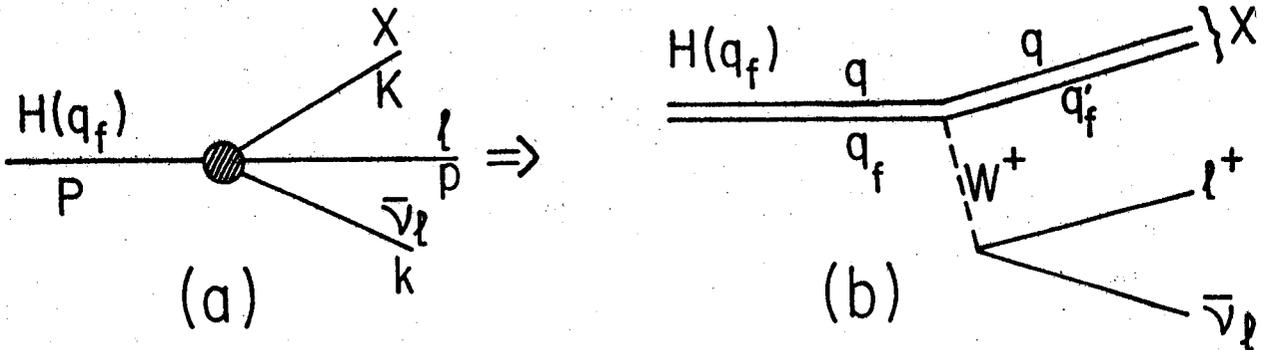


FIGURE V.12

La désintégration purement leptonique est proportionnelle à m_ℓ^2 et, peut donc être en général négligée.

Si le vertex leptonique est bien connu dans la théorie des interactions électrofaibles, ceci n'est pas le cas pour le vertex hadronique, comme on l'a vu dans le chapitre II.

Pour le calcul du spectre de désintégration on suppose une interaction locale courant-courant entre leptons et hadrons, soit une interaction de type V-A entre quatre fermions, $q_f \rightarrow q_f' + \ell^+ + \bar{\nu}_\ell$, conformément à la figure V.12.b, où q agit comme spectateur.

Nous avons calculé le spectre sans négliger les masses des quarks q_f et q_f' , identifiées aux masses des hadrons, et le résultat est

$$\frac{1}{\tau} \frac{d^3\tau}{d^3p} = \frac{24}{\pi M_H^6} \left[p \cdot P \frac{(M_H^2 - 2p \cdot P - M_X^2)}{(M_H^2 - p \cdot P)} \right] \cdot \left[1 - \frac{8M_X^2}{M_H^2} + \frac{8M_X^6}{M_H^6} - \frac{M_X^8}{M_H^8} - 12 \frac{M_X^4}{M_H^4} \ln \frac{M_X^2}{M_H^2} \right]^{-1} \quad (V.12)$$

Dans l'approximation de masses nulles à l'état final il résulte le spectre

$$\frac{1}{\tau} \frac{d^3\tau}{d^3p} = \frac{24}{\pi M_H^6} p \cdot P \frac{(M_H^2 - 2p \cdot P)}{M_H^2 - p \cdot P} \quad (V.13)$$

Cette expression peut être simplifiée dans le cas ultrarelativistique, dont l'énergie du quark q_f est ν , l'hadron $H(q_f)$ est colinéaire à q_f et sa fraction d'énergie est $z = E_{H_C}/\nu$, et on néglige l'impulsion transversale du lepton secondaire. Ainsi faisant, on obtient [Seh76]

$$\frac{1}{\tau} \frac{d^3\tau}{d^3p} = H(s) = 6(1-s^2) - 4(1-s^3) \quad (V.14)$$

pour la désintégration semileptonique de trois corps, V-A, où $s = E_{\ell_j}/E_H$.

Finalement, le processus $\nu N \rightarrow \ell_i \ell_j X$, factorisé comme indiqué dans la figure V.13, a la section efficace différentielle

