



HAL
open science

Etude des multiplicités chargées et de la double diffusion dans les interactions pd de 3 à 15 GeV/c : aspects généraux des réactions d'annihilation

Marie-Eve Michalon-Mentzer

► **To cite this version:**

Marie-Eve Michalon-Mentzer. Etude des multiplicités chargées et de la double diffusion dans les interactions pd de 3 à 15 GeV/c : aspects généraux des réactions d'annihilation. Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1979. Français. NNT: . tel-00396296

HAL Id: tel-00396296

<https://theses.hal.science/tel-00396296>

Submitted on 17 Jun 2009

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

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



A2

05 DEC. 1979

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050465

C1

C.R.N.

centre de recherches nucléaires de Strasbourg

Thesis-1979-Michalon-Mentzer

N° d'Ordre
1179

CRN/HE 79-16

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Marie-Eve MICHALON - MENTZER

**ETUDE DES MULTIPLICITES CHARGÉES ET DE LA DOUBLE DIFFUSION
DANS LES INTERACTIONS $p\bar{d}$ DE 3 A 15 GeV/c.
ASPECTS GÉNÉRAUX DES REACTIONS D'ANNIHILATION.**



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

N° d'ordre
1179

CRN/HE 79-16

THESE

présentée

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

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Marie-Eve MICHALON - MENTZER

**ETUDE DES MULTIPLICITES CHARGEES ET DE LA DOUBLE DIFFUSION
DANS LES INTERACTIONS $\bar{p}d$ DE 3 A 15 GeV/c.
ASPECTS GENERAUX DES REACTIONS D'ANNIHILATION.**

Soutenue le 15 Juin 1979 devant la Commission d'Examen:

Mme. D.MAGNAC

Président

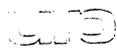
MM. J.LEITE LOPES

A.FRIDMAN

A.ASTIER

F.MULLER

} *Examineurs*



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

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

U.E.R. DE SCIENCES EXACTES

U.E.R. de Mathématiques

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

Directeur : **Vazgain AVANISSIAN**
Directeur : **Jean DEHAND**
Directeur : **Jean José FRIED**
Directeur : **Yves BOULANGER**
Directeur : **Michel TARDY**
Directeur : **Constant WIPPLER**
Directeur : **Marc DAIRE**
Directeur : **Alphonse FLORSCH**
Directeur : **Alexandre ROCHE**

DOYENS HONORAIRES : P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

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

MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE : R.WEIL.

PROFESSEURS

J.P. ADLOFF	Chimie Nucléaire	D. FOATA	Mathématiques	G. MONSONEGO	Physique Théorique
R. ARMBRUSTER	Physique	E. FOLLENIUS	Zoologie	B. MORIN	Mathématiques I
V. AVANISSIAN	Analyse Supérieure	J.J. FRIED	Méc. des Fluides	G. OURISSON	Chimie
F. BECKER	Physique Mathématique	D. FROELICH	Chim.Gén.Chim.Phys.	J.P. RAMIS	Mathématiques Générales
Cl. BENEZRA	Dermato-Chimie	A. FUCHS	Mécanique rationnelle	G. REEB	Topologie
H. BENOIT (dét.)	Physicochim.Macromol.	A. GAGNIEU	Botanique	Ph. RICHARD	Physiologie Animale
P. BENVENISTE	Physiologie Végétale	A. GALLMANN	Physique	J.J. RIEHL	Chimie
D. BERNARD	Méth.Math.de la Phys.	F. GAULT	Chimie Organique	Cl. ROBERT	Physique
J.C. BERNIER	Chimie Générale	F. GAUTIER	Physique	A. ROCHE	Physique du Globe
Y. BOULANGER	Chimie Biologique	R. GERARD	Mathématiques	Ph.ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J. BRENET	Electrochimie	G. GLAESER	Mathématiques	J. ROUX	Botanique
M. BRINI	Chimie	Cl. GODBILLON	Mathématiques	F. SCHALLER	Biologie Générale
J. BROSSAS	Chimie Macromolécul.	M. GOUNOT	Botanique	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
R. CERF	Physique Générale	M. GROSSMANN	Physique	J.P. SCHWING	Chimie
P. CHEVALLIER	Physique	M. GROSS	Chimie	M.J.SCHWING	Chimie Physique
A. CLAUSS	Chimie	L. HIRTH	Microbiologie	M. SIESKIND	Physique
A. COCHE	Physique Nucléaire	C. JASCHEK	Astronomie	G. SOLLADIE	Chimie Organique
M. DAIRE	Chim.Phys.Ind.et Sc.des Mat.	J.P. JOUANLOU	Mathématiques	J. SOMMER	Chimie Appliquée
H. DANAN	Phys.Atom.et Phys.du Solide	R. KIRSCH	Zoologie	G. SUTTER	Physique Electronique
E. DANIEL	Physique Expérimentale	F. LACROUTE	Biologie végétale	Ch. TANIELIAN	Chimie
M. DAUNE	Biochimie	R. LECOLAZET	Physique du Globe	J.J. THIEBOLD	Biologie Animale
J. DEHAND	Chimie Minérale	J.M. LEHN	Chimie	D. VIAUD	Mathématiques
A. DELUZARCHE	Chimie	J. LEITE-LOPES	Phys.Nucl.et Corpusculaire	J.H.VIVIEN	Zool.et Embryol.Expérim.
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie	M. LEROY	Chimie	R. VOLTZ	Physique Théorique
H. DURANTON	Botanique	J. LUCAS	Géologie	J.H.WEIL	Chimie Biologique
J.P. EBEL	Chimie Biologique	D. MAGNAC	Physique	G. WEILL	Physique
J.P. EBERHART	Minéralogie	J. MARTINET	Mathématiques	R. WEISS	Chimie
J. FARAUT	Mathématiques	P. MIALHE	Physiologie Animale	PL.WENDEL	Physique
P. FEDERLIN	Chimie	A. MICHARD	Géologie	C. WIPPLER	Physicochim.des Hts Polym.Ind.
X. FERNIQUE	Mathématiques	M. MIGNOTTE	Informatique	J. WUCHER	Physique
		G. MILLOT	Géologie et Paléontologie	S. WURTZ	Chimie Biologique

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A. BANDERET	E.A.H.P.	L. DUBINS	Mathématiques	F. ORTIZ de MONTELLANO	Chimie
B. BOURROUILH	Géophysique	V. ERN	Physique	J. OSBORN	Chimie minérale

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS ULP

P. BOUVEROT	Physiol.respiratoire
P. DEJOURS	Physiol.respiratoire

MAITRES DE CONFÉRENCES

J.F.	BOUTOT	Mathématiques
Ch.	BURGGRAF	Minéralogie
H.	BURNAGE	Mécanique des Fluides
P.	CHARTIER	Chimie
P.	FELTZ	Physiologie animale
T.	JUTEAU	Minéralogie
J.Cl.	LAFON	Informatique Appliquée
J.	TERRISSE	Chimie

MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT

J.	SITTLER	Géologie
----	---------	----------

MAITRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS

ME.	CONSTANTIN	Chimie
A.	ROSSI	Chimie

MAITRE DE CONFÉRENCES CONVENTIONNÉ

A.	MALAN	Physiologie Respiratoire
----	-------	--------------------------

ASTRONOME ADJOINT

A.	FLORSCH	Astronomie
----	---------	------------

DIRECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S.

J.F.	BIELLMANN	Chimie
P.	BOUVEROT	Physiologie Respiratoire
P.	DEJOURS	Physiologie Respiratoire
A.	KNIPPER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
A.	KOVACS	Physicochimie Macromoléculaire
J.	MARCHAL	Physicochimie Macromoléculaire
P.A.	MEYER	Mathématiques
A.J.P.	MEYER	Physique

J.	MEYER	Botanique
C.	MIALHE	Physiologie
A.	PORTE	Biologie Cellulaire
P.	REMPF	Physicochimie Macromoléculaire
A.	SKOULIOS	Physicochimie Macromoléculaire
A.	VEILLARD	Chimie Moléculaire
A.	ZUKER	Physique Théorique

MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S.

J.Ch.	ABBE	Physicoch.des Interactions et des Interfaces
P.	ALBRECHT	Chimie
E.	ASLANIDES	Physique Nucléaire et Corpusculaire
F.	BECK	Physique Nucléaire et Corpusculaire
G.	BECK	Biochimie
J.P.	BECK	Physiologie
R.	BERTINI	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M.	BONHOMME	Géologie
H.	BRAUN	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M.C.	CADEVILLE	Physique des Solides
H.	CALLOT	Chimie
S.	CANDAUI	Physique
M.	CHAMPAGNE	Biophysique
M.	CHOUDHURY	Physique du Globe
J.P.	COFFIN	Physique Nucléaire et Corpusculaire
A.	CORET	Physique
M.	CROISSIAUX	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl.	DELLACHERIE	Mathématiques
A.	DI COSTANZO	Physiologie comparée
D.	DISDIER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
J.	DOUBINGER	Géologie
A.	DURHAM	Virologie
S.	EL KOMOSS	Physique
M.	FRANCK-NEUMANN	Chimie Organique
E.	FRANTA	Physicochimie Moléculaire
J.M.	FRIEDT	Physicoch.des Interactions et des Interfaces
A.	FRIDMANN	Physique Corpusculaire
Y.	GALLOT	Physicochimie Macromoléculaire
Ph.	GRAMAIN	Physicochimie Macromoléculaire
J.B.	GRUN	Physique
J.	HERZ	Physicochimie Macromoléculaire
J.	HOFFMANN	Biologie Animale
G.	KAUFMANN	Chimie
B.	KOCH	Physiologie
E.	KOCHANSKY	Struct.et dynam.mol.Chimie de coordn.
P.	LAURENT	Physiologie comparée des régulations
Cl.	LERAY	Physiologie comparée des régulations
J.	LEYENDECKER	Chimie
A.	LLORET	Physique Corpusculaire

B.	LOTZ	Physicochimie Macromoléculaire
B.	LUU	Chimie organique
G.	MAIRE	Chimie
A.	MALAN	Physiologie Respiratoire
E.	MARCHAL	Physicoch.Molécul.et Macromoléculaire
R.	MORAND	Physique Nucléaire
Th.	MULLER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
G.	MUNSCHY	Physique
M.	NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
A.	NICOLAIEFF	Virologie Végétale
M.	PATY	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl.	PICOT	Physicochimie Macromoléculaire
L.	PINCK	Biologie Cellulaire
P.	POIX	Chimie
J.	POUYET	Biophysique
B.	REES	Chimie
P.	REMY	Biochimie
J.	RINGEISSEN	Physique
J.P.	ROTH (s/Dir.Inst.de Rech)	Physicochimie Macromoléculaire
F.	SCHIEBLING	Physique Nucléaire et Corpusculaire
N.	SCHULZ	Physique Nucléaire et Corpusculaire
C.	SCHWAB	Physique
R.	SELTZ	Physique Nucléaire et Corpusculaire
P.	SIFFERT	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl.	SITTLER	Géologie
M.E.	STOECKEL	Biologie des interactions cellulaires
Cl.	STRAZIELLE	Physicochimie Macromoléculaire
M.	SUFFERT	Physique Nucléaire et Corpusculaire
K.	TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
M.	VAN REGENMORTEL	Virologie
R.	VAROQUI	Physicochimie Macromoléculaire
P.	WAGNER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
G.	WALTER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Fr.	WEBER	Géologie
J.P.	WENIGER	Zoologie
J.	WITZ	Biologie Cellulaire
R.	WOLFF	Chimie
R.	ZANA	Physicochimie Macromoléculaire
J.P.	ZILLINGER	Physique

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

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

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales : Directeur : **Marc DORNER**
U.E.R. des Sciences Biomédicales : Directeur : **Guy VINCENDON**

DOYENS HONORAIRES : J.CALLOT – J.CLAVERT – R.FONTAINE – Fr.ISCH.

PROFESSEURS HONORAIRES : J.BENOIT – J.CALLOT – R.FONTAINE – G.GREINER – A.JUNG – Ch.KAYSER – P.MANDEL – H.METZGER – J.NORDMANN – F.SCHMID – E.SCHNEEGANS – J.SEROR – J.STAHL – J.VEDRINE – P.VINTEMBERGER – J.WARTER – A.WEISS – G.WINCKLER

PROFESSEURS :

N. APROSIO	Anatomie normale	J. GRENIER	Chir.Gén.Serv.de Consultat.	J. MEHL	Médecine du Travail
Cl. ARON	Histologie		Ext.et d'Investig. Chir.	B. METZ	Physiologie appliquée
L. ASCH	Rhumatologie	Ch. GROS	Electro-Radiologie	R. MINCK	Bactér.Virol.Immunol.Générale
A. BASSET	Clin.Derm.et Syphiligr.	L. HOLLENDER	Chir.Digest.et Gle-Serv.Chir.Gle III	P. MULLER	Clin.Gynécol.et Obstétr.II
A. BATZENSCHLAGER	Anat. Pathologique	Fr. ISCH	Réed.Fonct.et Electromyographie	E. PHILIPPE	Anatomie Pathologique
P. BEYER	Clin.Pédiat.et Puéricul. I	L. ISRAEL	Clin. Psychiatrique	R. RENAUD	Gynécologie
R. BLOCH	Pharmacologie	H. JAHN	Néphrologie et Hémodialyse	E. ROEGEL	Pneumo-Phthisiologie
R. BOCKEL	Clin. Médicale B	J. JUIF	Pédiat.et Puériculture	A. ROHMER	Service de Pédiatrie II
Cl. BOLLACK	Chir.Urol.(Pav.Chir.A)	Th. KAMMERER	Clin.Psychiatrique	F. ROHMER	Clin. Neurologique
A. BRINI	Clin.Ophthalmologique	P. KARLI	Neurophysiologie	J. RUCH	Biologie Médicale
A. BRONNER	Clin.Ophthalmologique	B. KELLER	Gyn.et Obstétrique II	Y. RUMPLER	Embryologie
P. BUCK	Clin.Chir.des Enfants	I. KEMPF	Orth.et Traumatologie	G. SCHAFF	Physiologie
G. BURGHARD	Pneumo-Phthisiologie	R. KIENY	Path.et Clin.Sémiol.Chirurgicales	E. SCHVINGT	Orthopéd.et Traumatologie
P. CHAMBRON	Chimie biologique	A. KIRN	Virologie	J. SCHWARTZ	Pharm.et Méd.Expérim.
J. CHAMBRON	Physique biologique	JG.KORITKE	Anatomie normale	A. SIBILLY	Urgence et Polyclinique
V. CHAMPY	Stom.et Chir.Max.Faciale	M. KREMER	Parasit.et Pathol.Tropicale	L. SINGER	Clin. Psychiatrique
A. CHAUMONT	Méd.Légale et Sociale	J. LAVILLAUREIX	Méd. Prév. et Hygiène	F. STEPHAN	Pathol.Gén.et Expérim.
J. CLAVERT	Embr.et Morph.Expér.	Y. LE GAL	Anatomie Pathologique	D. STORCK	Clin. Médicale A
C. CONRAUX	Clin.Oto Rhino Laryngol.	JM.LEVY	Institut de Puériculture	G. VINCENDON	Chimie biologique
V. DORNER	Clin. Médicale B	JM.MANTZ	Réanimation Médicale	R. VOEGTLIN	Thérapeutique (cardiologie)
R. EBTINGER	Clin. Psychiatrique	F. MARCOUX	Médecine du Travail	P. WARTER	Electro-Radiologie
E. FORSTER	Clin. Chir. Gén. A	J. MARESCAUX	Histologie	D. WILLARD	Serv. de Pédiatrie IV
R. GANDAR	Clin.Gynécol.et Obstétr.I	Ch. MARX	Physiologie	JP.WEILL	Hydro-Thérapeut.et Climat
P. GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie	S. MAYER	Hématologie	JP. WITZ	Chirurgie Thoracique

PROFESSEUR ASSOCIÉ : F. DEFEUDIS - Biochimie.

MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS :

V. ADLOFF	Chirurgie générale	JL.IMBS	Pharmacologie	G. MORAND	Chirurgie Thoracique
S. BABIN	Orthopédie et Traumat.I	M. IMLER	Clin. Médicale B	F. OBERLING	Clin.des Maladies du Sang
P. BAREISS	Médecine Interne	D. JAECK	Chirurgie Générale	J.COTTENI	Anesthésiologie
P. BLOCH	Electro-Radiologie	A. JAEGER	Réanimation Médicale	G. PAULI	Pneumo-Phthisiologie
P. BOURJAT	Electro-Radiologie	M. JESEL	Rééduc. Fonctionnelle	P. REVILLE	Endocrin.Métabol.et Nutrition
IC.BRECHENMACHER	Cardiologie	P. KEHR	Orthop. et Traumatologie	P. REYS	Chirurgie Générale
IMBROGARD	Clin. Médicale B	R. KEILING	Cancérologie	J. RITTER	Clin.Gynécol.et Obstétr. I
F. BUCHHEIT	Neurochirurgie	F. KEMPF	Electro-Radiologie	M. ROOS	Embryologie
A. COLLARD	Neurologie	J. KEMPF	Chimie Biologique	A. SACREZ	Cardiologie
L. DAUCHEL	Serv.Consult.Extet d'invest.Chir.	T. KIEN TRUONG	Parasitologie	P. SAUVAGE	Clin.Chirurgicale des Enfants
P. DELLENBACH	Clin. Gynécologique II	G. KLOTZ	Oto-Rhino-Laryngologie	G. SAVA	Chirurgie Générale II
S. EISENMANN	Chir. Cardio-Vasculaire	F. KUNTZMANN	Médecine Interne	JP.SCHIEBER	Physiologie
A. FABRE	Histologie	D. KURTZ	Clin. Neurologique	G. SCHLAEDER	Gynécol. et Obstétr. I
J. FINCKER	Clin. Médicale B	G. LANG	Orthop. et Traumatologie	H. SICK	Anatomie Normale
J. GEISERT	Pédiatrie et Puéricult. III	D. MAITROT	Neurochirurgie	C. STOLL	Inst. de Puériculture
P. GERHARD	Clin. Ophthalmologique	JL.MANDEL	Chimie Biologique	JD.TEMPE	Réanimation Médicale
L. GROSSHANS	Clin. Dermatologique	J. MARK	Chimie Biologique	J. TONGIO	Electro-Radiologie
L. HABEREY	Physiologie	G. METHLIN	Physique Biologique	A. WACKENHEIM	Electro-Radiologie
L. HERAN	Pathol. Expérimentale	C. MEYER	Chirurgie Générale III	JP. WALTER	Electro-Radiologie

DIRECTEUR DE RECHERCHE – Professeur Conventionné ULP : A. PETROVIC * - Physiologie

MAITRES DE RECHERCHE :

LR.ÉLOY *	Endocrinologie	M. JACOB *	Neurochimie	JJ. VOGT *	Thermophysiology
L. GOMBOS *	Neurochimie	R. RECHENMANN *	Biophys. des Rayonnements	A. WAKSMANN *	Neurochimie
L. HAFFEN-STENGER *	Endocrinologie	M. SENSENBRENNER *	Neurochimie		

* C.N.R.S.