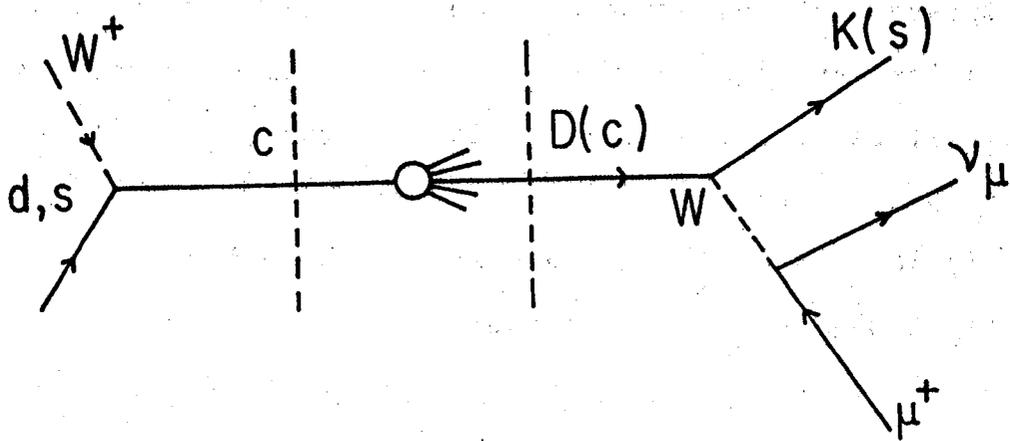


FIGURE V.13

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz d\xi} = \frac{d^2\sigma(q_f)}{dx dy} D(z) H(\xi) B \quad (V.15)$$

où B est le rapport de branchement de la désintégration semi-leptonique du hadron.

Dans le cas spécifique des mésons charmés, on a $B(D^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu K) \sim 10\%$.

En possédant les moyens de traiter les processus dileptoniques, il nous a paru intéressant de calculer la contribution de l'excitation bottonique dans la formation des dileptons.

L'excitation bottonique dans les réactions à neutrinos est expliquée en termes du modèle standard six quarks. L'analyse des processus dileptoniques que nous avons réalisée est basée sur le modèle d'excitation de quarks avec les attributions :

i) effets de suppression dus aux restrictions cinématiques

- imposées par les masses des quarks lourds (c, b, t);
- ii) les fonctions de distribution des quarks sont des paramétrisations qui considèrent des corrections de QCD de premier et deuxième ordre;
- iii) les fonctions de fragmentation type $D(z) \rightarrow 0, z \rightarrow 1$ donnent des résultats similaires pour les sections efficaces;
- iv) la valeur expérimentale moyenne de 9% a été utilisée pour le rapport de branchement semileptonique du charm [Woj78];
- v) la désintégration semileptonique du hadron $H(q_f)$ est décrite par une interaction V-A de quatre fermions;
- vi) les coupures expérimentales ont été considérées ($\theta_i, \theta_j, E_i, E_j$).

Le rapport de dilepton est donné finalement par

$$R(q_f) = \frac{1,53}{\sigma^v(\bar{v})} \int_a^b dy \cdot \int_0^c dx \cdot F(x, \xi(q_i, q_f), Q^2) \cdot \int_d^1 dz \cdot D(z) \cdot \int_e^{\delta} dp_0 \cdot H(p_0) \quad (V.16)$$

où les limites d'intégration sont

$$a = \frac{(m_{q_f} + m_{q_i})^2 - M^2}{2ME} \quad (V.16.a)$$

$$b = 1 - E_j/E \quad (V.16.b)$$

$$c = \min \left(\frac{y}{1-y} \frac{E\theta_1^2}{2M}, \frac{1-y}{y} \frac{E\theta_1^2}{2M}, \left[1 - \frac{(m_{q_f} + m_{q_i})^2 - M^2}{2ME} \right] \right) \quad (V.16.c)$$

$$d = \frac{m_{q_f}}{E_y} \quad (\text{V.16.d})$$

$$e = E_j \quad (\text{V.16.e})$$

$$\delta = E_H + \frac{[E_H^2 - m_{q_f}^2]^{1/2}}{2} \quad (\text{V.16.f})$$

V.5 - La Contribution du Bottom

Dans la généralisation au quark b, l'un des aspects fondamentaux réside dans les couplages provenant de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

La production du quark b dominante, à partir d'un quark de valence, est

$$\bar{\nu} + u \rightarrow \mu^+ + b \quad (\text{V.17})$$

avec le couplage $|s_1 s_3|^2$.

Les autres contributions sont dues aux transitions

$$\begin{aligned} \bar{\nu} c \rightarrow \mu^+ b &\propto |c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta}|^2 \\ \bar{\nu} t \rightarrow \mu^+ b &\propto |c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta}|^2 \\ \nu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{b} &\propto |s_1 s_3|^2 \\ \nu \bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{b} &\propto |c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta}|^2 \\ \nu \bar{t} \rightarrow \mu^- \bar{b} &\propto |c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta}|^2 \end{aligned} \quad (\text{V.18})$$

où $|\sin \theta_3|$ a été pris comme $< 0,5$ [Bar79]. Nous avons négligé la mer de t . De cette manière il a été possible d'obtenir une limite supérieure du rapport de la contribution de l'excitation du quark b et de la contribution de l'excitation du quark c dans la production de dileptons dans les réactions antineutrino-nucléon.