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

T.S.V.P.

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

PROFESSEURS DE GRADE EXCEPTIONNEL

M. DOCO Dentisterie Opérateur

R. FRANK Biol. et Mat. Fondam.
P. KLEVANSKY Parodontologie

J. LITZLER Prothèse

PROFESSEURS DE PREMIER GRADE

M. BASTIAN Prothèse
A. COMTE Dentisterie Opérateur
R. HAAG Pathol. et Thérap. Dentaires

J. LACOSTE Orthopédie dento-faciale
M. LANGER Prothèse

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

PROFESSEURS DE DEUXIEME GRADE

C. ALLEMANN Dentisterie Opérateur
W. BACON Dentisterie Opérateur
Ch. BOLENDER Orthopédie dento-faciale
P. M. CAHEN Biol. et Mat. Fondam.

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

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

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur André LEDOUX

DOYENS HONORAIRES : P. DUSQUENOIS - M. HASSELMANN - G. DIRHEIMER .

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

PROFESSEURS

G. DIRHEIMER Toxicologie
G. FERARD Chimie biologique
M. HASSELMANN Chim. Anal. et Bromatol.
L. JUNG Pharmacie Chimique
H. LAMI Mathématiques
C. LAPP Chimie Gén. et Minérale

P. LAUGEL Chimie Analytique
G. LAUSTRIAT Physique
A. LEDOUX Parasitologie
J. MALGRAS Immunologie
C. MATHIS Pharmacie Galénique
P. METAIS Biochimie

Ph. POINDRON Virologie
J. SCHREIBER Chimie Organique
A. STAHL Biochim. Pharmaceutique
J.C. STOCLET Pharmacodynamie
C.G. WERMUTH Chimie Organique

MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS

R. ANTON Pharmacologie
R. CARBIENER Botanique
A. GAIRARD Physiologie

J.C. KOFFEL Pharmacie chimique
Y. LANDRY Pharmacologie

A. STAMM Pharmacie Galénique
D. VIDON Bactériologie

CHARGÉ DE FONCTION DE MAITRE DE CONFÉRENCES : D. GERARD - Physique et Biophysique.

MAITRE DE RECHERCHE I.N.S.E.R.M. : J. BIETH - Enzymologie.

U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie :

Directeur Henri NONN

U.E.R. des Sc. du Comport. et de l'Environnement

Directeur Michel TARDY

PROFESSEUR HONORAIRE : Et. JUILLARD .

PROFESSEURS

P. MICHEL Géographie
A. MOLES Psychologie sociale

H. NONN Géographie
R. RAYNAL Géographie

Ph. ROPARTZ Psycho-physiologie
J. TRICART Géographie

MAITRES DE CONFÉRENCES

H. REYMOND Géographie
R. SCHWAB Géographie
A. TABOURET-KELLER Psychologie

M. TARDY Psycho-pédagogie
H. VOGT Géographie

MAITRES DE CONFÉRENCES conventionnés ULP : P. CAHN - Psychologie.

DIRECTEUR DE RECHERCHE C.N.R.S. : S. RIMBERT - Géographie.

U.E.R. DE SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Rodolphe DOS SANTOS FERREIRA

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

PROFESSEURS

Ph. ARTZNER Mathématiques
Fr. BILGER Sciences Economiques
A. CHABERT Sciences Economiques

P. CHAMLEY Sciences Economiques
J.P. FITOUSSI Sciences Economiques

J.J. OBRECHT Gestion
D. VITRY Sciences Economiques

MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS : R. DOS SANTOS FERREIRA - Sciences Economiques - J.P. POLLIN - Sciences Economiques.

CHARGÉS DE CONFÉRENCES : R. ERBES - Sciences Economiques - A. LOSSER - Sciences Economiques.

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

Parmi les réactions permettant d'étudier la nature du phénomène d'interaction forte entre hadrons, les interactions sur noyau de deutérium ont l'avantage de nous fournir une cible de neutrons quasi-libres. Ceci nous offre la possibilité d'étudier les réactions hadron-neutron, alors que les plus courantes s'effectuent sur cible de proton. De plus, les réactions induites par des anti-protons permettent d'étudier un processus particulier: le phénomène d'annihilation. Si les données expérimentales antiproton - proton existent jusqu'aux énergies les plus élevées, il n'en est pas de même pour les interactions antiproton - neutron: ceci est dû en grande partie aux difficultés que l'on rencontre lors de l'extraction des données sur ces interactions. Par ailleurs, la multiple diffusion sur noyau, où plusieurs constituants participent à la réaction, est un autre phénomène que l'on peut étudier à partir des interactions antiproton - deutérium.

Dans ce travail, nous nous consacrerons d'une part à l'analyse des distributions de multiplicité des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ ainsi que du processus de double diffusion dans le noyau de deutérium, d'autre part à l'étude d'un phénomène particulier dans les interactions $\bar{p}N$, l'annihilation en pions. Ces analyses sont effectuées à partir de données issues de six expériences de chambres à bulles ayant des impulsions incidentes comprises entre 3 et 15 GeV/c.

La procédure expérimentale ainsi que l'obtention des sections efficaces topologiques sont décrites dans le Chapitre I. Pour harmoniser nos résultats, le travail a été repris dès le niveau du dépouillement car, pour la plupart de ces expériences, les analyses sont terminées ou en cours et sont consacrées principalement à l'étude des réactions exclusives sur neutron.

Le Chapitre II a pour objet l'étude, en fonction de l'impulsion incidente, de la multiplicité moyenne chargée des interactions sur noyau de deutérium et de celles ayant lieu sur une cible

de neutron. Nous étudierons le comportement des divers moments statistiques qui y sont rattachés et leur variation en fonction de l'impulsion incidente.

Dans la troisième partie, nous montrerons que le phénomène de multiple diffusion est loin d'être négligeable dans un noyau tel que le deuton qui ne comporte pourtant que deux constituants, habituellement considérés comme pratiquement libres. Les caractéristiques de la double diffusion seront analysées en comparant les sections efficaces issues des topologies à nombre impair et à nombre pair de branches. Nous essayerons de vérifier si nos résultats expérimentaux sont en accord avec quelques modèles simples qui décrivent le processus de rediffusion à l'intérieur d'un noyau.

Nous présenterons dans le Chapitre IV, les caractéristiques essentielles du processus d'annihilation $\bar{p}n \rightarrow m\pi$ aux impulsions incidentes de 5,55 et 9,2 GeV/c, que nous comparerons à celles des réactions d'annihilation $\bar{p}p$ à 5,7 et 9,1 GeV/c. Nous donnerons la procédure de sélection des événements appartenant aux canaux d'annihilation $\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c. Comme ce processus conduit à une multiplicité moyenne élevée, nous essayerons d'étudier la configuration spatiale en alignement des particules sortantes au moyen de variables collectives permettant d'observer l'émission des particules selon une direction privilégiée.

CHAPITRE I

PROCEDURE EXPERIMENTALE ET
OBTENTION DES SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES

L'étude que nous nous proposons d'effectuer repose sur les données des sections efficaces topologiques $\bar{p}d$, lesquelles ont été obtenues à partir de plusieurs expériences de chambre à bulles. Une méthode d'analyse identique a été appliquée à toutes les expériences dans le but d'uniformiser les résultats et de nous affranchir des erreurs systématiques.

I.1. EXPERIENCES ANALYSEES

Dans une gamme d'impulsions incidentes comprises entre 3 et 15 GeV/c, nous avons utilisé les résultats d'expériences réalisées dans diverses chambres à bulles, remplies de deutérium et exposées à des faisceaux séparés d'antiprotons (Tableau I.1).

A. Expériences réalisées dans la chambre à bulles de 2 mètres du CERN

Une expérience à grande statistique, réalisée dans la chambre de 2 mètres du CERN, nous a fourni 800 000 photographies réparties de façon sensiblement égale entre quatre impulsions incidentes comprises entre 3 et 5 GeV/c et prises en collaboration avec les Laboratoires de Lausanne, Neuchâtel et Varsovie. Dans ce travail, nous utiliserons une partie des photographies issues des expositions à 3,3 et 4,3 GeV/c. De cette même chambre, nous possédons également un lot de 150 000 photographies prises à 9,2 GeV/c d'impulsion incidente, dont une partie de l'analyse a été effectuée en collaboration avec "Case Western Reserve University" de Cleveland (Ohio, USA).

B. Expérience réalisée dans la chambre à bulles de 30 pouces d'Argonne

Dans la chambre à bulles MURA placée auprès du synchrotron à gradient nul de 12,5 GeV/c du Laboratoire National d'Argonne, 150 000 photographies ont été prises à 5,55 GeV/c. L'analyse de cette expérience a porté tant sur les productions cohérentes, c'est-à-dire avec un deuton dans l'état final ⁽¹⁾, les interactions sur neutron ⁽²⁾ que sur les réactions d'annihilation $\bar{p}n$ ⁽³⁾.

Impulsion incidente GeV/c	Chambres à bulles	Nombre de photographies pour ce dépouillement	$\sigma_{\text{tot}} (\bar{p}d)$ mb	Sensibilité pour ce dépouillement $\mu\text{b}/\text{evt}$
3,3	2m CERN	9273	$133,5 \pm 1,8$	$4,27 \pm 0,07$
4,3	2m CERN	11661	$122,2 \pm 1,5$	$4,61 \pm 0,07$
5,55	30" ANL (a)	11577	$109,5 \pm 1,5$	$5,83 \pm 0,10$
7,0	80" BNL (b)	8743	$106,9 \pm 1,5$	$5,01 \pm 0,08$
9,2	2m CERN	11176	$100,0 \pm 1,8$	$4,85 \pm 0,08$
14,6	80" BNL (b) (bright field)	22654	$94,5 \pm 2,1$	$3,92 \pm 0,06$

(a) chambre à bulles américaine de 30 pouces du Laboratoire National d'Argonne (ANL)

(b) chambre à bulles américaine de 80 pouces du Laboratoire National de Brookhaven (BNL)

TABLEAU I.1

Expériences réalisées et caractéristiques de ce dépouillement. La dernière colonne indique la sensibilité de chaque expérience pour notre dépouillement. Les valeurs de la section efficace $\sigma_{\text{tot}} (\bar{p}d)$ proviennent d'un ajustement décrit dans le texte.

C. Expériences réalisées dans la chambre à bulles
de 80 pouces à Brookhaven

Notre laboratoire dispose également de 150 000 photographies de la chambre à bulles de 80 pouces du Laboratoire National de Brookhaven, soumise à un faisceau secondaire d'antiprotons de 7 GeV/c. De plus, dans cette même chambre recouverte de scotchlite, la collaboration Rutgers - Stevens - Strasbourg a pris, à une impulsion incidente de 14,6 GeV/c, 200 000 photographies de type "bright field", c'est-à-dire présentant des traces blanches sur fond noir.

I.2. LE DEPOUILLEMENT

Pour chaque expérience analysée, nous avons relevé les événements avec m particules chargées sortantes ($m \neq 1, 2$). Les topologies rencontrées sont, soit paires avec la présence ou non d'un proton s'arrêtant dans la chambre, soit impaires, auquel cas le proton de recul a une impulsion trop faible pour être détecté. Une interaction $\bar{p}d \rightarrow m$ particules chargées correspond donc à des topologies m et $m-1$.

Pour chaque expérience, nous avons défini un volume fiduciaire réduit, de façon à éliminer les événements dont la trace incidente n'appartient pas au faisceau. Pour ce faire, nous avons éliminé l'avant de la photographie pour permettre une meilleure visualisation de la courbure des traces appartenant au faisceau incident et qui pénètrent dans le volume fiduciaire.

De plus, lors du dépouillement nous avons utilisé un damier muni d'un repère qui partage le volume fiduciaire en environ 120 divisions. La coordonnée du vertex de l'événement, selon l'axe x défini sur la Figure I-1, est alors repérée par son numéro de zone sur le damier. Cette mesure nous a permis d'estimer si la distribution des événements en fonction de x selon l'axe du faisceau a bien le comportement décroissant dû à l'atténuation du faisceau (Fig.I-2) et de détecter les éventuelles pertes aux limites du volume fiduciaire. Les courbes tracées sur ces figures représentent les distributions théoriques de x , normalisées au nombre d'événements des histo-

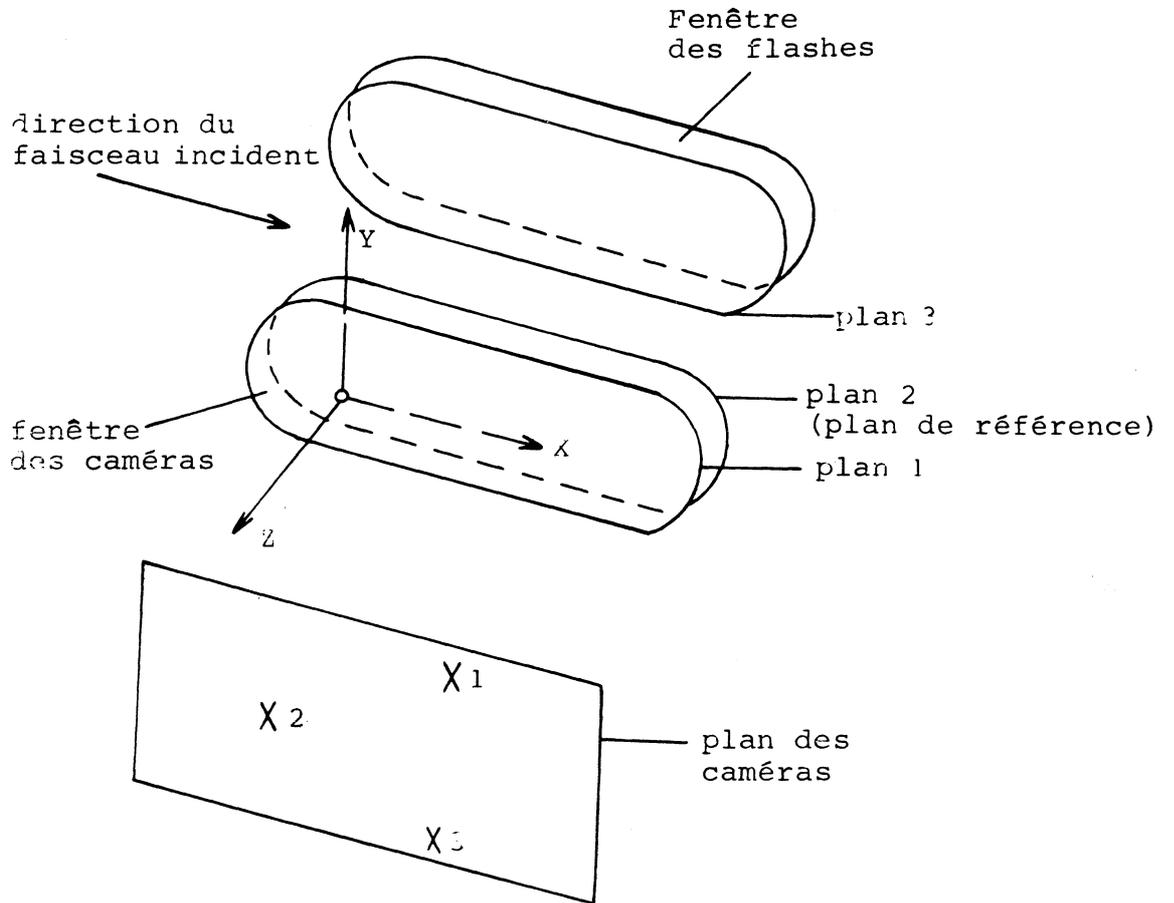


Figure I-1

Système de référence lié à la chambre
et plan des caméras 1,2 et 3.

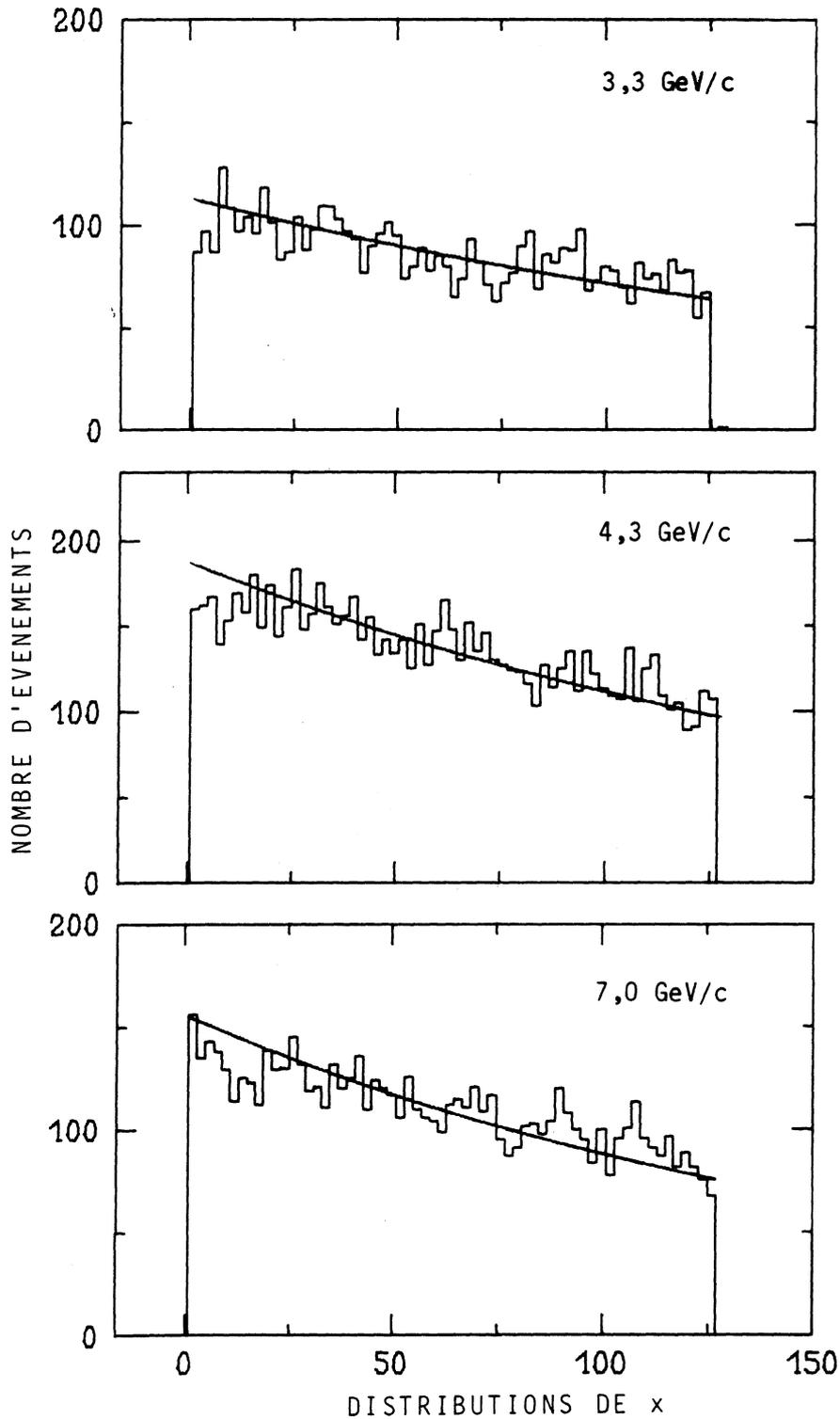


Figure 1-2

Distribution de l'abscisse x du vertex des événements pour les expériences $\bar{p}d$ à 3,3 , 4,3 et 7 GeV/c. Les courbes sont décrites dans le texte.

grammes, qui tiennent compte des interactions ayant lieu à l'intérieur du volume. Cette atténuation a une forme exponentielle dépendant de la section efficace totale.