Le rapport est donné par

$$R = \frac{\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + b}{\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + \bar{c}} \quad (\text{V.19})$$

et le résultat, montré dans la figure V.14, est que la limi-

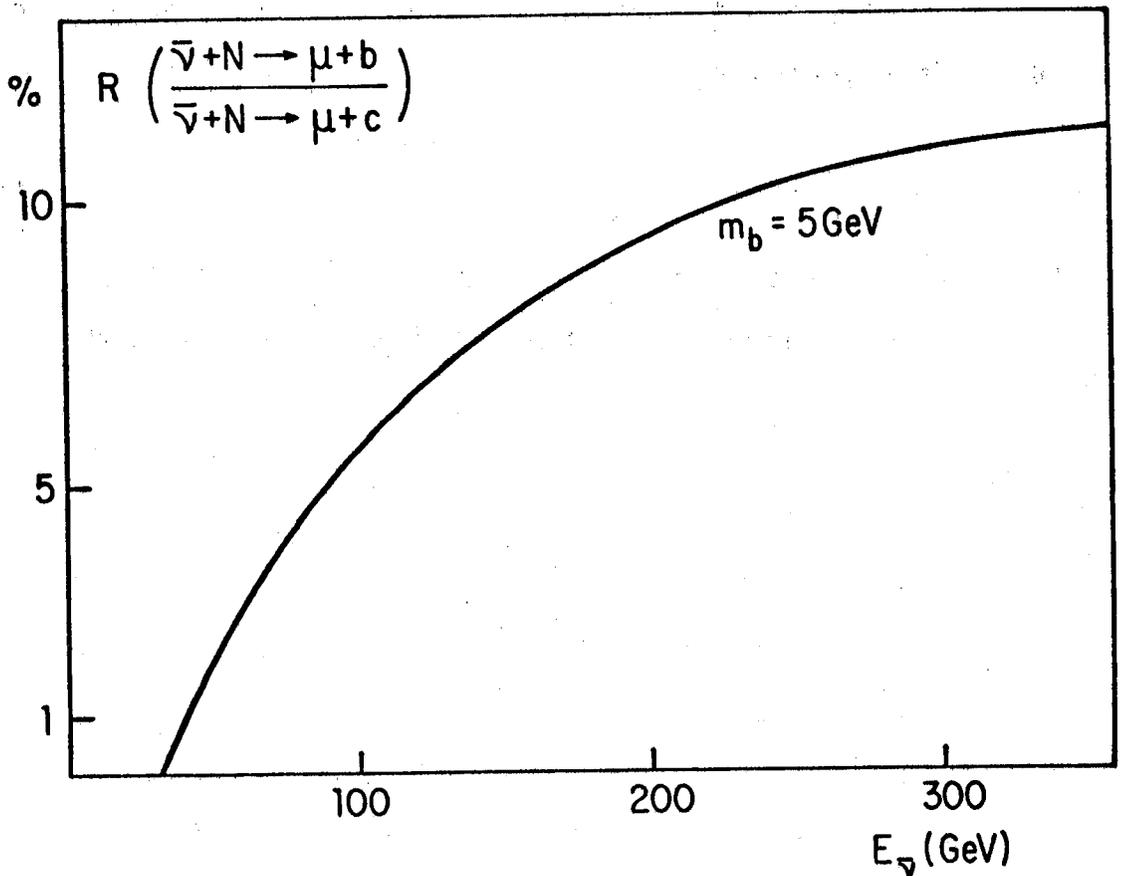


FIGURE V.14

te supérieure de la contribution du quark b dans ces événements, suivant le modèle qui a été développé, serait de 10%. Dans le cas de neutrinos ce rapport est négligeable.

Nous avons aussi obtenu le rapport entre les sections efficaces de dileptons et sections efficaces d'un muon

$$R = \frac{\sigma(2 \text{ leptons})}{\sigma(\mu)} \quad (V.20)$$

pour les réactions antineutrino-nucléon.

Nos résultats sont comparés avec les données de CDHS et FHOPRW [Gro79, Hon77], dans la figure V.15 pour $\sigma(2\mu)/\sigma(1\mu)$ en fonction de l'énergie de l'antineutrino incident, avec coupures expérimentales.

Ces résultats ont été obtenus avec les couplages donnés en V.18 et en considérant le rapport de branchement de $b \rightarrow c$ de l'ordre de 30%.

Nous nous sommes préoccupés d'obtenir ces résultats en considérant maintenant les paramètres de mélange plus récents, selon le chapitre IV, aussi bien que le rapport de branchement plus actualisé pour $b \rightarrow c$ de l'ordre de 12% [Can 85a].

Le tableau V.2 montre la variation de R pour \bar{c} et b , et il est clair que la contribution de b à ce rapport est de l'ordre de 5% au maximum aux énergies élevées, pour les antineutrinos.

Les résultats de R sont obtenus par rapport aux

deux paramétrisations [Agu83] et [Duk84].

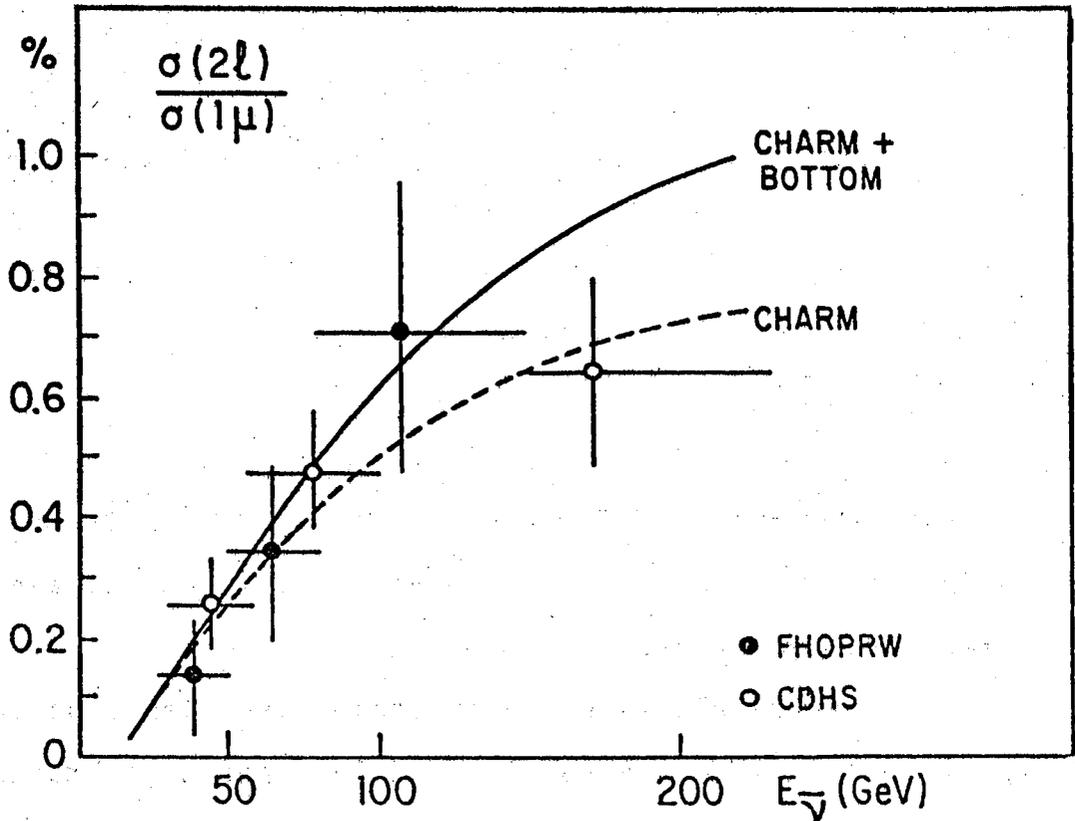


FIGURE V.15

Pour les neutrinos les résultats sont présentés dans le tableau V.3, pour les paramétrisations [Agu83] et [Duk84]. Dans le cas de neutrinos, la contribution du bottom est négligeable par rapport au charm.

La comparaison avec l'expérience est montrée dans la figure V.16, où en a) nous trouvons les résultats expérimentaux déjà acquis, sans coupures d'impulsion, et en b) avec coupures d'impulsion [Bak84].

$\bar{v} N$				
$\sigma(2l)/\sigma(1l)$				
E	\bar{c}		b	
	[Agu83]	[Duk84]	[Agu83]	[Duk84]
20	$0,56 \times 10^{-3}$	$0,33 \times 10^{-3}$	$0,86 \times 10^{-8}$	$0,69 \times 10^{-7}$
40	$0,12 \times 10^{-2}$	$0,23 \times 10^{-2}$	$0,68 \times 10^{-6}$	$0,29 \times 10^{-5}$
60	$0,16 \times 10^{-2}$	$0,44 \times 10^{-2}$	$0,21 \times 10^{-5}$	$0,71 \times 10^{-5}$
80	$0,19 \times 10^{-2}$	$0,61 \times 10^{-2}$	$0,36 \times 10^{-5}$	$0,10 \times 10^{-4}$
100	$0,22 \times 10^{-2}$	$0,77 \times 10^{-2}$	$0,49 \times 10^{-5}$	$0,13 \times 10^{-4}$
200	$0,27 \times 10^{-2}$	$0,12 \times 10^{-1}$	$0,98 \times 10^{-5}$	$0,22 \times 10^{-4}$
300	$0,30 \times 10^{-2}$	$0,14 \times 10^{-1}$	$0,12 \times 10^{-4}$	$0,27 \times 10^{-4}$
400	$0,31 \times 10^{-2}$	$0,16 \times 10^{-1}$	$0,14 \times 10^{-4}$	$0,31 \times 10^{-4}$
500	$0,32 \times 10^{-2}$	$0,17 \times 10^{-1}$	$0,15 \times 10^{-4}$	$0,35 \times 10^{-4}$