Le dépouillement a été effectué sur des tables de projection en ligne avec un ordinateur PDP 11/20. Les informations sont recueillies sur bande magnétique, la connexion avec l'ordinateur se faisant au moyen d'une console de visualisation à clavier placée à côté de la table de dépouillement. Les données transmises sont ensuite retranscrites à l'aide d'une chaîne de programmes de gestion qui effectue la transcription de la bande incrémentale sur laquelle les informations de dépouillement ont été écrites pour obtenir une bande résumée appelée DST (Data Summary Tape). Cette DST comporte en plus des numéros d'identification de l'événement, sa topologie avec indication de la présence ou non d'une trace secondaire qui s'arrête dans la chambre, ainsi que la zone du vertex de l'événement. Nous avons également compté le nombre de traces incidentes entrant dans le volume fiduciaire. Pour déterminer la distance parcourue par une particule incidente dans le volume considéré pour chaque expérience, nous avons calculé la longueur du volume fiduciaire au niveau de $z = z_{\text{moyen}}$ évalué à partir d'événements mesurés et reconstruits dans l'espace (Fig.I-3).

Les événements $\bar{p}d$ avec une configuration à une ou deux branches sortantes visibles⁽⁴⁾ n'ont pas été relevés car il est difficile pour ces événements d'extraire les sections efficaces topologiques, d'une part parce que ces configurations conduisent à une basse efficacité de dépouillement et d'autre part parce qu'il n'est pas aisé d'extraire de ce lot un échantillon d'événements $\bar{p}n$ avec proton spectateur (voir définition au paragraphe I-4A). Ceci est principalement dû à la présence de la réaction de dissociation $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn$ pour laquelle on ne peut pas utiliser le modèle de l'approximation d'impulsion (voir aussi paragraphe I-4A).

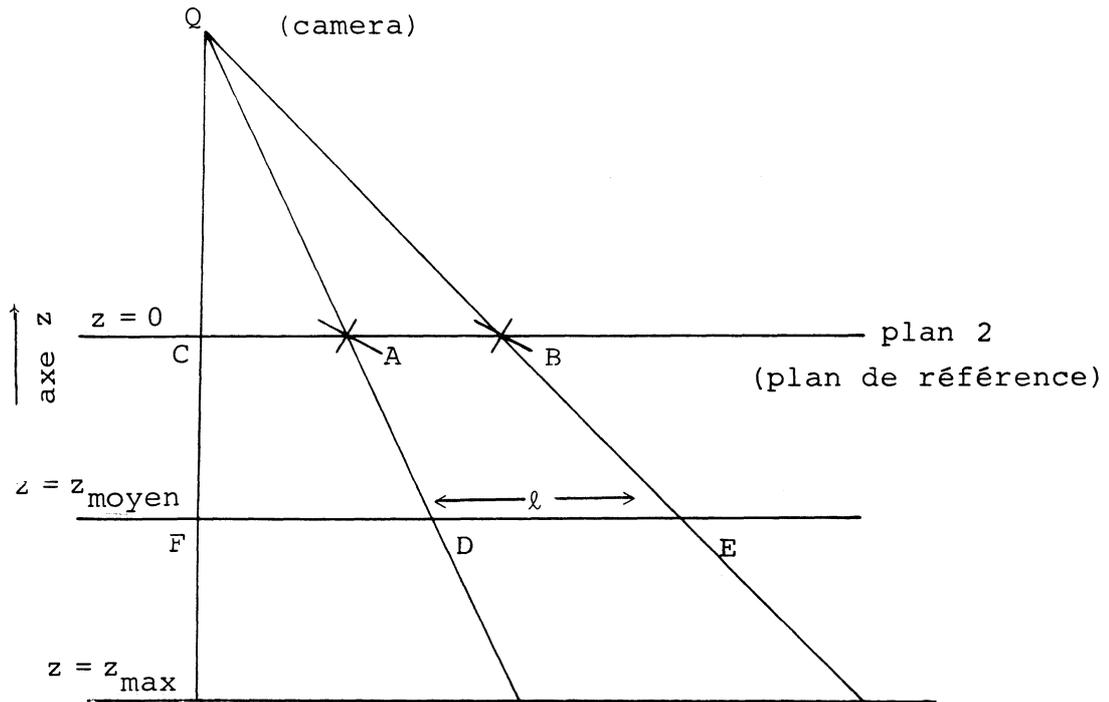


Figure I-3

Construction géométrique de la longueur du volume fiduciaire au niveau de $z = z_{\text{moyen}}$ (z étant l'axe défini sur la Figure I-1). La caméra est placée au point Q et les croix dans le plan $z = 0$ sont A et B. La longueur du volume fiduciaire au niveau de $z = z_{\text{moyen}}$ est donnée par $l = DE = AB \times QF/QC$.

Pour chaque valeur de l'impulsion incidente nous avons effectué deux dépouillements indépendants sur environ un quart du lot de photographies. Ceci nous a permis de corriger nos relevés pour les événements perdus lors du dépouillement. Un soin tout particulier a été apporté pour évaluer ces corrections topologie par topologie et expérience par expérience. Les comparaisons des relevés et les calculs des efficacités de dépouillement ont été effectués par un programme écrit pour notre genre de dépouillement. Les valeurs de l'efficacité correspondant au premier dépouillement que nous utiliserons par la suite sont présentées dans les Tableaux I.2a pour les interactions $\bar{p}d \rightarrow m$ particules chargées et I.2b pour les sous-ensembles $\bar{p}n \rightarrow N$ particules chargées définis par la présence d'un proton spectateur (ces caractéristiques seront décrites dans le paragraphe I.4). Pour l'ensemble des dépouillements nous obtenons une efficacité totale de $0,98 \pm 0,02$.

I.3. LES SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES $\bar{p}d$

A. Section efficace par événement

A partir des données précédentes nous avons calculé la section efficace par événement pour chaque impulsion incidente. Les sensibilités obtenues sont reportées dans le Tableau I.1 et ont été calculées à partir de la relation :

$$\sigma_{ev} = \frac{\sigma_{tot}}{N_{inc}} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\sigma_{tot} N \rho \ell / A 10^{27})} \right]$$

où N_{inc} est le nombre total de traces incidentes entrant dans le volume fiduciaire de longueur ℓ et où N , ρ et A sont respectivement le nombre d'Avogadro, la densité du deutérium et sa masse atomique.

$$N = 6,023 \cdot 10^{23}$$

$$\rho = 0,1423 \pm 0,0001 \text{ g/cm}^3 \quad (\text{valeur à } 5,55 \text{ GeV/c})$$

$$A = 2,01471 \text{ g}$$

Topologie Impulsion incidente	3,3 GeV/c	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	7,0 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
0	0,65 ± 0,07	0,62 ± 0,06	0,74 ± 0,08	0,69 ± 0,13	0,74 ± 0,15	0,63 ± 0,13
3 + 4	0,91 ± 0,02	0,85 ± 0,02	0,94 ± 0,02	0,91 ± 0,02	0,92 ± 0,02	0,88 ± 0,02
5 + 6	0,91 ± 0,02	0,87 ± 0,02	0,93 ± 0,02	0,88 ± 0,02	0,95 ± 0,02	0,91 ± 0,02
≥ 7	0,92 ± 0,08	0,78 ± 0,05	0,89 ± 0,04	0,87 ± 0,04	0,89 ± 0,04	0,86 ± 0,03

TABLEAU I.2a

Efficacités de dépouillement calculées pour les interactions $\bar{p}d$ à 0 branche, à m-1 et m branches rassemblées en une seule topologie et pour tous les événements $m \geq 7$.

Topologie	3,3 GeV/c	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	7,0 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
Impulsion incidente						
3 + 4 _S	0,86 ± 0,03	0,80 ± 0,02	0,91 ± 0,02	0,83 ± 0,03	0,91 ± 0,03	0,82 ± 0,03
5 + 6 _S	0,88 ± 0,03	0,83 ± 0,03	0,85 ± 0,04	0,80 ± 0,03	0,92 ± 0,04	0,83 ± 0,04
≥ 7	0,86 ± 0,09	0,74 ± 0,05	0,86 ± 0,04	0,81 ± 0,04	0,84 ± 0,04	0,83 ± 0,03

TABLEAU I.2b

Efficacités de dépouillement calculées pour les lots constitués par les événements à nombre impair de branches (N-1) et par les événements à nombre pair de branches N (l'indice s signifiant que l'événement comprend une trace positive qui s'arrête dans la chambre) rassemblés en une seule topologie.

Les contaminations en K^- , π^- et μ^- dans le faisceau incident ont été déterminées par l'étude des rayons δ . Le dénombrement des électrons δ apparaissant sur les traces incidentes, ayant une énergie supérieure à la valeur T_{\max} qu'ils peuvent acquérir par collision avec un antiproton permet de compter les traces du faisceau qui sont des kaons, des pions ou des muons et de calculer le taux de contamination. Une autre méthode consiste à examiner un certain nombre de photographies prises lors de la réalisation de l'expérience avec les séparateurs radiofréquence éteints. Sur ces clichés nous avons compté le nombre de traces incidentes ainsi que le nombre d'interactions observées. En effet, si nous supposons que le nombre de μ^- , π^- et K^- entrant dans la chambre est indépendant du fait que les séparateurs radiofréquence soient en fonction ou non, ce comptage permet de déterminer la contamination. Ces corrections conduisent à des pollutions du faisceau d'antiprotons de l'ordre de 1% à 3,3 et 4,3 GeV/c⁽⁵⁾ et de $(8 \pm 1)\%$ à 9,2 GeV/c⁽⁶⁾.

Dans l'expression de σ_{ev} intervient σ_{tot} , la valeur de la section efficace totale $\bar{p}d$ que nous n'avons pas déterminée directement à l'aide de nos relevés. Nous avons donc évalué les différentes sections efficaces totales à l'aide d'un ajustement du type $\sigma \sim P_{inc}^{-n}$ des valeurs de $\sigma_{tot}(\bar{p}d)$ obtenues dans des expériences de compteurs (Fig.I-4).

B. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}d$

Nous pouvons alors calculer les sections efficaces topologiques $\bar{p}d$ en corrigeant pour les pertes dues au dépouillement. Ces sections efficaces topologiques s'expriment par :

$$\sigma_N = N_N \sigma_{ev}$$

où N_N est le nombre corrigé d'événements ayant N particules chargées dans l'état final. Les erreurs sur les sections efficaces ont été calculées en tenant compte de la proportion du lot de photographies qui a été dépouillé deux fois pour calculer l'efficacité de dépouillement (voir Appendice I).

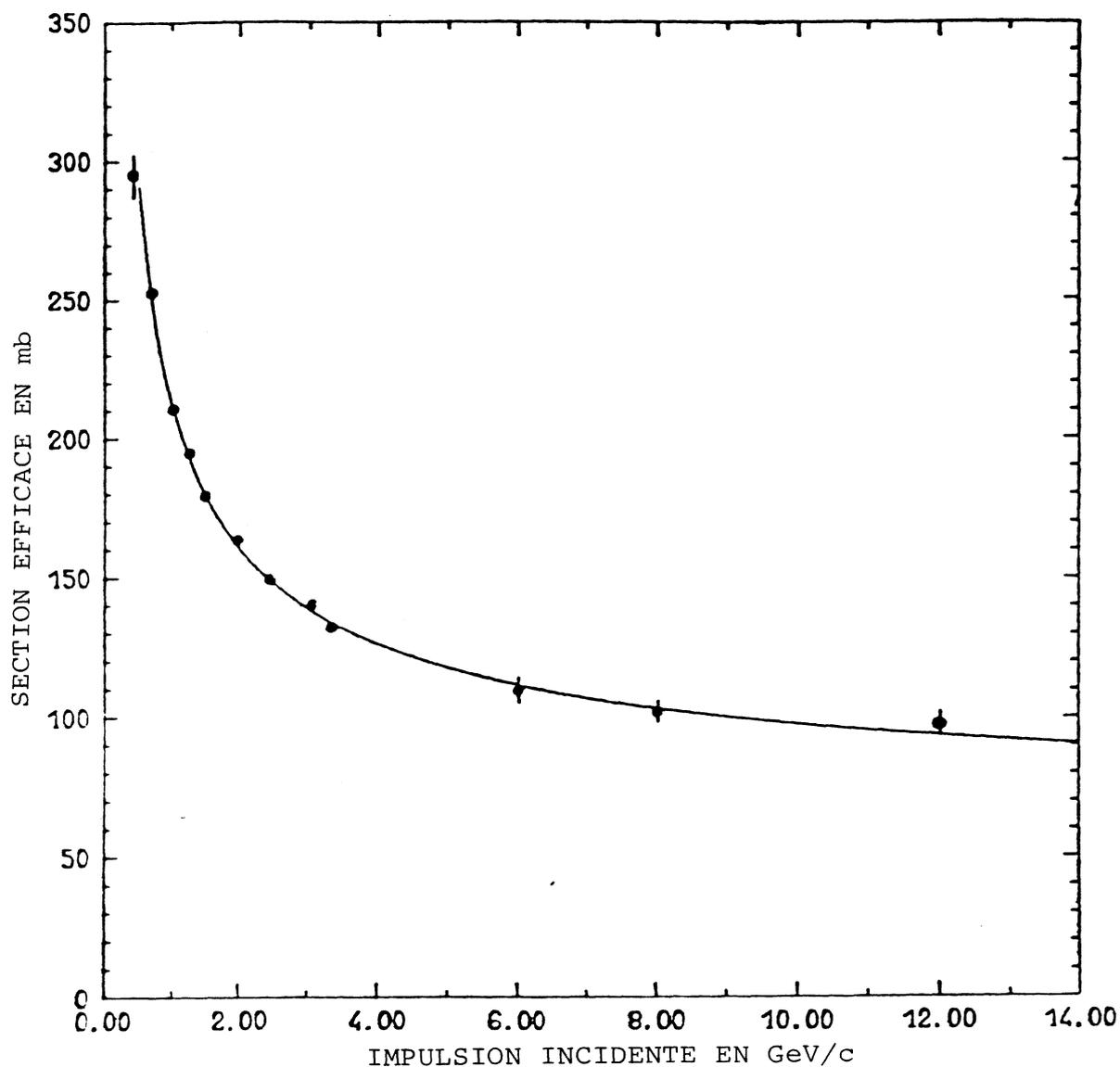


Figure I-4

Section efficace totale $\bar{p}d$. La courbe en trait plein est un ajustement des points expérimentaux par une fonction du type $\sigma_{tot} \sim P_{inc}^{-n}$ avec $n = 0,432 \pm 0,122$.

Dans le Tableau I.3 nous présentons les valeurs des sections efficaces topologiques σ_N des interactions $\bar{p}d \rightarrow m$ particules chargées pour toutes les topologies rencontrées lors du dépouillement.

En fait, à partir d'une expérience utilisant le deutérium comme cible, plusieurs catégories d'interactions peuvent être étudiées :

- les interactions cohérentes $\bar{p}d \rightarrow dX$ présentant un deuton non dissocié dans l'état final,
- les interactions sur neutron qui constituent le principal intérêt de cette cible composée, car il n'existe pas de cible de neutron libre,
- les interactions sur proton,
- le phénomène de double diffusion.

Dans le paragraphe suivant nous expliquerons les difficultés que suscite l'extraction des sections efficaces sur neutron ; l'étude du phénomène de double diffusion dans le noyau de deutérium fera l'objet du Chapitre III.

I.4. LES SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES $\bar{p}n$

A. Problèmes liés à l'utilisation du deutérium comme cible de neutron

Le modèle de l'approximation d'impulsion ⁽⁷⁾ fournit un moyen d'extraire les interactions sur neutron obtenues à partir d'une cible de deutérium. Dans ce modèle, on suppose que la réaction n'a lieu que sur l'un des nucléons du deuton, l'autre ne participant pas à la réaction étant appelé spectateur. Ceci est justifié par fait que les constituants du noyau de deutérium sont faiblement liés : l'énergie de liaison ($B = 2,2$ MeV) est petite devant la masse d'un nucléon et le proton et le neutron peuvent donc être considérés comme des nucléons presque libres, et par le fait que le temps caractéristique du deuton $\tau \sim 2\pi\hbar/B \sim 2 \cdot 10^{-21}$ s est beaucoup plus grand que la durée de l'interaction qui est de l'ordre de 10^{-23} s ⁽⁸⁾.

Topologie	3,3 GeV/c	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	7,0 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
Impulsion incidente						
0	3,7 ± 0,4	3,9 ± 0,4	2,8 ± 0,3	2,1 ± 0,4	1,7 ± 0,3	1,2 ± 0,2
3	12,8 ± 0,5	12,4 ± 0,5	10,2 ± 0,5	10,1 ± 0,5	9,5 ± 0,4	9,1 ± 0,4
4	31,2 ± 1,0	30,3 ± 1,0	27,2 ± 0,9	24,2 ± 0,8	22,7 ± 0,9	20,4 ± 0,8
5	8,2 ± 0,4	7,5 ± 0,4	6,6 ± 0,3	6,8 ± 0,3	6,2 ± 0,3	7,0 ± 0,3
6	12,7 ± 0,5	13,8 ± 0,6	14,1 ± 0,6	13,7 ± 0,6	13,0 ± 0,5	13,0 ± 0,5
7	1,03 ± 0,13	1,80 ± 0,18	1,76 ± 0,16	2,46 ± 0,19	2,51 ± 0,19	3,58 ± 0,22
8	1,49 ± 0,17	2,44 ± 0,23	3,50 ± 0,26	4,11 ± 0,29	4,85 ± 0,33	6,22 ± 0,35
9	0,05 ± 0,02	0,14 ± 0,03	0,14 ± 0,03	0,37 ± 0,05	0,56 ± 0,07	0,98 ± 0,09
10	0,06 ± 0,02	0,15 ± 0,03	0,31 ± 0,05	0,56 ± 0,07	0,81 ± 0,09	1,94 ± 0,14
11	0,009 ± 0,007	0,006 ± 0,006		0,023 ± 0,012	0,05 ± 0,02	0,23 ± 0,04
12	0,005 ± 0,005	0,006 ± 0,006	0,013 ± 0,009	0,017 ± 0,010	0,10 ± 0,03	0,36 ± 0,05
13		0,012 ± 0,009			0,005 ± 0,005	0,027 ± 0,012

TABLEAU I.3

Sections efficaces topologiques $\bar{p}d$ en mb

Dans cette approche, on suppose que le nucléon spectateur après interaction a la même distribution d'impulsion qu'à l'intérieur du noyau de deutérium. Différentes fonctions d'onde du deutérium (proposées par Hulthèn⁽⁹⁾, Gartenhaus⁽¹⁰⁾ et McGee⁽¹¹⁾), conduisent aux courbes théoriques de la distribution d'impulsion du nucléon spectateur représentées sur la Figure I-5.

Le seuil de détection d'une trace dans la chambre à bulles ne permet pas d'observer le spectre complet d'impulsion des particules. En effet, la limite d'observation correspond à des protons de 80 MeV/c et à des deutons de 130 MeV/c. La détermination des sections efficaces pour les réactions $\bar{p}n$ (c'est-à-dire avec un proton spectateur p_s) se fait généralement à partir de tous les événements ou par une des deux méthodes suivantes : soit à partir des événements avec un p_s visible, soit à partir des événements avec p_s invisible. Dans les deux derniers cas, il faut alors estimer la partie manquante du spectre d'impulsion, estimation qui dépend de l'expression choisie pour la fonction d'onde du deutérium car, dans le modèle d'approximation de l'impulsion, la distribution d'impulsion est donnée par :

$$P(p) = p^2 |\phi(p)|^2$$

où p est le module de l'impulsion du nucléon spectateur et $\phi(p)$ la fonction d'onde du deutérium dans l'espace des impulsions.

Sur la Figure I-5, nous remarquons que les distributions d'impulsion obtenues à partir des différentes fonctions d'onde du deuteron ont sensiblement la même allure pour des impulsions du proton spectateur $p_s > 0,1$ GeV/c, mais différent quelque peu pour des valeurs inférieures, ce qui conduit à de légères différences dans les proportions d'événements ayant un proton spectateur ayant l'impulsion $p_s < 0,1$ GeV/c (Tableau I.5). Dans ce tableau, nous voyons aussi que les sections efficaces calculées avec ces différentes fonctions d'onde varient dans un domaine assez large. Mais comme la fonction de Hulthèn est celle communément utilisée dans d'autres expériences avec du deutérium et que nous l'avons employée pour chacun de nos calculs, nous pouvons comparer nos résultats entre eux et à ceux issus d'autres expériences $\bar{p}d$.

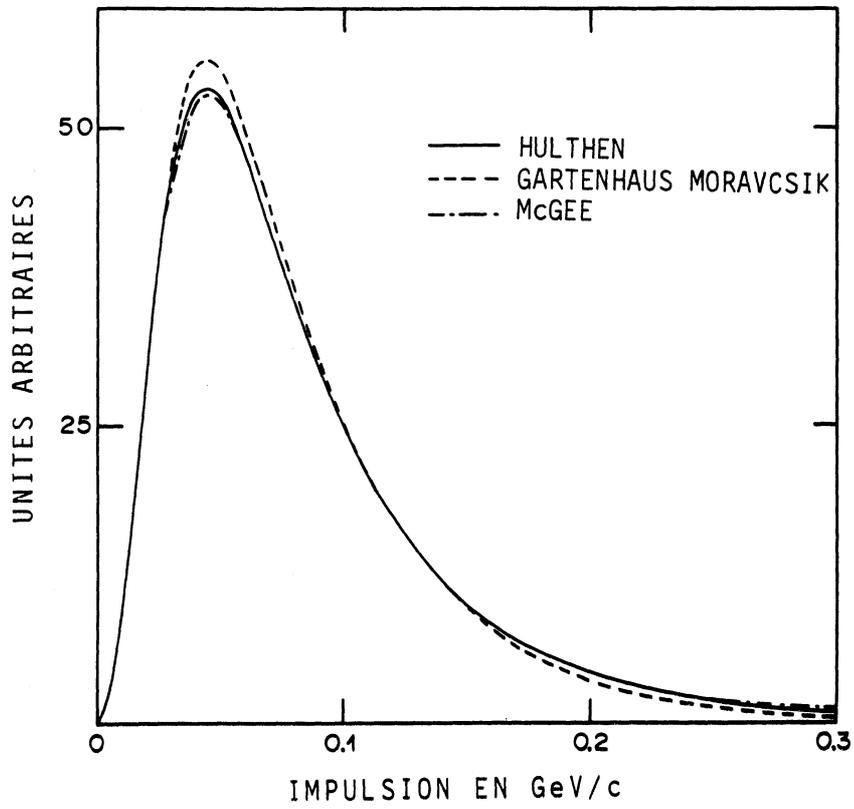


Figure I-5

Distribution d'impulsion d'un nucléon spectateur obtenue à partir de différentes fonctions d'onde du deuteron.

Fonction d'onde	Pourcentage	$R = \frac{\sigma_H}{\sigma_i}$
Hulthèn	80,61	1
Gartenhaus Moravcsik II	83,22	0,87
Gartenhaus Moravcsik III	83,06	0,87
McGee	79,50	1,06

TABLEAU I.4

Pourcentage d'événements avec proton spectateur tel que $p_s < 0,1$ GeV/c calculé à partir de différentes fonctions d'onde du deuton (colonne 2). En colonne 3 est présenté le rapport R entre les sections efficaces calculées avec la fonction d'onde de Hulthèn (σ_H) et une autre fonction d'onde (σ_i) du deuton.

B. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$

Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ issues des interactions $\bar{p}d$ ont été obtenues à partir des échantillons à nombre impair de branches, corrigés pour tenir compte des événements ayant un proton spectateur visible. Cette méthode a été employée car il n'est pas possible d'assigner la trace positive s'arrêtant dans la chambre dans les topologies paires à un proton ou à un deuton, à moins de procéder à un ajustement cinématique de l'événement.

A partir des distributions d'impulsions des protons spectateurs obtenues à 5,55 , 9,2 et 14,6 GeV/c nous avons calculé le rapport permettant de corriger les échantillons utilisés.

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre d'événements avec proton spectateur invisible}}{\text{Nombre total des interactions } \bar{p}n}$$

Pour évaluer ce rapport (voir Appendice II) à partir de la fonction d'onde de Hulthén, nous avons tenu compte des événements ayant un proton spectateur dont l'impulsion est inférieure à une limite (~ 100 MeV/c) ainsi que des pertes d'événements à topologie paire dues à l'orientation de la trace qui s'arrête dans la chambre par rapport à l'axe de prise de vues. Dans le Tableau AII.1 (Appendice II) nous voyons que ce rapport est compatible avec $\epsilon = 0,73 \pm 0,05$ et ne dépend pas de l'impulsion incidente ni de la multiplicité.

Dans un travail antérieur⁽¹²⁾, nous avons calculé les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ à 5,55 , 9,2 et 14,6 GeV/c à partir des lots d'événements présentant un nombre pair de particules sortantes chargées dont une particule positive s'arrête dans la chambre. Contrairement à la procédure employée ici, nous avons l'avantage de la mesure et de la reconstruction géométrique. Pour assigner la trace qui s'arrête à un proton et éliminer les événements cohérents, nous avons effectué des coupures sur la distribution de l'angle θ_s d'émission dans le système du laboratoire, des traces s'arrêtant dans la chambre. Leur distribution d'impulsion correspondait alors à l'allure attendue à partir de la fonction d'onde de Hulthén. Les résultats obtenus dans cette étude pour les

sections efficaces topologiques \bar{p}_n sont en bon accord avec ceux issus de la méthode avec proton spectateur visible aux trois impulsions déjà étudiées. Notons toutefois que les sections efficaces \bar{p}_n calculées à partir des événements à nombre impair de branches sont légèrement inférieures à celles trouvées avec des événements avec proton spectateur. Ceci est dû au phénomène de double diffusion qui a pour effet de diminuer le nombre d'événements à topologie impaire, événements qui vont alors s'ajouter aux topologies paires. Nous obtiendrons ainsi des sections efficaces topologiques \bar{p}_n légèrement sous-estimées (Tableau I.5).

Topologie Impulsion incidente	3,3 GeV/c	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	7,0 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
3	18,8 ± 0,9	18,2 ± 0,8	15,0 ± 0,7	15,4 ± 0,8	13,3 ± 0,7	12,9 ± 0,7
5	11,8 ± 0,6	10,9 ± 0,6	10,3 ± 0,7	10,4 ± 0,6	8,9 ± 0,6	10,2 ± 0,7
7	1,5 ± 0,2	2,6 ± 0,3	2,6 ± 0,2	3,7 ± 0,3	3,7 ± 0,3	4,9 ± 0,3
9	0,07 ± 0,02	0,21 ± 0,05	0,20 ± 0,05	0,55 ± 0,08	0,82 ± 0,10	1,34 ± 0,12
11	0,014 ± 0,010	0,009 ± 0,009	0,018 ± 0,004	0,034 ± 0,018	0,08 ± 0,03	0,32 ± 0,05
13		0,017 ± 0,014			0,008 ± 0,008	0,04 ± 0,02
15						0,019 ± 0,011

TABLEAU I.5

Sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ en mb.

CHAPITRE II

ETUDE DES DISTRIBUTIONS DES MULTIPLICITES CHARGEES

Dans l'étude de la production multiple de particules à haute énergie, un ensemble de variables facilement accessibles par l'expérience est celui construit à partir de la multiplicité chargée. La chambre à bulles, qui est presque un détecteur 4π , permet cette étude. Le problème est beaucoup plus ardu lorsque l'on considère la multiplicité totale (chargée + neutre), car il est très difficile de détecter toutes les particules neutres issues d'une réaction donnée.

Les quantités communément utilisées pour analyser les données expérimentales sont la multiplicité moyenne $\langle N \rangle$, la fluctuation D autour de la valeur moyenne $\langle N \rangle$, les paramètres de corrélations de Mueller⁽¹³⁾ et les moments réduits C_q . Le Tableau II.1 donne la définition de ces paramètres qui sont toujours calculés à l'aide des multiplicités chargées.

Dans ce chapitre, nous allons étudier la production de particules chargées dans les interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ issues des collisions $\bar{p}d$ au moyen de ces variables et comparer nos résultats avec ceux obtenus dans les interactions $\bar{p}p$.

II.1. ETUDE DES MULTIPLICITES $\bar{p}d$

Sur la Figure II-1 et dans le Tableau II.2 nous avons reporté, en fonction de l'impulsion incidente, les valeurs σ_N des sections efficaces topologiques $\bar{p}d$ calculées pour $N = 0, 2, 4 \dots$ où l'échantillon avec topologie paire comprend à la fois les événements à N et à $N-1$ particules chargées visibles, cette dernière configuration correspondant à un événement où la trace qui s'arrête dans la chambre n'est pas détectée (voir Chapitre I.2).

Nos résultats se placent en bon accord avec ceux issus d'expériences $\bar{p}d$ de 1,0 à 2,9 GeV/c d'impulsion incidente^(14,15). Nous voyons que, sauf pour les topologies à 0 et 4 branches, σ_N croît quand l'impulsion incidente augmente.

Quantité	Définition
Valeur moyenne	$\langle N \rangle = \sum_N N P_N \quad (*)$
Dispersion D	$D^2 = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$
Moment réduit d'ordre q	$C_q = \langle N^q \rangle / \langle N \rangle^q$
Paramètre de Mueller f_2	$f_2 = \langle N(N-1) \rangle - \langle N \rangle^2$ $= D^2 - \langle N \rangle$
Paramètre de Mueller f_3	$f_3 = \langle N(N-1)(N-2) \rangle$ $- 3[\langle N(N-1) \rangle - \langle N \rangle^2] - \langle N \rangle^2$

TABLEAU II.1

Définition des paramètres utilisés dans l'analyse de la multiplicité N.

(*) La probabilité P_N est donnée par $P_N = \sigma_N / \sigma_{in}$, où σ_N est la section efficace topologique de production de N particules chargées et σ_{in} la section efficace inélastique totale.

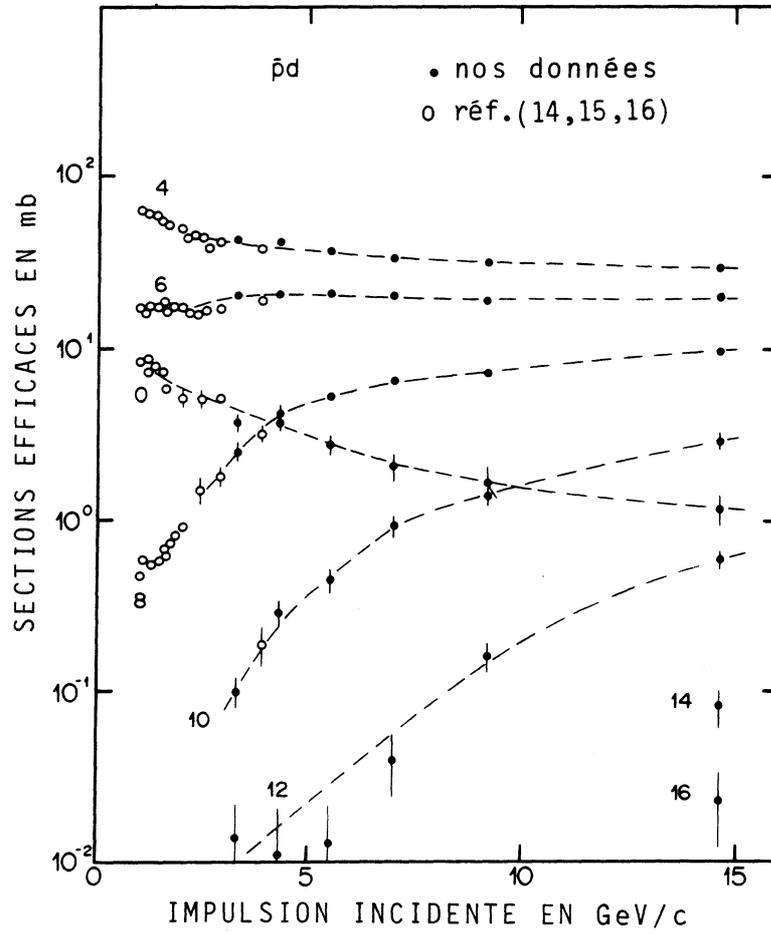


Figure II-1

Sections efficaces topologiques $\bar{p}d$. Les données (o) en dessous de 3 GeV/c proviennent des références (14,15) et le point à 3,9 GeV/c de la référence (16).

Topologie Impulsion incidente	3,3 GeV/c	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	7,0 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
0	3,72 ± 0,42	3,80 ± 0,43	2,77 ± 0,32	2,11 ± 0,38	1,66 ± 0,34	1,16 ± 0,24
2	37,5 ± 5,5	28,6 ± 5,5	23,8 ± 5,0	26,3 ± 5,4	24,3 ± 5,5	20,1 ± 5,6
4	43,9 ± 1,3	42,6 ± 1,3	37,4 ± 1,2	34,4 ± 1,0	32,2 ± 1,1	29,4 ± 1,0
6	20,9 ± 0,8	21,3 ± 0,8	20,6 ± 0,8	20,5 ± 0,7	19,2 ± 0,8	19,9 ± 0,8
8	2,52 ± 0,26	4,23 ± 0,33	5,26 ± 0,34	6,57 ± 0,39	7,37 ± 0,44	9,80 ± 0,53
10	0,10 ± 0,02	0,29 ± 0,05	0,45 ± 0,06	0,93 ± 0,10	1,37 ± 0,12	2,91 ± 0,19
12	0,014 ± 0,012	0,012 ± 0,009	0,013 ± 0,009	0,040 ± 0,016	0,16 ± 0,03	0,59 ± 0,06
14					0,005 ± 0,005	0,082 ± 0,021
16						0,023 ± 0,011

TABLEAU II.2

Sections efficaces topologiques $\bar{p}d$. La section efficace σ_2 est calculée par différence, ce qui entraîne une grande erreur sur σ_2 .

Dans le Tableau II.2 figure aussi la section efficace σ_2 (inélastique) que nous avons obtenue par différence

$$\sigma_2 = \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}d) - \sigma_{\text{el}}(\bar{p}d) - \sum_{N \geq 3} \sigma_N - \sigma_0$$

où $\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}d)$ et $\sigma_{\text{el}}(\bar{p}d)$ sont respectivement la section efficace totale (Tableau I.1) et élastique des interactions antiproton-deutérium. Les valeurs de la section efficace élastique sont estimées à l'aide d'extrapolations de valeurs relevées à plus basse énergie⁽¹⁷⁾ et à 5,55 GeV/c⁽⁴⁾. Ces données expérimentales peuvent être ajustées par une fonction de la forme $\sigma_{\text{el}} = A P_{\text{inc}}^{-n}$ avec $A = 49,7 \pm 5,1$ et $n = 0,59 \pm 0,18$. Cette méthode conduit à une estimation de σ_2 (inélastique) entachée d'une grande erreur.

A partir des valeurs des sections efficaces topologiques $\bar{p}d$ nous avons calculé la multiplicité moyenne $\langle N \rangle$ des particules chargées au moyen de la relation :

$$\langle N \rangle = \frac{\sum N \sigma_N}{\sigma_{\text{in}}}$$

où σ_{in} est la section efficace inélastique

$$\sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}d) - \sigma_{\text{el}}(\bar{p}d)$$

Nous constatons sur la Figure II-2a et b que cette quantité est plus grande pour les interactions $\bar{p}d$ que celle issue des réactions $\bar{p}p$ dans tout le domaine d'impulsion que nous avons étudié et que l'on a en moyenne

$$\langle N(\bar{p}d) \rangle \approx 1,07 \langle N(\bar{p}p) \rangle$$

En a) la valeur moyenne est calculée pour toutes les multiplicités, alors qu'en b) ce calcul est effectué pour $N \geq 3$, éliminant ainsi les basses multiplicités et surtout l'influence de σ_2 (inélastique) mal connue.