TABLEAU V.2

νN				
$\sigma(2\ell)/\sigma(1\ell)$				
E	c		\bar{b}	
	[Agu83]	[Duk84]	[Agu83]	[Duk84]
20	$0,11 \times 10^{-2}$	$0,29 \times 10^{-2}$	$0,17 \times 10^{-10}$	$0,12 \times 10^{-10}$
40	$0,21 \times 10^{-2}$	$0,50 \times 10^{-2}$	$0,31 \times 10^{-8}$	$0,11 \times 10^{-8}$
60	$0,27 \times 10^{-2}$	$0,64 \times 10^{-2}$	$0,18 \times 10^{-7}$	$0,20 \times 10^{-7}$
80	$0,31 \times 10^{-2}$	$0,74 \times 10^{-2}$	$0,51 \times 10^{-7}$	$0,94 \times 10^{-7}$
100	$0,34 \times 10^{-2}$	$0,82 \times 10^{-2}$	$0,98 \times 10^{-7}$	$0,23 \times 10^{-6}$
200	$0,40 \times 10^{-2}$	$0,10 \times 10^{-1}$	$0,39 \times 10^{-6}$	$0,15 \times 10^{-5}$
300	$0,43 \times 10^{-2}$	$0,11 \times 10^{-1}$	$0,64 \times 10^{-6}$	$0,31 \times 10^{-5}$
400	$0,44 \times 10^{-2}$	$0,12 \times 10^{-1}$	$0,84 \times 10^{-6}$	$0,47 \times 10^{-5}$
500	$0,45 \times 10^{-2}$	$0,13 \times 10^{-1}$	$0,1 \times 10^{-5}$	$0,61 \times 10^{-5}$