Un ajustement de la forme $\langle N \rangle = A + B \ln S$, nous permet de décrire la croissance de $\langle N(\bar{p}d) \rangle$ en fonction de l'énergie au carré (S)

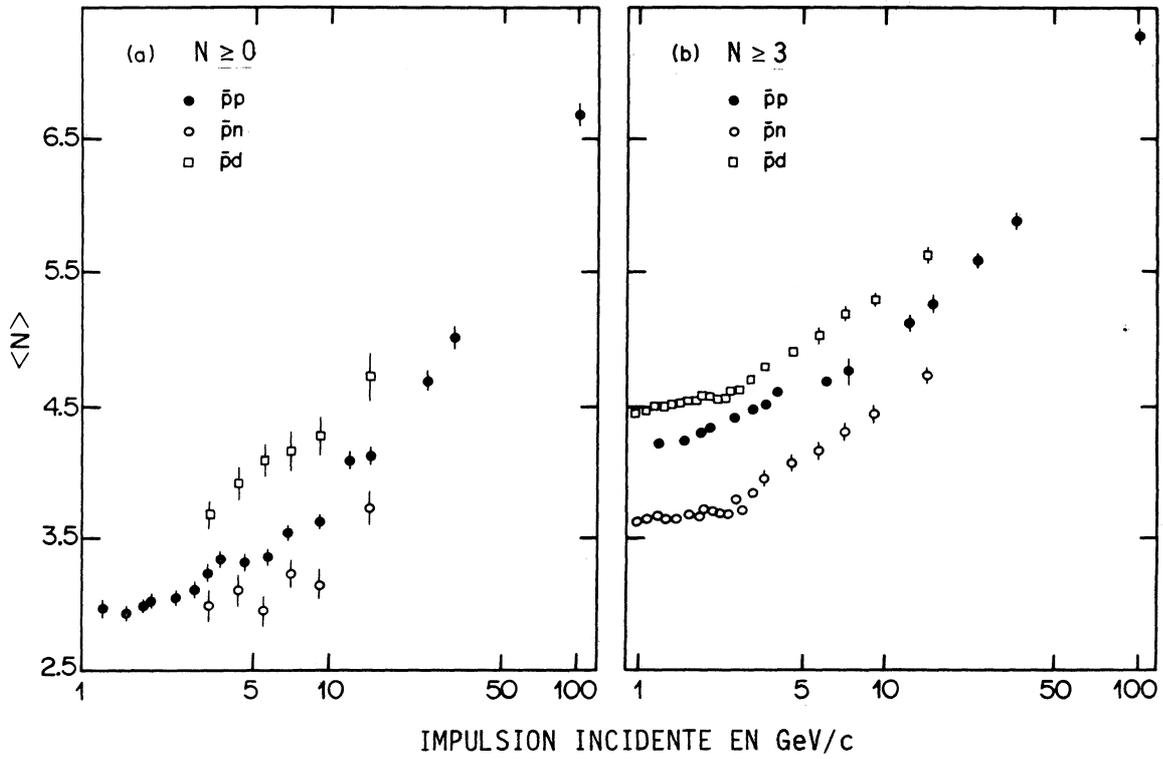


Figure II-2

Multiplicités moyennes chargées issues des interactions $\bar{p}d$, $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$ calculées en a) pour $N \geq 0$ et en b) pour $N \geq 3$.

Ajustement	$A + \ln S$	χ^2 / ND	$A' + B' \ln S + C' \ln^2 S$	χ^2 / ND
$1,0 \leq P_{\text{inc}} \leq 2,9 \text{ GeV/c}$	$A = 3,61 \pm 0,08$ $B = 0,37 \pm 0,03$	10,6/14	$A' = 4,82 \pm 0,04$ $B' = -0,619 \pm 0,002$ $C' = 0,202 \pm 0,006$	9,4/14
$2,9 < P_{\text{inc}} \leq 14,6 \text{ GeV/c}$	$A = 2,83 \pm 0,09$ $B = 0,67 \pm 0,03$	3,2/6	$A' = 3,53 \pm 0,88$ $B' = 0,26 \pm 0,53$ $C' = 0,062 \pm 0,078$	2,6/6
tout l'intervalle	$A = 3,08 \pm 0,03$ $B = 0,59 \pm 0,01$	69,3/21	$A' = 4,14 \pm 0,17$ $B' = 0,17 \pm 0,12$ $C' = 0,13 \pm 0,02$	31,8/21

TABLEAU II.3

Valeurs des paramètres des ajustements de la forme $\langle N \rangle = A + B \ln S$ et $\langle N \rangle = A' + b' \ln S + C' \ln^2 S$ pour les interactions $\bar{p}d$ de 1,0 à 14,6 GeV/c ($N \geq 3$).

quantités statistiques	Impulsion incidente en GeV/c									
	3,3	4,3	5,55	7,0	9,2	14,6				
<N>	3,66 ± 0,09	3,90 ± 0,11	4,07 ± 0,12	4,14 ± 0,14	4,26 ± 0,14	4,70 ± 0,18				
C ₂	1,22 ± 0,01	1,22 ± 0,01	1,22 ± 0,02	1,23 ± 0,02	1,24 ± 0,02	1,24 ± 0,03				
C ₃	1,70 ± 0,04	1,70 ± 0,05	1,67 ± 0,06	1,74 ± 0,07	1,78 ± 0,07	1,80 ± 0,09				
C ₄	2,60 ± 0,12	2,60 ± 0,14	2,54 ± 0,16	2,74 ± 0,19	2,85 ± 0,21	2,96 ± 0,26				
D	1,73 ± 0,02	1,83 ± 0,02	1,89 ± 0,03	1,99 ± 0,03	2,07 ± 0,03	2,31 ± 0,04				
<N>/D	2,12 ± 0,06	2,12 ± 0,07	2,16 ± 0,08	2,09 ± 0,08	2,06 ± 0,09	2,04 ± 0,11				
f ₂	-0,68 ± 0,11	-0,53 ± 0,15	-0,51 ± 0,18	-0,19 ± 0,20	0,04 ± 0,22	0,62 ± 0,34				

TABLEAU II.4

Valeurs des différentes quantités statistiques
issues des interactions $\bar{p}d$ calculées pour $N \geq 0$.

quantités statistiques	Impulsion incidente en GeV/c							
	3,3	4,3	5,55	7,0	9,2	14,6		
<N>	4,78 ± 0,02	4,90 ± 0,03	5,02 ± 0,03	5,18 ± 0,03	5,29 ± 0,03	5,63 ± 0,04		
C ₂	1,06 ± 0,01	1,07 ± 0,01	1,07 ± 0,01	1,08 ± 0,01	1,09 ± 0,01	1,11 ± 0,01		
C ₃	1,19 ± 0,01	1,22 ± 0,01	1,24 ± 0,01	1,27 ± 0,01	1,31 ± 0,01	1,38 ± 0,01		
C ₄	1,42 ± 0,01	1,51 ± 0,01	1,54 ± 0,01	1,62 ± 0,02	1,71 ± 0,02	1,89 ± 0,03		
D	1,14 ± 0,02	1,27 ± 0,02	1,36 ± 0,02	1,48 ± 0,02	1,60 ± 0,02	1,89 ± 0,02		
<N>/D	4,20 ± 0,05	3,86 ± 0,04	3,71 ± 0,04	3,49 ± 0,04	3,30 ± 0,04	2,99 ± 0,03		
f ₂	-3,48 ± 0,03	-3,29 ± 0,03	-3,19 ± 0,04	-2,98 ± 0,04	-2,71 ± 0,06	-2,07 ± 0,07		

TABLEAU II.5

Valeurs des différentes quantités statistiques
issues des interactions $\bar{p}d$ calculées pour $N \geq 4$.

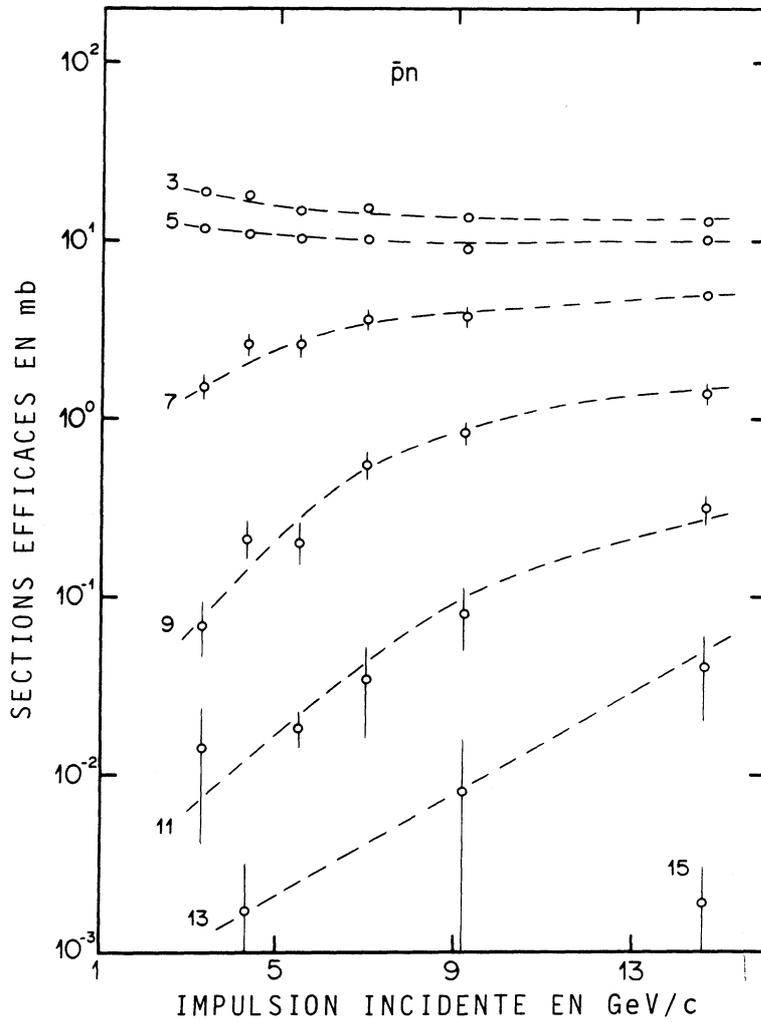


Figure II-3

Sections efficaces topologiques $\bar{p}n$
en fonction de l'impulsion incidente.

disponible dans le centre de masse de la réaction dans le cas a) avec $A = 1,46 \pm 0,44$ et $B = 0,79 \pm 0,13$ pour les valeurs obtenues entre 3,3 et 14,6 GeV/c.

Nous avons également essayé d'effectuer un tel ajustement pour toutes les valeurs de $\langle N(\bar{p}d) \rangle$ ($N \geq 3$) dans un domaine d'impulsion incidente comprise entre 1,0 et 14,6 GeV/c. Cela ne nous a pas conduit à un ajustement satisfaisant et nous avons alors séparé les données en deux régions : $1,0 \leq P_{inc} \leq 2,9$ GeV/c et $2,9 < P_{inc} \leq 14,6$ GeV/c. Les résultats des ajustements correspondants sont donnés dans le Tableau II.3, de même que ceux provenant d'un ajustement de la forme $\langle N \rangle = A' + B' \ln S + C' \ln^2 S$ légèrement meilleur.

Dans le Tableau II.4 sont reportés les moments statistiques calculés à partir des sections efficaces σ_N : la multiplicité moyenne chargée $\langle N(\bar{p}d) \rangle$, les moments réduits C_q d'ordre q ($q = 2, 3, 4$), la dispersion D , la quantité $\langle N \rangle / D$ ainsi que les paramètres de corrélation f_2 et f_3 . Nous notons que les moments réduits ainsi que le rapport $\langle N \rangle / D$ sont sensiblement indépendants de l'impulsion P_{inc} alors que D et f_2 augmentent avec P_{inc} .

Nous donnons dans le Tableau II.5 les valeurs de ces mêmes quantités calculées cette fois-ci pour les topologies $N \geq 4$. Dans ce cas, on constate que toutes les quantités augmentent avec l'impulsion incidente.

II.2. ETUDE DES MULTIPLICITES $\bar{p}n$

Les sections efficaces topologiques pour les six impulsions incidentes étudiées sont portées sur la Figure II-3 en fonction de l'impulsion incidente. Pour les faibles multiplicités σ_3 et σ_5 décroissent légèrement tandis que pour toutes les autres, σ_N croît avec P_{inc} .

Nous montrons sur la Figure II-4 ces mêmes valeurs en fonction du nombre N de particules chargées sortantes et nous les comparons aux valeurs de σ_N obtenues dans les interactions $\bar{p}p$ à une impulsion incidente voisine. Nous observons que pour $N > 4$ les résultats pour $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$ sont distribués sur une même courbe et les sec-

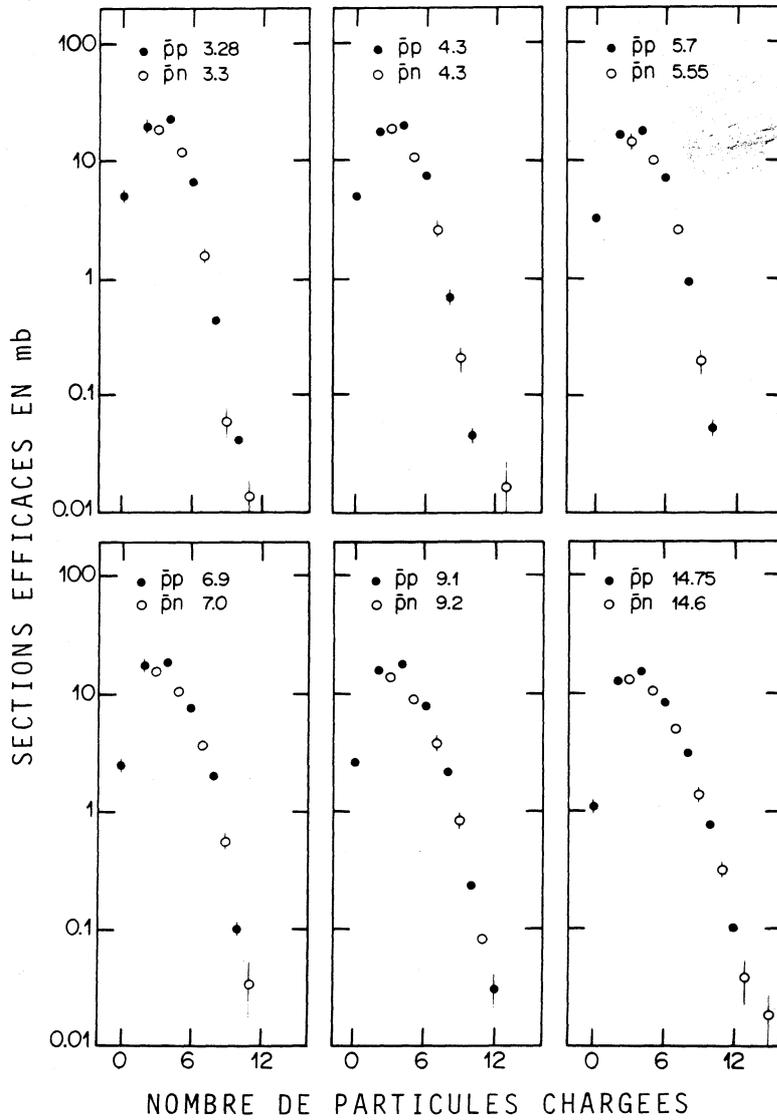


Figure II-4

Sections efficaces topologiques en fonction du nombre de particules chargées sortantes pour les interactions $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$ à des impulsions incidentes voisines (référence 26).

tions efficaces topologiques paires et impaires s'intercalent, ce qui peut permettre d'approximer $\sigma_N(\bar{p}n)$ au moyen de la relation :

$$\sigma_N(\bar{p}n) \approx \frac{1}{2} \left(\sigma_{N-1}(\bar{p}p) + \sigma_{N+1}(\bar{p}p) \right)$$

De même que pour les interactions $\bar{p}d$, nous pouvons calculer la multiplicité moyenne chargée $\langle N(\bar{p}n) \rangle$ (Fig.II.a et b) pour toutes les particules chargées sortantes ($N \geq 0$) et pour $N \geq 3$. Nous voyons que $\langle N \rangle$ pour les réactions $\bar{p}n$ est légèrement plus petit que pour les réactions $\bar{p}p$. Dans le cas de la Figure II.2a ($N \geq 0$), les résultats sont entachés d'une grande erreur. Ceci est dû principalement à la méthode employée pour calculer σ_1 (inélastique) :

$$\sigma_1 = \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}n) - \sigma_{\text{el}}(\bar{p}n) - \sum_{N \geq 3} \sigma_N(\bar{p}n) .$$

Les sections efficaces totales ($\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}n)$) et élastiques ($\sigma_{\text{el}}(\bar{p}n)$) sont estimées à l'aide d'ajustements du type $\sigma \sim P_{\text{inc}}^{-n}$ des données existantes $\bar{p}n^{(18)}$ pour $\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}n)$ et des données $\bar{p}p^{(18)}$ pour $\sigma_{\text{el}}(\bar{p}n)$, en supposant que $\sigma_{\text{el}}(\bar{p}n) = \sigma_{\text{el}}(\bar{p}p)$. Les ajustements retenus conduisent à :

$$\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}n) = (89,8 \pm 2,1) P_{\text{inc}}^{-(0,21 \pm 0,02)} \text{mb} \text{ avec } 3,25 \leq P_{\text{inc}} \leq 14 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma_{\text{el}}(\bar{p}p) = (40,7 \pm 2,0) P_{\text{inc}}^{-(0,52 \pm 0,02)} \text{mb} \text{ avec } 3,28 \leq P_{\text{inc}} \leq 16 \text{ GeV/c}$$

Nous notons une variation monotone croissante pour $\langle N \rangle$ quand cette quantité est calculée pour un nombre de particules sortantes $N \geq 3$ (Fig.II-2b). Les résultats des ajustements de la forme $\langle N \rangle = A + B \ln S$ et $\langle N \rangle = A' + b' \ln S + c' \ln^2 S$ sont résumés dans le Tableau II.6 où les données sont à nouveau séparées en deux intervalles de P_{inc} .

Dans les Tableaux II.7 et II.8 sont présentées les mêmes quantités statistiques que pour les interactions $\bar{p}d$ calculées pour $N \geq 1$ et pour $N \geq 3$. Le comportement de toutes ces valeurs est à peu près identique à celui noté dans le cas des réactions $\bar{p}d$.