TABLEAU V.3

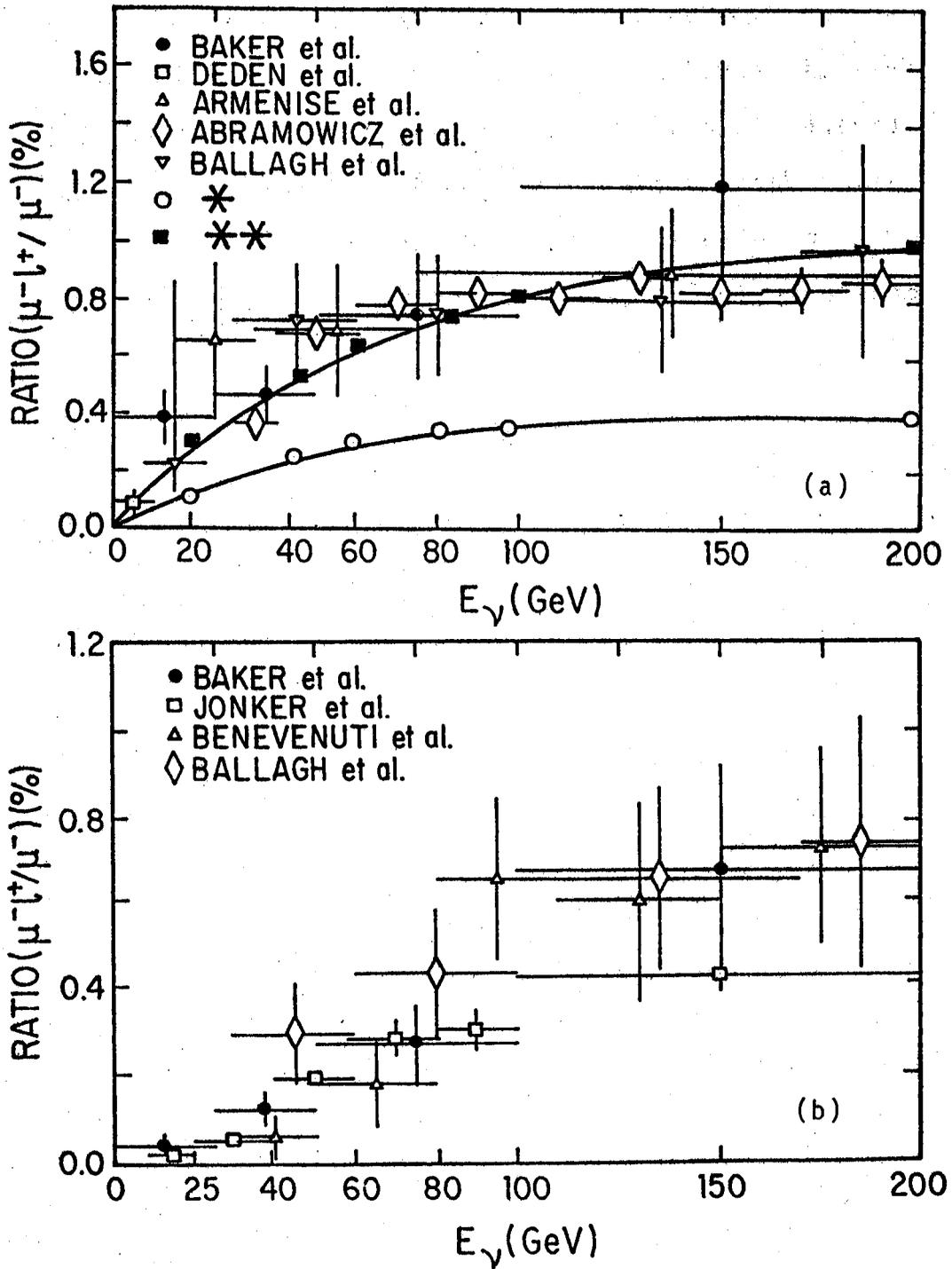


FIGURE V.16

* Nos résultats avec [Agu83].

** Nos résultats avec [Duk84].

Nos résultats sans coupures expérimentales, cette fois-ci, semblent être en accord avec l'expérience dans le domaine cinématique couvert, quand il s'agit de la paramétrisation dépendant de QCD [Duk84]. Encore la contribution du quark b ne représente pas de contribution significative. Le modèle employé décrit convenablement le processus étudié.

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE V

- [Fie83] R.D.Field, Fragmentation Phenomenology, Cornell Preprint, 1983.
- [Ben75] A.Benvenuti et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 419; 35 (1975) 1199; 35 (1975) 1203; 35 (1975) 1249.
- [Bak84] N.J.Baker et al., Preprint BNL - 34881.
- [Haa83] A.Haatuft et al., Nucl.Phys. B222 (1983) 365.
- [Lan84] P.Langacker, Proc. XXII Int.Conf.High Energy Physics, Leipzig, 1984.
- [San84] E.M.Santangelo, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de La Plata, 1984.
- [Seh76] L.M.Sehgal and P.M.Zerwas, Nucl.Phys. B109 (1976).
- [Can80b] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, Lett.Nuovo Cimento 27 (1980) 189.
- [Can79] C.A.Garcia Canal, M.B.Gay Ducati and J.A.Martins Simões, $\bar{\nu}$ Events at the ABBLS Collaboration - Rapport Interne PT-CRN 1979.
- [Can85a] C.A.Garcia Canal, M.B. Gay Ducati and E.M.Santangelo, Phys. Rev. D, 31 (1985) 2748.
- [Smi78] J.Smith, SUNY-Stonybrook preprint (1978).
- [Ana79] G.Anastaze and C.A.Savoy, Zeits. für Phys.C 2 (1979) 133.
- [Fey72] R.P.Feynman, Photon Hadron Interactions, Benjamin, 1972.
- [Bar75] S.Barish et al., ANL-HEP-CP-75-39 (1975).
- [Rap78] P.A.Rapidis et al., SLAC-PUB-2184 (1978).
- [Seh84] L.M.Sehgal and P.M.Zerwas, Nucl.Phys. B234 (1984)61

- [Woj78] S.Wojcicki, Proc.Summ.Inst. on Part.Phys., by M.C. Zipf, Stanford, Cal., 1978.
- [Bar79] V.Barger et al., Phys.Rev.Lett. 42 (1979) 1585.
- [Gro79] H.G.de Groot et al., Zeits.Phys.C 1 (1979) 143.
- [Hol77] M.Holder et al., Phys.Lett.A 69 (1977) 377.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS

Les conclusions partielles de ce travail ont été présentées au fur et à mesure au long des chapitres. Nous voulons commenter ici les résultats principaux qui ont été atteints.

Il est intéressant de souligner le succès dans l'obtention d'une compréhension globale de la problématique de la phénoménologie des interactions profondément inélastiques électromagnétiques et faibles avec participation des interactions fortes.

Ceci est constatée initialement dans le calcul de la section efficace différentielle pour la DPI avec lepton primaire massif, laquelle est composée de deux termes: le premier indépendant de la masse leptonique et équivalent au résultat usuel pour la section efficace pour la DPI sans considération des masses, et le deuxième proportionnel à la masse du lepton. Ce terme est fonction de deux autres fonctions de structure, W_4 et W_5 , absentes dans le cas usuel. Il implique donc, qui aux énergies suffisamment élevées ces termes peuvent engendrer une diminution de la section efficace différentielle dans les régions de x et y petits. Ce résultat est intéressant dans le cas de la réaction $\nu_T N \rightarrow \tau X$, pourtant pas encore observée.

L'étude des sections efficaces est en rapport avec

l'étude des fonctions de structure et il reste encore la difficulté de déterminer expérimentalement F_2 indépendamment de $R = \sigma_L/\sigma_T$. Nous avons proposé un algorithme avec le but d'obtenir cette indépendance et d'inférer des effets autres que ceux de la QCD perturbative. Cette question est d'extrême actualité et est en rapport avec les effets de QCD non perturbative et avec l'effet EMC que nous commentons par la suite.