Ajustement	$A+B \ln S$	χ^2/ND	$A' + B' \ln S + C' \ln^2 S$	χ^2/ND
$1,0 \leq P_{inc} \leq 2,9 \text{ GeV/c}$	$A = 3,28 \pm 0,06$ $B = 0,24 \pm 0,03$	20,8/15	$A' = 4,14 \pm 0,70$ $B' = 0,80 \pm 0,84$ $C' = 0,31 \pm 0,25$	18,4/15
$2,9 < P_{inc} \leq 14,6 \text{ GeV/c}$	$A = 2,64 \pm 0,11$ $B = 0,61 \pm 0,04$	0,80/6	$A' = 3,15 \pm 0,80$ $B' = 0,23 \pm 0,60$ $C' = 0,07 \pm 0,11$	0,39/6
tout l'intervalle	$A = 2,84 \pm 0,02$ $B = 0,51 \pm 0,01$	10,0/22	$A' = 3,63 \pm 0,11$ $B' = 0,28 \pm 0,11$ $C' = 0,19 \pm 0,03$	4,6/22

TABLEAU II.6

Valeurs des paramètres des ajustements de la forme $\langle N \rangle = A + B \ln S$ et $\langle N \rangle = A' + b' \ln S + C' \ln^2 S$ pour les interactions $\bar{p}n$ de 1,0 à 14,6 GeV/c ($N \geq 3$).

quantités statistiques	Impulsion incidente en GeV/c						
	3,3	4,3	5,55	7,0	9,2	14,6	
$\langle N \rangle$	$2,98 \pm 0,10$	$3,09 \pm 0,10$	$2,94 \pm 0,09$	$3,22 \pm 0,10$	$3,13 \pm 0,09$	$3,72 \pm 0,12$	
C_2	$1,32 \pm 0,03$	$1,35 \pm 0,03$	$1,41 \pm 0,03$	$1,39 \pm 0,03$	$1,46 \pm 0,03$	$1,39 \pm 0,03$	
C_3	$2,05 \pm 0,11$	$2,16 \pm 0,11$	$2,38 \pm 0,11$	$2,31 \pm 0,11$	$2,64 \pm 0,12$	$2,33 \pm 0,12$	
C_4	$3,51 \pm 0,31$	$3,91 \pm 0,33$	$4,50 \pm 0,34$	$4,33 \pm 0,34$	$5,42 \pm 0,42$	$4,48 \pm 0,38$	
D	$1,69 \pm 0,03$	$1,81 \pm 0,03$	$1,87 \pm 0,03$	$2,00 \pm 0,03$	$2,12 \pm 0,03$	$2,31 \pm 0,04$	
$\langle N \rangle / D$	$1,77 \pm 0,08$	$1,71 \pm 0,07$	$1,57 \pm 0,05$	$1,61 \pm 0,06$	$1,47 \pm 0,04$	$1,61 \pm 0,06$	
f_2	$-0,12 \pm 0,17$	$0,20 \pm 0,17$	$0,57 \pm 0,12$	$0,77 \pm 0,17$	$1,38 \pm 0,14$	$1,61 \pm 0,23$	

TABLEAU II.7

Valeurs des différentes quantités statistiques
issues des interactions $\bar{p}n$ calculées pour $N \geq 1$.

quantités statistiques	Impulsion incidente en GeV/c									
	3,3	4,3	5,55	7,0	9,2	14,6				
$\langle N \rangle$	3,94 ± 0,04	4,06 ± 0,04	4,14 ± 0,04	4,30 ± 0,05	4,43 ± 0,05	4,72 ± 0,05				
C ₂	1,09 ± 0,01	1,11 ± 0,01	1,11 ± 0,01	1,13 ± 0,01	1,14 ± 0,01	1,16 ± 0,01				
C ₃	1,31 ± 0,01	1,38 ± 0,02	1,36 ± 0,01	1,43 ± 0,02	1,49 ± 0,02	1,55 ± 0,02				
C ₄	1,70 ± 0,03	1,91 ± 0,05	1,83 ± 0,04	2,01 ± 0,05	2,17 ± 0,06	2,35 ± 0,07				
D	1,20 ± 0,02	1,37 ± 0,03	1,38 ± 0,03	1,54 ± 0,03	1,68 ± 0,03	1,89 ± 0,04				
$\langle N \rangle / D$	3,28 ± 0,06	2,97 ± 0,05	3,02 ± 0,05	2,79 ± 0,04	2,64 ± 0,04	2,50 ± 0,05				
f ₂	-2,49 ± 0,05	-2,19 ± 0,06	-2,26 ± 0,06	-1,92 ± 0,08	-1,61 ± 0,09	-1,14 ± 0,12				

TABLEAU II.8

Valeurs des différentes quantités statistiques
issues des interactions $\bar{p}n$ calculées pour $N \geq 3$.

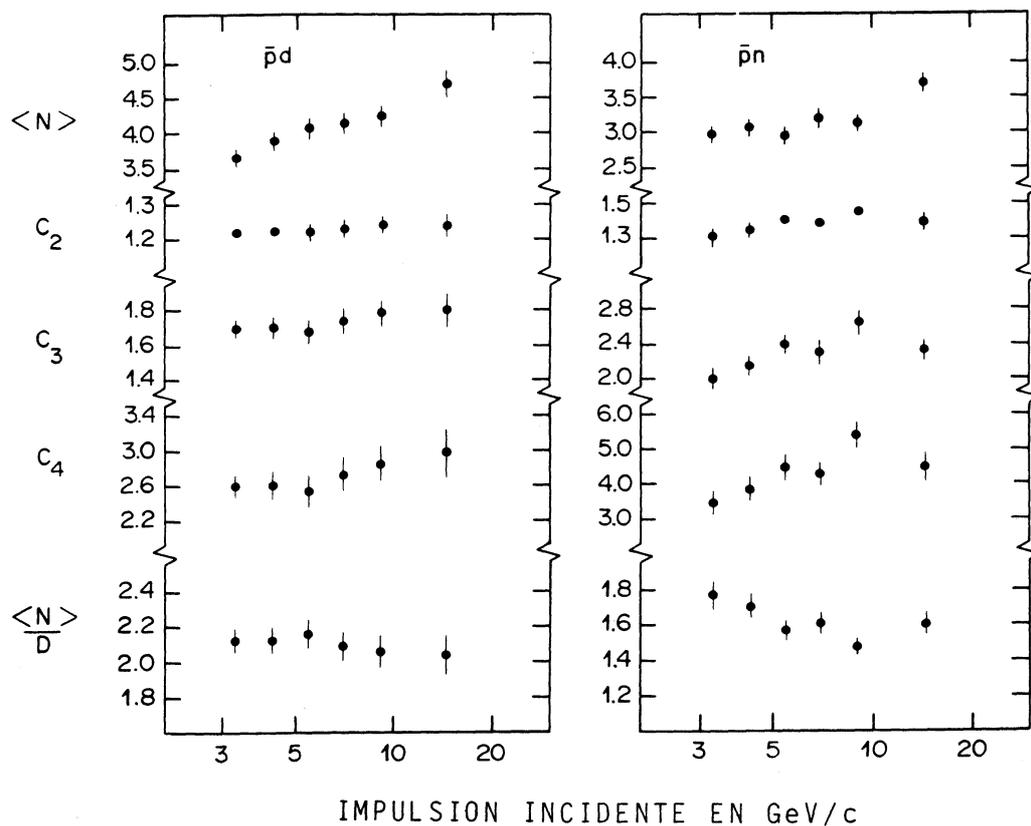


Figure II-5

Comparaison des différents moments statistiques issus des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$.

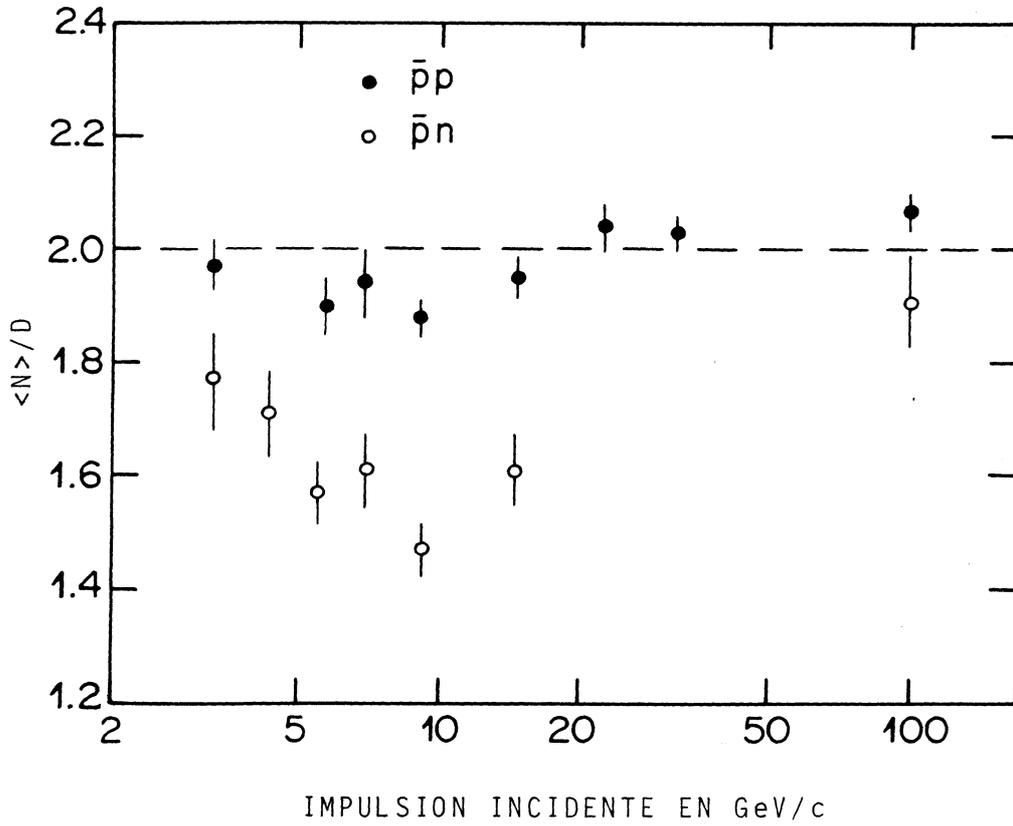


Figure II-6

Rapport $\langle N \rangle / D$ en fonction de l'impulsion incidente pour les interactions $\bar{p}n$ comparées aux données $\bar{p}p$.

En comparant la multiplicité moyenne chargée de l'interaction sur proton d'une particule et de son antiparticule pour $K^{\pm}p$ et $\pi^{\pm}p$, Whitmore⁽¹⁹⁾ note que la multiplicité moyenne est légèrement supérieure pour les réactions induites par les particules positives. Ceci peut être expliqué en partie par la possibilité de réactions d'échange de charge dans les interactions $K^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$ du genre $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^0n$, conduisant aux topologies à zéro branche. Cette explication ne paraît pas s'appliquer aux réactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$, car, dans ce cas, la multiplicité moyenne est la plus grande là où il y a possibilité d'échange de charge, c'est-à-dire dans le cas $\bar{p}p$.

Une autre caractéristique de nos données peut être observée sur la Figure II-6 où nous avons représenté le rapport $\langle N \rangle / D$ en fonction de l'impulsion incidente. Nous voyons qu'à une impulsion incidente donnée la valeur de $\langle N \rangle / D$ est toujours plus grande dans le cas des interactions $\bar{p}p$ que dans le cas $\bar{p}n$. Quand l'énergie augmente la quantité $\langle N \rangle / D(\bar{p}n)$ se rapproche des valeurs obtenues pour $\bar{p}p$ tout en restant inférieure à 2. Remarquons que l'invariance d'échelle de KNO (voir ci-après) est équivalente à dire que $\langle N \rangle / D$ tend vers une constante.

Nous avons de même comparé nos données à celles des interactions $\bar{p}p$ en examinant le comportement de la dispersion D en fonction de la multiplicité chargée moyenne $\langle N \rangle$ pour les interactions $\bar{p}n$ et $\bar{p}d$ (Figure II-7). Dans le cas où la dispersion est calculée pour toutes les valeurs de N (Fig. II-7a) nous observons que les points $\bar{p}n$ se placent au-dessus et les points $\bar{p}d$ légèrement en-dessous des données $\bar{p}p$ pour lesquelles un ajustement dans la région $3 < P_{inc} < 100$ GeV/c par une fonction linéaire de $\langle N \rangle$ conduit à :

$$D = (0,44 \pm 0,01) \langle N \rangle + (0,27 \pm 0,05) \quad \text{pour } \langle N \rangle > 3,5$$

Par contre, un fait marquant apparaît sur la Figure II-7b (pour $N \geq 3$) où l'on voit que les dispersions en fonction de la valeur moyenne de la multiplicité chargée, pour les interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}p$, se situent sensiblement sur une même courbe, ce qui aura pour conséquence une même représentation quand les données seront présentées sous la forme de KNO (voir paragraphe suivant).

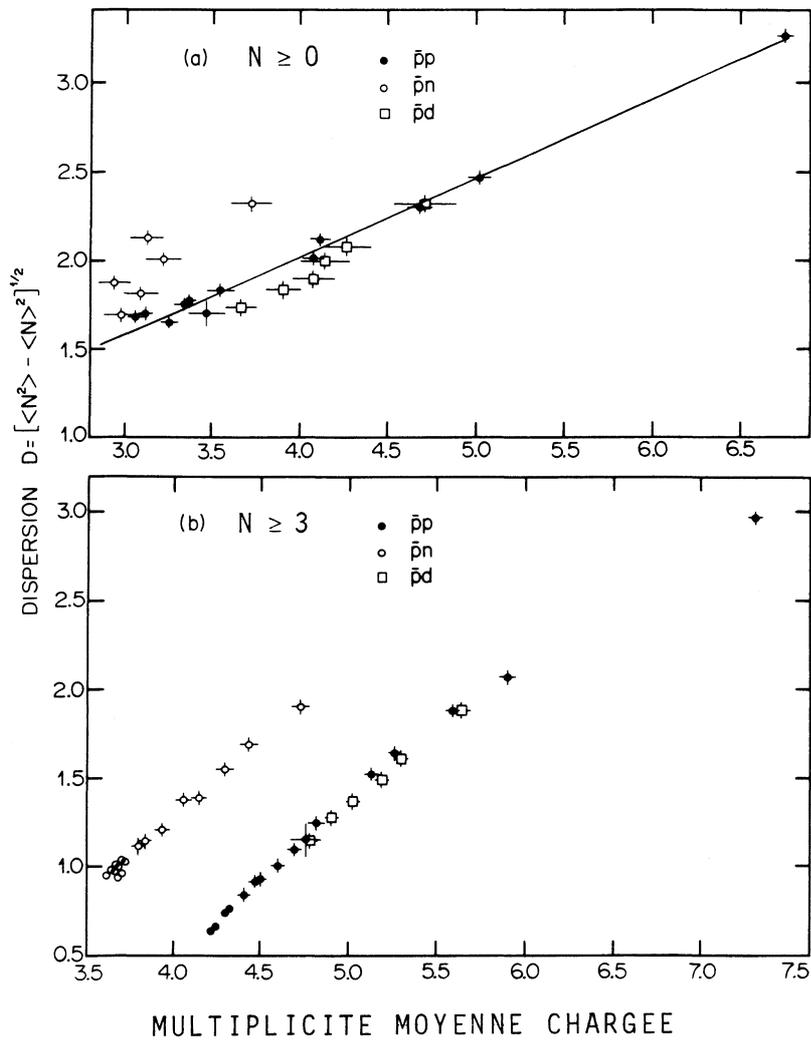


Figure II-7

Comparaison de la dispersion D en fonction de la multiplicité moyenne chargée des interactions $\bar{p}p$, $\bar{p}n$ et $\bar{p}d$.

(a) pour toutes les topologies $N \geq 0$

(b) pour $N \geq 3$

La courbe en (a) représente un ajustement des données $\bar{p}p$ décrit dans le texte.

II.3. FONCTION D'INVARIANCE D'ECHELLE DE KNO

A l'origine, la règle d'invariance d'échelle nommée KNO prédite par Koba, Nielsen et Olesen⁽²⁰⁾ fut exprimée sur la base de l'invariance d'échelle de Feynman⁽²¹⁾. Cette règle prédit que pour $s \rightarrow \infty$ la probabilité P_N s'exprime par :

$$P_N = \frac{\sigma_N}{\sigma_{inc}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\langle N \rangle} \Psi \left(\frac{N}{\langle N \rangle} \right)$$

où Ψ est une fonction ne dépendant que de la variable $z = N/\langle N \rangle$. Cette règle devrait être valable pour la multiplicité chargée et pour la multiplicité vraie (chargée + neutre).

En vue d'essayer d'observer ce comportement asymptotique, nous avons représenté sur la Figure II-8 la distribution de la quantité $\langle N \rangle \sigma_N / \sigma_{inc}$ en fonction de $N/\langle N \rangle$. Les courbes en pointillé tracées sur les données $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ correspondent à un ajustement des données $\bar{p}p$ ⁽²²⁾. Nous notons que cet ajustement décrit bien les interactions $\bar{p}d$, ce qui résulte, comme nous allons le voir ci-dessous, du fait que les dispersions en fonction de $\langle N \rangle$ pour les interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}p$ se situent sur la même courbe (Fig.II-7b). Cet effet a de même été observé en comparant les collisions $\pi^- Ne$ et $\pi^- p$ à 10,5 et 200 GeV/c⁽²³⁾, où les données $\pi^- Ne$ et $\pi^- p$ présentées sous la forme de KNO sont toutes distribuées sur une même courbe. Ainsi, les réactions sur noyau et sur proton présentent la caractéristique de se placer sur une courbe universelle pour des réactions induites par les mêmes particules incidentes. Comme la dispersion $D_{\bar{p}n}^- > D_{\bar{p}p}^- \bar{p}d$, il en résulte que la courbe des données $\bar{p}p$ dévie fortement dans le cas des données $\bar{p}n$.

D'une manière simple et intuitive on peut comprendre le comportement de ces distributions. Les différentes distributions de $\langle N \rangle P_N$ en fonction de $N/\langle N \rangle$ sont à peu près normalisées à 1, c'est-à-dire normalisées à la même valeur que la distribution de P_N en fonction de N (ceci serait strictement vrai si P_N était une fonction continue de N). On peut alors considérer $\langle N \rangle P_N$ comme la probabilité de la distribution de la variable $N/\langle N \rangle$ pour un type donné

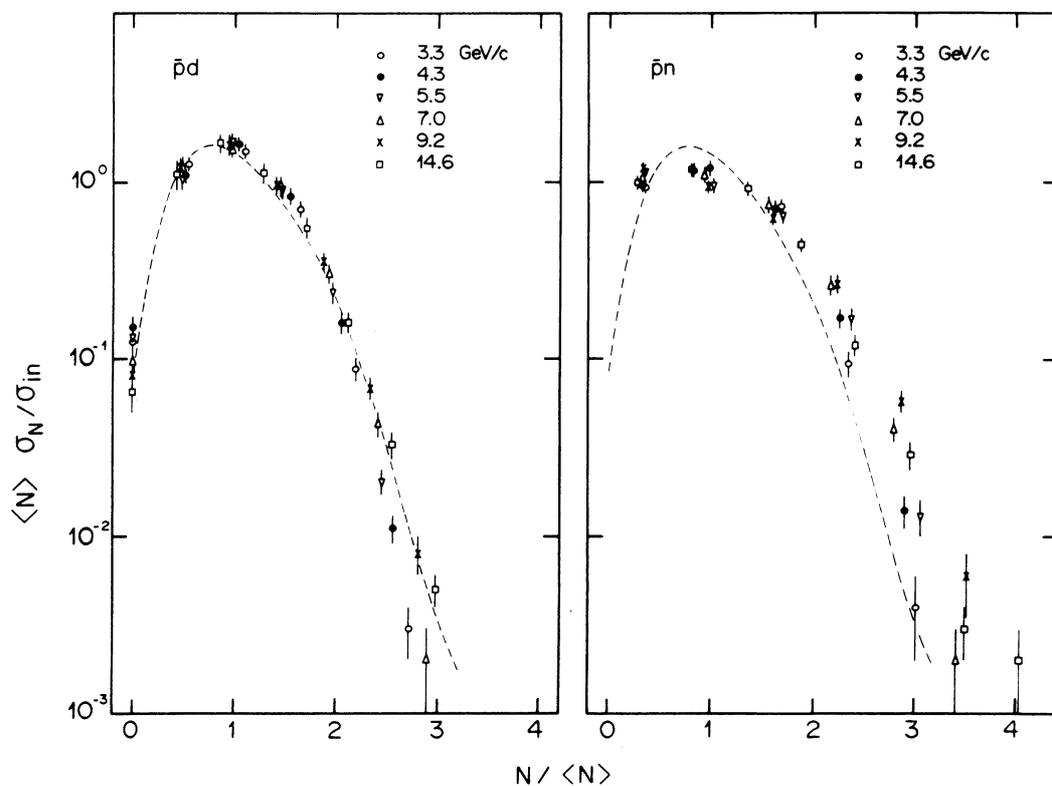


Figure II-8

$\Psi(N/\langle N \rangle) = \langle N \rangle \frac{\sigma_N}{\sigma_{in}}$ en fonction de $N/\langle N \rangle$ pour les six impulsions incidentes. La courbe en pointillé correspond à un ajustement des données $\bar{p}p$ décrit dans le texte.

de particules en interaction. La dispersion de cette distribution est alors $D/\langle N \rangle$ qui tend expérimentalement vers une constante pour des valeurs moyennes $\langle N \rangle$ grandes ainsi qu'il est montré sur la Figure II-6 (voir aussi référence 19). Certains auteurs⁽²⁴⁾ ont donc suggéré que l'invariance d'échelle de KNO était une conséquence du fait que $\langle N \rangle/D$ soit une constante plutôt qu'une conséquence de l'invariance d'échelle de Feynman, qui n'est pas vraiment vérifiée pour toutes les expériences obéissant à l'invariance de KNO⁽²⁵⁾. On peut donc penser que la fonction $\Psi(z)$ va changer et approcher une vraie limite quand s augmente au delà des limites atteintes actuellement.

Une forme équivalente de la règle d'invariance $P_N \rightarrow 1/\langle N \rangle [\Psi(z)]$ consiste à dire que les moments réduits C_q doivent être indépendants de s . En effet, on obtient l'expression $P_N = \sigma_N/\sigma_{in} \rightarrow 1/\langle N \rangle [\Psi(z)]$ si l'on exprime C_q sous la forme intégrale suivante :

$$C_q = \frac{\langle N^q \rangle}{\langle N \rangle^q} = \sum_N \left[\frac{N}{\langle N \rangle} \right]^q \frac{\sigma_N}{\sigma_{in}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \int \left[\frac{N}{\langle N \rangle} \right]^q \frac{\langle N \rangle \sigma_N}{\sigma_{in}} d \left(\frac{N}{\langle N \rangle} \right)$$

Pour que cette intégrale soit indépendante de N et par conséquent de s (car $\langle N \rangle \sim \ln s$) il faut que $\langle N \rangle \sigma_N/\sigma_{in}$ soit une fonction de $N/\langle N \rangle$ uniquement, ce qui nous ramène à l'expression de la règle d'invariance d'échelle de KNO. Sur la Figure II-5 nous montrons les valeurs des moments réduits C_2 , C_3 et C_4 pour les interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$. Nous voyons qu'à part C_2 , les autres moments sont légèrement dépendants de l'énergie.

A la place du moment réduit d'ordre 2 (C_2) on peut considérer le rapport $\langle N \rangle/D = (C_2 - 1)^{-1/2}$. Ceci entraîne le fait suivant : dire que les moments réduits sont constants ou que $\langle N \rangle/D$ tend vers une constante sont des formes équivalentes de la règle d'invariance d'échelle de KNO. Par conséquent, les réactions dont les dispersions D en fonction de $\langle N \rangle$ se distribuent sur une même courbe (Fig. II-7a et b) se placent aussi sur une même courbe $\Psi(z)$ (données $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$ (Fig. II-8)). La quantité $\langle N \rangle/D$ représentée en fonction de l'impulsion incidente est plus grande que 2 pour les interactions $\bar{p}d$,

alors qu'elle reste toujours inférieure à 2 jusqu'à 100 GeV/c d'impulsion incidente (voir Fig.II-5a et b ainsi que Fig.II-6) pour les interactions $\bar{p}n$.

Malgré les assez grandes erreurs inhérentes à la méthode de calcul de la section efficace topologique $\bar{p}n \rightarrow 1$ branche, nous avons montré que la multiplicité moyenne chargée des interactions $\bar{p}n$ croissait en fonction de l'impulsion incidente de la même manière que les interactions $\bar{p}p$, tout en restant légèrement inférieure aux données $\bar{p}p$. Nous avons vu que pour les données $\bar{p}n$ la quantité $\langle N \rangle / D$ tendait vers 2 par valeurs inférieures alors qu'elle est voisine de 2 pour les interactions $\bar{p}p$. Ce comportement est nettement différent du cas pp où $\langle N \rangle / D$ tend vers 2 par valeurs positives ⁽¹⁹⁾.

Une conclusion de cette étude apparaît lorsque l'on compare les données sur noyau (deutérium, néon) et les données sur proton lorsque les réactions sont induites par la même particule incidente : il semble que la distribution de multiplicité produite dans ces cas soit indépendante de la composition en nucléons de la cible et du nombre de collisions à l'intérieur du noyau et qu'une réaction sur noyau soit très peu différente d'une réaction sur un seul nucléon. Cette constatation est alors en faveur de modèles qui prévoient que le nombre de collisions, c'est-à-dire la multiple diffusion à l'intérieur d'un noyau, ne conduit pas à un phénomène de cascade.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA DIFFUSION MULTIPLE

III.1. INTERET DE LA DOUBLE DIFFUSION

L'intérêt d'étudier la diffusion multiple ou double diffusion peut être de deux sortes. En premier lieu, les interactions sur neutron peuvent être extraites des réactions sur deuton uniquement si l'on est à même de comprendre comment une particule incidente interagit avec le noyau de deutérium; dans ce cas, des mesures quantitatives de la double diffusion pourraient indiquer les limites de validité du modèle d'approximation d'impulsion. En second lieu, l'étude des interactions multiples à l'intérieur du noyau peut apporter quelques connaissances sur le développement espace - temps des mécanismes de production.

Les études entreprises sur une cible de deutérium portent généralement sur les interactions avec un neutron cible car le deuton constitue une possibilité commode d'avoir accès à des neutrons quasi-libres. Lorsque l'intérêt se porte sur la diffusion multiple, il convient de considérer le noyau tout entier comme cible.

Si l'interaction s'effectue pendant une durée longue par rapport au temps qu'il faut à la particule incidente pour traverser le noyau, cette particule incidente peut ne pas avoir complètement développé sa première interaction quand elle, ou une particule produite, entre en collision avec un autre nucléon situé plus loin dans la cible. Il s'ensuit qu'une interaction de type instantané entraîne une multiplicité en cascade, donc une très grande multiplicité des particules sortantes, alors que des modèles présentant une évolution plus longue conduisent à des multiplicités beaucoup plus faibles.

Expérimentalement (Fig.III-1) on constate que la multiplicité sur noyau n'est pas beaucoup plus grande que la multiplicité sur hydrogène⁽²⁷⁾. En effet, le rapport de la multiplicité sur un noyau comprenant A nucléons et de la multiplicité sur un nucléon $R_A = \langle N(A) \rangle / \langle N(1) \rangle$ reste inférieur à 2 quel que soit A. Dans le cas des interactions $\bar{p}d$ nous avons vu que $R = \langle N(\bar{p}d) \rangle / \langle N(\bar{p}p) \rangle \approx 1,07$ dans le domaine d'énergie utilisé. Cette constatation est déjà en faveur des modèles pour lesquels l'interaction n'est pas du type en cascade.

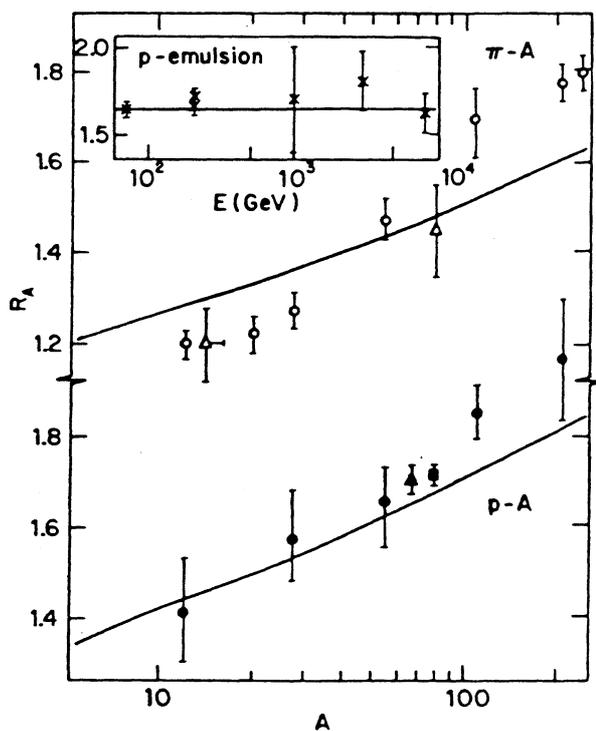


Figure III-1

$R_A = \frac{\langle N(A) \rangle}{\langle N(1) \rangle}$ pour des réactions π -noyau (Δ et \circ) et p-noyau (\blacktriangle et \bullet).
 L'encart contient R_A obtenu dans p-émulsion. Les données et leurs courbes sont issues de références provenant de la référence (44).

III.2. MISE EN EVIDENCE DE LA DOUBLE DIFFUSION

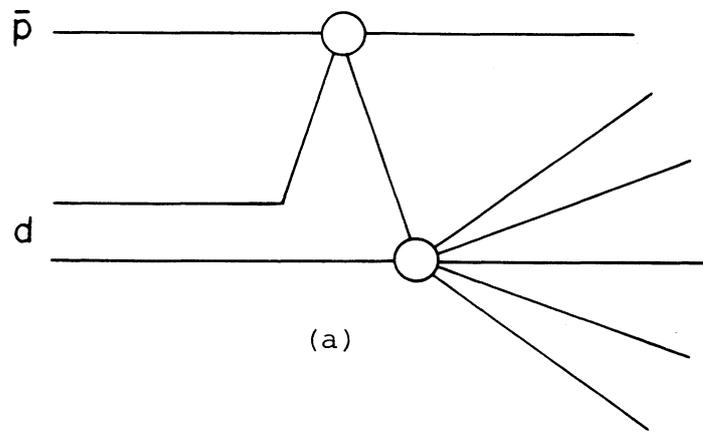
Dans l'étude des interactions $\bar{p}d$ nous avons vu que nous sommes toujours en présence de deux types d'événements : les événements à topologie impaire et ceux à topologie paire. Ceci est dû au détecteur utilisé, en l'occurrence la chambre à bulles qui, en-dessous de son seuil de détection, ne permet pas de visualiser une trace sortante lente. En dehors des événements dus à la production cohérente, les événements observés se répartissent en trois catégories :

- des événements avec proton spectateur,
- des événements avec neutron spectateur,
- les autres, appelés événements avec double diffusion ou rediffusion.

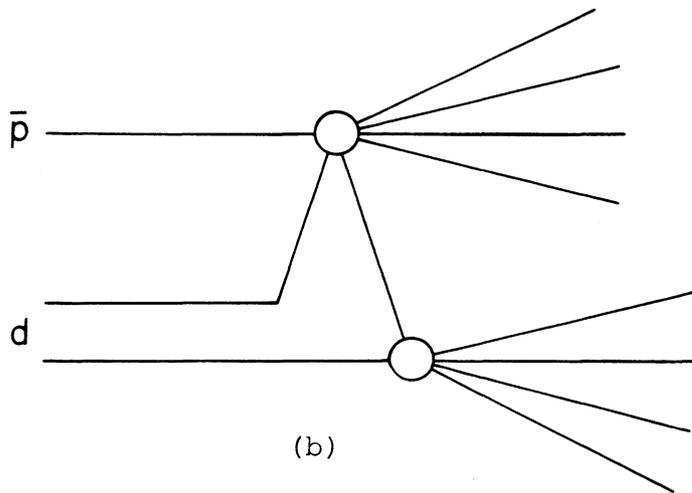
Les événements possédant un nucléon spectateur sont ceux pour lesquels la particule incidente n'a interagi qu'avec un seul nucléon et où aucune interaction n'a lieu entre les particules secondaires et l'autre nucléon. Avec cette définition, la section efficace $\bar{p}p$ sur proton libre ne sera pas égale à celle obtenue avec un neutron spectateur car, dans ce dernier cas, les doubles diffusions sont comptées.

La double diffusion résulte de réactions dans lesquelles les deux nucléons à l'intérieur du deuton participent à l'interaction. En fait, la diffusion multiple peut provenir de deux sources différentes: a). la particule incidente interagit avec un nucléon après avoir été diffusée élastiquement par le premier; b). l'une des particules sortantes réinteragit avec le nucléon qui était spectateur dans la première collision (Fig.III-2). Des interférences entre simple et multiple diffusion peuvent également intervenir.

Le phénomène de la double diffusion est étudié habituellement⁽²⁸⁾ en comparant les distributions de multiplicité provenant des topologies paires et impaires. Dans les événements comportant un nombre impair de particules chargées sortantes, nous supposons qu'il n'existe pas d'événements provenant de la double diffusion, car, en fait, une réinteraction sur le proton spectateur invisible



(a)



(b)

Figure III-2

Diagrammes de double diffusion sur le noyau de deutérium

va fournir à ce dernier une impulsion suffisante pour qu'il soit détecté dans la chambre. Les événements à topologie paire sont dus à des interactions $\bar{p}p$ avec un neutron spectateur (n_s), à des interactions $\bar{p}n$ avec un proton spectateur visible (p_s) et à des événements de double diffusion.

Le problème consiste donc à extraire l'information sur la double diffusion à partir des événements à topologie paire. Pour ce faire, nous avons d'abord calculé le nombre d'événements présentant un proton spectateur visible en utilisant le nombre d'événements à topologie impaire. A l'aide de la fonction d'onde de Hulthén pour le deutérium, nous définissons la section efficace correspondant au nombre d'événements avec un proton spectateur visible dans N pair:

$$\bar{\sigma}_N(\bar{p}n)_{p_s \text{ visible}} = \bar{\sigma}_{N-1}(\bar{p}n) \times \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}$$

où $\bar{\sigma}_N$ représente les sections efficaces sans double collision. Les valeurs utilisées pour $\bar{\sigma}_{N-1}(\bar{p}n)$ sont extraites du Tableau I.3 et le facteur ε (voir Appendice II) a pour valeur :

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{impair}}}{N_{\text{total}}} = 0,73 \pm 0,05$$

Nous avons alors soustrait, pour chaque topologie, $\bar{\sigma}_N(\bar{p}n)_{p_s \text{ visible}}$ à la section efficace de production d'événements pairs pour obtenir une section efficace topologique

$$\sigma_N^*(\bar{p}p) = \sigma_N(\text{pair}) - \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)_{p_s \text{ visible}}$$

où $\sigma_N(\text{pair})$ est la section efficace topologique expérimentale de production d'événements à nombre pair de branches.

Cette section efficace σ_N^* contient alors un terme sans double collision et un terme de double diffusion δ_N et pourra être comparée aux sections efficaces topologiques expérimentales $\sigma_N(\bar{p}p)$ sur proton libre :

$$\sigma_N^*(\bar{p}p) = \bar{\sigma}_N(\bar{p}p) + \delta_N$$

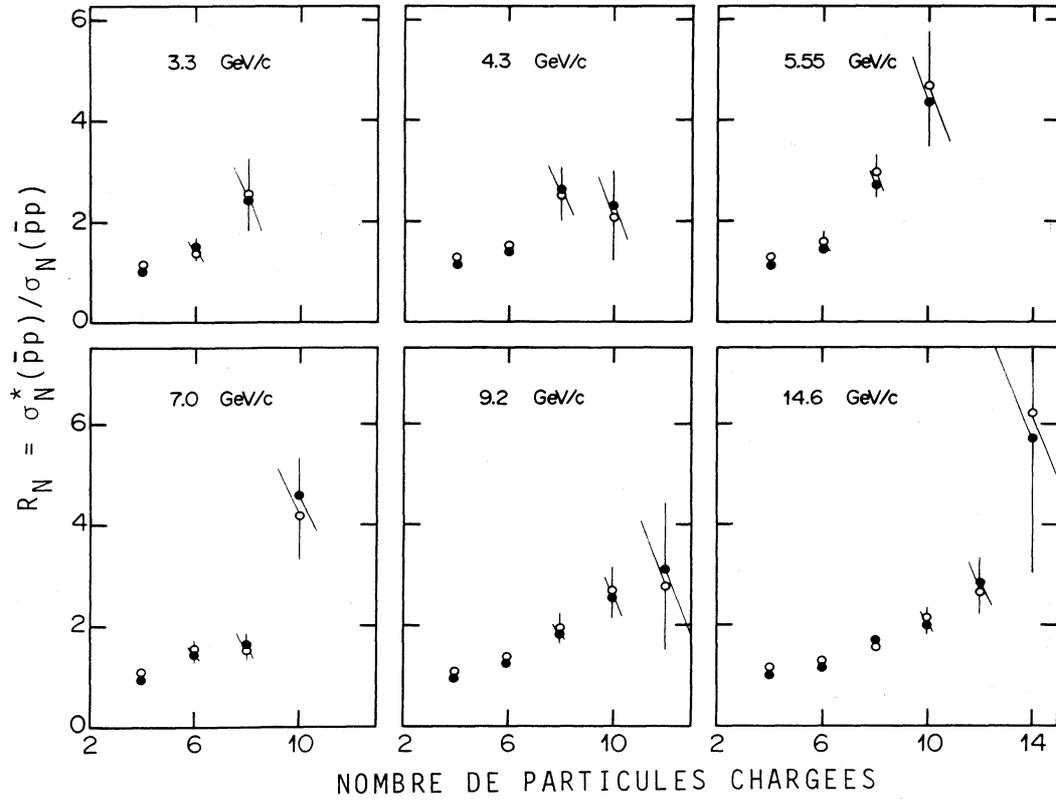


Figure III-3

Rapport $R_N = \sigma_N^*(\bar{p}p) / \sigma_N(pp)$ en fonction de N , le nombre de particules chargées sortantes. Les cercles blancs et noirs correspondent aux deux méthodes utilisées pour déterminer $\sigma_N^*(\bar{p}p)$ (voir texte).