La détermination des taux d'excitation des quarks lourds a été objet de notre étude et les résultats obtenus avec identification de chaque canal de production. Les valeurs ainsi obtenues sont fort utiles dans les estimations des taux de production des dileptons de signe différent et de même signe dans les interactions νN . En plus nous avons introduit la variable de rescaling lent proprement, avec considération des masses des quarks initial et final. Ceci est d'importance capitale dans le résultat, surtout quand le quark initial est lourd. Nos résultats sont obtenus avec considération des effets de QCD.

Finalement nous avons étudié la production de dileptons de signe différent dans les réactions νN , en déterminant explicitement la contribution du quark c et du quark b à ces événements, tant par neutrinos comme par antineutrinos. Les résultats obtenus sont très en accord avec les résultats expérimentaux quand on considère des effets de QCD.

Le modèle d'excitation de quark dans les réactions νN semble être très convenable dans l'explication de la plupart des résultats expérimentaux. Cependant, il reste des ques

tions phénoménologiques ouvertes que nous voulons signaler.

D'abord le taux de production de dileptons de même signe est [Lan84]

$$R = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \mu - \mu - X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu - X)} \cong 10^{-3} - 10^{-4}, \quad (\text{VI.1})$$

et les modèles proposés pour leur production sont le bremsstrahlung de gluon, la fusion de gluon et le charm intrinsèque, montrés respectivement par les diagrammes de la figure VI.1, avec les rapports correspondants.

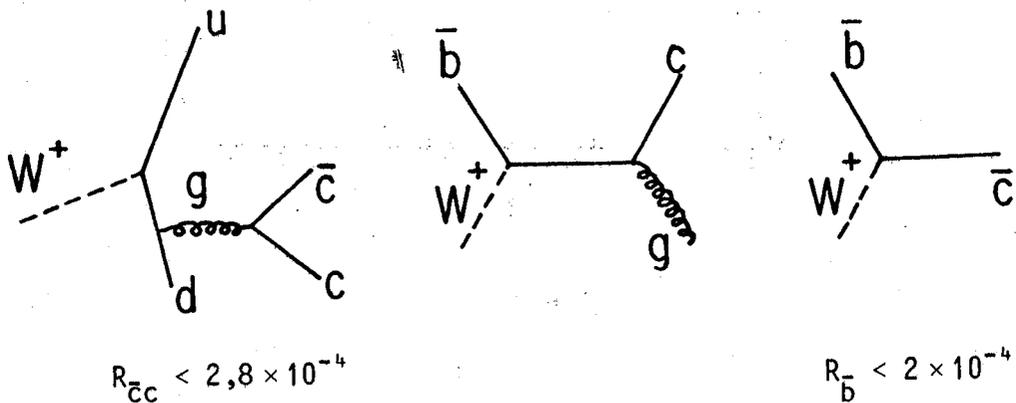


FIGURE VI.1

Les données expérimentales sont un ordre de grandeur supérieur aux propositions théoriques, ce qui est montré dans la figure VI.2.

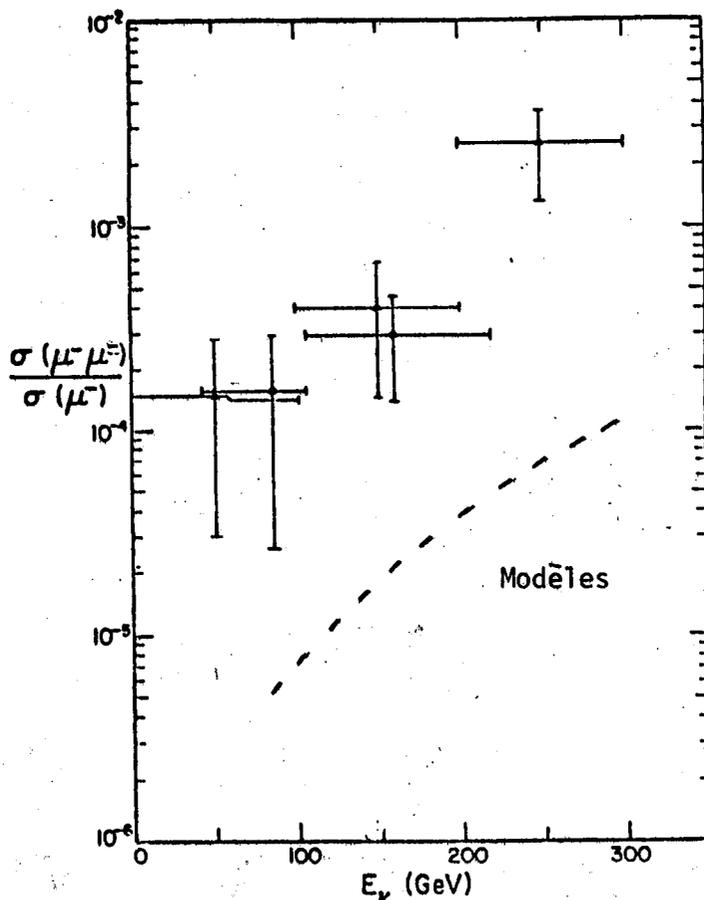


FIGURE VI.2

En ce qui concerne les fonctions de structure dans des DPI nous avons l'effet EMC qui est l'éloignement de l'unité du rapport

$$R^A(Q^2, x) = \frac{2}{A} \frac{F_2^A(Q^2, x)}{F_2^D(Q^2, x)} \neq 1 \quad (\text{VI.2})$$

dans les expériences avec muon, et ensuite d'électrons sur nucléons de cible de nombre atomique (A) différents. Il semble que les distributions de quarks $q(x, Q^2)$ à Q^2 fixe sont plus

grandes à petites valeurs de x et plus petites à grandes valeurs de x pour un nucléon dans un noyau que pour un nucléon libre. De là il résulte que les effets nucléaires ne sont pas négligeables dans les DPI, et en plus les effets usuels tels le mouvement de Fermi ou l'effet d'ombre [Can84], ou encore des corrections dues aux twists plus élevés ne sont pas satisfaisantes une fois que l'effet se présente indépendamment de Q^2 . Les données du CERN et du SLAC pour électrons sont en accord. Pour ce qui concerne les neutrinos la situation est moins claire puisque le rang de Q^2 étudié est moins étendu, mais il semble que l'effet soit aussi présent. D'autre-part, l'effet serait aussi à considérer dans le rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ [Sav84].

Nous n'avons pas jusqu'à présent une compréhension du spectre de masse des quarks et des leptons, ni des mélanges entre les différentes saveurs de quarks. Aussi le nombre de paramètres requis par la théorie est de l'ordre de 20. Il existe la supposition qu'aux énergies plus élevées les mécanismes dynamiques responsables pour la génération des masses puissent se révéler comme une théorie sous-jacente. Aussi il peut s'avérer que les leptons puissent être de nature composée. Nous nous sommes préoccupés du problème de sous composantes d'un point de vue purement phénoménologique, basé sur l'analogie présentée par certaines différences de masses mésoniques dans le secteur leptonique [Lei75, Gay79], en introduisant une structure du type $\ell \nu(\bar{q}_1 q_2 L)$, où q correspond à un quark et L à un lepton lourd neutre. La recherche dans ce domaine est très fertile et il est courant aujourd'hui d'admettre que les leptons puis

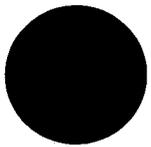
sent être de nature composée, et pour garantir la validité du modèle standard, la QED impose des limites expérimentales à une structure leptonique de l'ordre de 10^{-16} cm [Lee81], ce qui équivaut à une échelle d'énergie de ~ 1 TeV [Eic84]. De même pour les quarks, dont une structure ne pouvait pas se révéler, selon les modèles de grande unification, avant 10^{-29} cm [Sim81]. Il y a des propositions de modèles supersymétriques de sous composantes [Boc84] mais cela est très spéculatif.

De là nous pouvons conclure que les aspects phénoménologiques décrits dans ce travail sont bien expliqués par le modèle de partons avec effets de QCD perturbative pour l'excitation de quark, ce qui nous permet de comparer les résultats théoriques avec les données en obtenant un accord considérable. D'autre-part certains aspects très récents de la phénoménologie semblent mettre en évidence le besoin d'un élargissement de ce modèle de façon à inclure des effets nucléaires, des effets de sous-composantes et des effets de QCD non-perturbative.

RÉFÉRENCES DU CHAPITRE VI

- [Can84] C.A.Garcia Canal et al., Phys.Rev.Lett. 53 (1984).
- [Sav84] I.A.Savin and G.I.Smirnov, Phys.Lett.B 145 (1984) 438.
- [Lei75] J.Leite Lopes, Rev.Bras.Fís. 5 (1975) 37.
- [Gay79] M.B.Gay Ducati, J.Leite Lopes and J.A.Martins Simões, Lett.Nuovo Cim. 24 (1979) 432.
- [Lee81] T.D.Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory, Harwood Academic Publishers, 1981.
- [Eic84] E.Eichten et al., Rev.Mod.Phys. 56 (1984) 579.
- [Sim81] J.A.Martins Simões, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Strasbourg, 1981.
- [Boc84] R.Bock, XXII Int.Conf.High Energy Physics, Leipzig, 1984.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1986**



UFRGS

SABi



05103605