Par cette méthode, les résultats obtenus sont légèrement surestimés car nous n'avons pas éliminé la faible production cohérente qui est restée incluse dans les valeurs de σ_N^* (29). Cette contribution est sensiblement constante en fonction de l'impulsion incidente dans le domaine considéré.

Par une autre méthode consistant à ne prendre en compte que les événements à topologie paire ne comportant pas de trace positive qui s'arrête dans la chambre, nous éliminons ainsi les événements avec deuton sortant, mais obtenons cette fois une valeur légèrement sous-estimée de σ_N^* . La sous-estimation provient du fait qu'il existe une petite fraction d'événements pour lesquels le proton lent a une impulsion suffisamment faible pour s'arrêter dans la chambre et qui n'est pas relevée dans la catégorie considérée. On peut écrire :

$$\sigma_N^*(\bar{p}p) = \sigma_N(\text{pair})_{\text{sstop}}$$

où $\sigma_N(\text{pair})_{\text{sstop}}$ sont les sections efficaces topologiques expérimentales correspondant aux sous-échantillons des événements à topologie paire, définis ci-dessus.

Par la suite, tous les calculs à partir des valeurs de $\sigma_N^*(\bar{p}p)$ seront effectués avec les deux valeurs trouvées pour cette quantité.

La présence de la double diffusion dans les interactions $\bar{p}d$ peut être mise en évidence en examinant le comportement du rapport :

$$R_N = \frac{\sigma_N^*(\bar{p}p)}{\sigma_N(\bar{p}p)}$$

en fonction de N (Fig.III-3). Les sections efficaces $\sigma_N(\bar{p}p)$ sur proton libre à des impulsions incidentes voisines de celles étudiées proviennent de la référence (26). A 4,3 GeV/c, les données utilisées sont estimées par interpolation linéaire de résultats existants (30).

L'augmentation du rapport R_N avec N indique clairement qu'une fraction des interactions $\bar{p}d$ se fait par un mécanisme de double diffusion.

III.3. CONTRIBUTION ET PROBABILITE DE DOUBLE DIFFUSION

La proportion d'événements donnant lieu au phénomène de double diffusion dans les interactions $\bar{p}d$ aux six impulsions étudiées ainsi que cette probabilité de rediffusion calculée pour chaque multiplicité peuvent être estimées à partir des valeurs obtenues pour $\sigma^*(\bar{p}p)$ et des données $\bar{p}p$.

La fraction f de double diffusion par interaction $\bar{p}d$ s'exprime par l'expression suivante :

$$f = \frac{\sum_{N \geq 4} \sigma_N^*(\bar{p}p)}{\sum_{N \geq 4} \sigma_N(\bar{p}p)} - 1$$

La somme est effectuée à partir de $N=4$ car nous ne mesurons pas expérimentalement la valeur de $\sigma_2^*(\bar{p}p)$. Les valeurs obtenues sont relevées dans le Tableau III-1 et présentées sur la Figure III-4a. Les cercles blancs sont les résultats obtenus à partir de la méthode de soustraction pour le calcul de σ_N^* tandis que les points noirs sont les résultats issus des événements à topologie paire ne comportant pas de trace positive s'arrêtant dans la chambre. Nous voyons que les deux méthodes conduisent à des résultats similaires. Notre meilleure estimation est alors la valeur moyenne pondérée des deux contributions donnée dans le Tableau III.1.

La fraction de double diffusion \bar{f} où l'on tient compte des rediffusions ayant lieu dans les événements à zéro et à deux branches a pour expression :

$$\bar{f} = P_0 \frac{\sigma_0(\bar{p}p)}{\sigma_{in}(\bar{p}p)} + P_2 \frac{\sigma_2(\bar{p}p)}{\sigma_{in}(\bar{p}p)} + f \frac{\sum_{N \geq 4} \sigma_N(\bar{p}p)}{\sigma_{in}(\bar{p}p)}$$

où P_0, σ_0 et P_2, σ_2 sont les fractions de double diffusion et les sections efficaces de production $\bar{p}p$ (proton libre) pour $N=0$ et 2 respectivement et $\sigma_{in}(\bar{p}p)$ est la section efficace inélastique $\bar{p}p$. En s'appuyant sur les distributions de probabilité discutées plus loin nous prenons $P_2 = 0,10 \pm 0,05$ (voir aussi la référence 28) et nous négligeons le premier terme, car P_0 a une valeur attendue petite et $\sigma_0(\bar{p}p)/\sigma_{in}(\bar{p}p)$ est petit dans tous les cas.

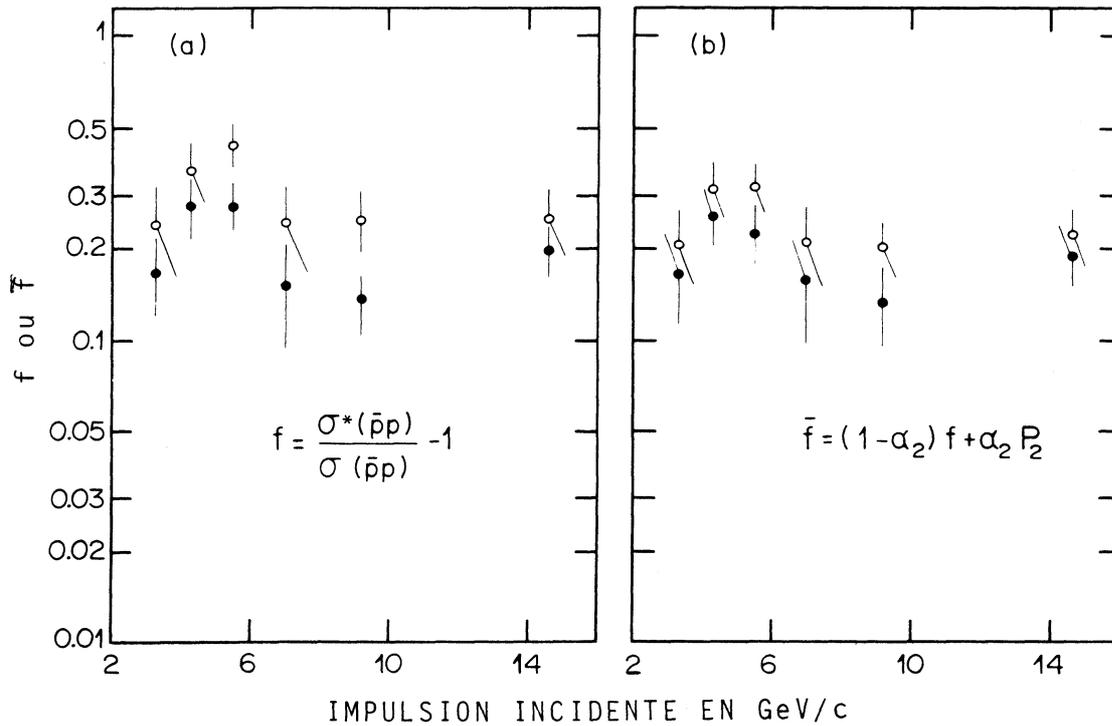


Figure III-4

Contribution de la double diffusion dans les interactions $\bar{p}d$ en fonction de l'impulsion incidente: en (a) en ne tenant pas compte et en (b) en tenant compte de la rediffusion dans les événements à deux branches. Les cercles blancs et noirs correspondent aux deux méthodes utilisées pour déterminer $\sigma_N^*(\bar{p}p)$ (voir texte). Ici $\sigma^*(\bar{p}p) = \sum_{N \geq 4} \sigma_N^*(\bar{p}p)$, $\sigma(\bar{p}p) = \sum_{N \geq 4} \sigma_N(\bar{p}p)$ et $\sigma_2 = \sigma_2(\bar{p}p) / \sigma_{in}(\bar{p}p)$. L'expression de \bar{f} est obtenue à partir de l'expression ci-contre en négligeant certains termes (voir texte).

Impulsion incidente (GeV/c)	f		\bar{f}	
	Valeurs par les deux méthodes	Valeur moyenne	Valeurs par les deux méthodes	Valeur moyenne
3.3	0.242 ± 0.074 0.167 ± 0.049	0.190 ± 0.041	0.209 ± 0.056 0.167 ± 0.047	0.185 ± 0.036
4.3	0.366 ± 0.084 0.279 ± 0.061	0.309 ± 0.049	0.317 ± 0.068 0.258 ± 0.055	0.281 ± 0.043
5.55	0.444 ± 0.071 0.278 ± 0.048	0.330 ± 0.040	0.321 ± 0.055 0.228 ± 0.046	0.267 ± 0.035
7	0.244 ± 0.075 0.150 ± 0.056	0.184 ± 0.045	0.210 ± 0.043 0.155 ± 0.061	0.179 ± 0.046
9.2	0.250 ± 0.056 0.136 ± 0.032	0.164 ± 0.028	0.201 ± 0.043 0.132 ± 0.033	0.157 ± 0.026
14.6	0.252 ± 0.059 0.199 ± 0.034	0.212 ± 0.030	0.222 ± 0.052 0.186 ± 0.040	0.199 ± 0.032

TABLEAU III.1

Valeurs des proportions de rediffusion par interactions $\bar{p}d$ en ne tenant pas compte (f) et en tenant compte (\bar{f}) de la rediffusion dans les événements à deux branches. Ces deux méthodes conduisent à des résultats sensiblement équivalents.

Interaction	Impulsion incidente (GeV/c)	f
π^-d	21 (35)	$0,11 \pm 0,01$
	100 (27)	$0,14 \pm 0,02$
	205 (31)	$0,14 \pm 0,01$
	360 (34)	$0,11 \pm 0,02$
π^+d	100 (32,33)	$0,15 \pm 0,03$
pd	19 (36)	$0,185 \pm 0,015$
	28 (37)	$0,183 \pm 0,029$
	100 (32,33)	$0,20 \pm 0,02$
	195 (38)	$0,14 \pm 0,06$
	200 (39)	$0,17 \pm 0,02$
	300 (40)	$0,12 \pm 0,02$
	400 (41)	$0,219 \pm 0,013$
$\bar{p}d$	100 (27)	$0,165 \pm 0,023$

TABLEAU III.2

Proportion de double diffusion f dans les interactions π^\pm, p^\pm sur deuton de 21 à 400 GeV/c.

La distribution de \bar{f} en fonction de l'impulsion incidente est représentée sur la Figure III-4b, où de la même façon que précédemment nous donnons les valeurs obtenues par nos deux méthodes de calcul de σ_N^* . Ces valeurs sont sensiblement égales en tenant compte des barres d'erreur. Dans le Tableau III.1 nous présentons également les valeurs moyennes pondérées de \bar{f} qui sont considérées comme notre meilleure estimation.

Ces valeurs sont comparées à celles obtenues dans différentes collisions hadron - deuton pour des impulsions incidentes comprises entre 21 et 400 GeV/c (Tableau III.2) : on peut constater que toutes ces valeurs sont du même ordre de grandeur.

La probabilité de double diffusion pour chaque multiplicité N peut s'écrire :

$$P_N = \frac{\sigma_N(\bar{p}n) - \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)}{\sigma_N(\bar{p}n)}$$

où $\bar{\sigma}_N(\bar{p}n)$ (sans doubles collisions) est déduite de nos échantillons à nombre impair de branches (voir Chapitre II.2 et Tableau I.5). Comme les sections efficaces $\sigma_N(\bar{p}n)$ (neutron libre) n'existent pas, nous les avons estimées par interpolation des données $\bar{p}p$ entre $\sigma_{N-1}(\bar{p}p)$ et $\sigma_{N+1}(\bar{p}p)$. La Figure III.5 représente la distribution de P_N en fonction de la multiplicité N. Nous voyons que P_N augmente avec la multiplicité bien que cet effet tende à s'atténuer quand l'impulsion incidente augmente. Les courbes tracées sur les figures sont calculées à partir d'un modèle simple, le modèle en cascade.

Dans le modèle simple en cascade, la probabilité de rediffusion est supposée être proportionnelle au nombre de particules sortantes chargées N. Deux versions différentes de cette approche simplifiée peuvent être utilisées. Nous avons vu que la section efficace $\bar{p}n$ sans double collision s'exprime en fonction de P_N par la relation :

$$\bar{\sigma}_N(\bar{p}n) = \sigma_N(\bar{p}n) (1 - P_N) \quad (1)$$

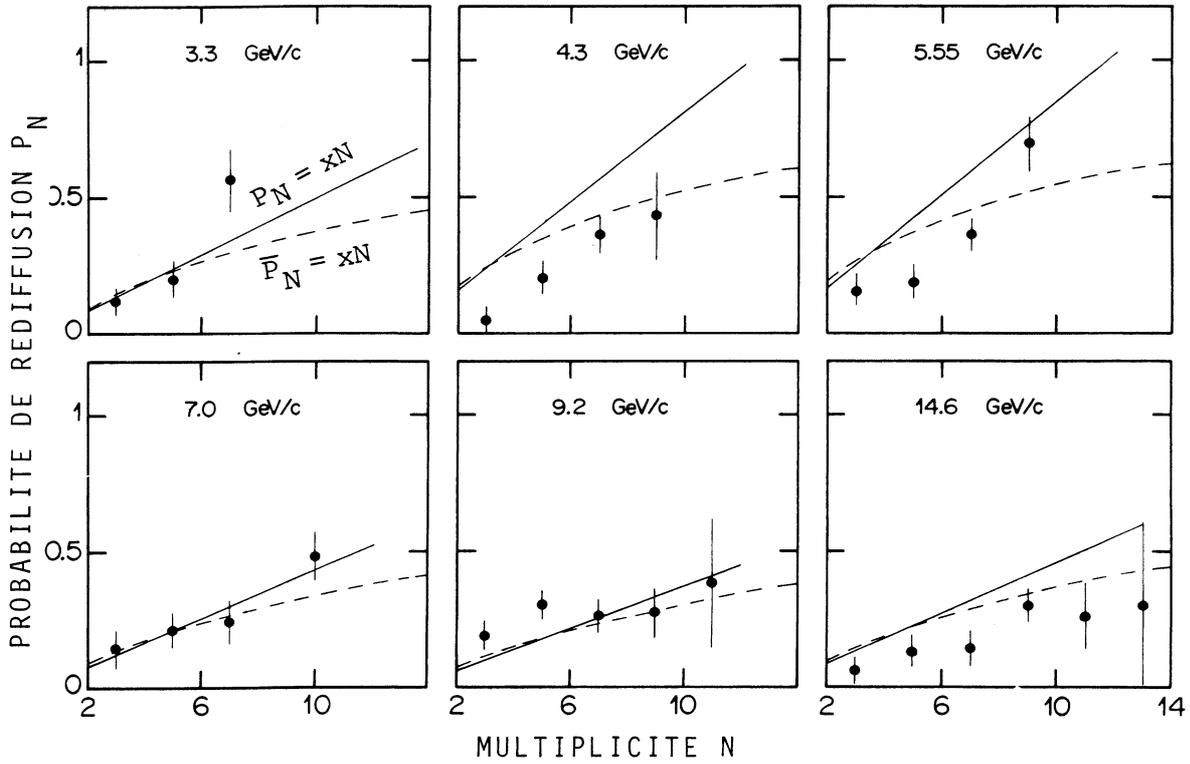


Figure III-5

Probabilité de double diffusion en fonction de N, le nombre de particules chargées sortantes. Les courbes représentent les prédictions de deux versions du modèle en cascade décrit dans le texte (traits plein et en pointillé).

que l'on peut écrire sous la forme :

$$\sigma_N(\bar{p}n) = \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) (1 + \bar{P}_N) \quad (2)$$

avec

$$\bar{P}_N = P_N / (1 - P_N)$$

Dans le cadre de ce modèle, nous pouvons utiliser soit $P_N = xN$, soit $\bar{P}_N = xN$, où x est un coefficient de proportionnalité qui sera déterminé dans chaque cas. En utilisant la forme (1), on s'aperçoit que la contribution de double diffusion $\sigma_N(\bar{p}n)P_N$ est proportionnelle à la section efficace $\bar{p}n$ sur neutron libre tandis que, dans le cas (2), elle est proportionnelle à la section efficace des interactions $\bar{p}n$ (neutron lié) sans double collision. En fait, les deux méthodes conduisent aux mêmes résultats si P_N et $\bar{P}_N \ll 1$. La constante x est alors obtenue en sommant la relation

$$(1 - f) \sum_{N \geq 4} \sigma_N(\bar{p}n) = \sum_{N \geq 4} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) \quad (\text{cf. Appendice III})$$

Nous avons ensuite calculé les valeurs de P_N conduisant à la courbe en trait plein ($P_N = xN$) et à la courbe en traits pointillés ($\bar{P}_N = xN$). Cette dernière décrit un peu mieux nos données que celle en trait plein. Dans tous les cas, les grandes erreurs introduites dans le calcul de $\sigma_N(\bar{p}n)$ par interpolation linéaire ne nous permettent pas de conclure sur la validité des modèles simples utilisés. Néanmoins nous avons noté une dépendance en multiplicité de P_N , ce qui est en désaccord avec des données à haute énergie⁽²⁸⁾ qui infirment le modèle en cascade sur la base d'une distribution plate de P_N .

III.4. DISTRIBUTION DE MULTIPLICITE DE DOUBLE DIFFUSION

Nous pouvons évaluer les sections efficaces de double diffusion par la relation

$$\sigma_N(DD) = \sigma_N^*(\bar{p}p) - [1 - P_N] \sigma_N(\bar{p}p)$$

à l'aide des valeurs trouvées pour P_N . Nous obtenons ainsi deux ensembles de sections efficaces (issues des deux façon de détermi-

P_{inc} (GeV/c)	$\langle N(\bar{p}p) \rangle$	$D(\bar{p}p)$	$\langle N(DD) \rangle$	$D(DD)$
3,3	$4,50 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,03$	$5,20 \pm 0,17$	$1,25 \pm 0,06$
4,3	$4,64 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,02$	$5,34 \pm 0,16$	$1,37 \pm 0,05$
5,55	$4,69 \pm 0,02$	$1,09 \pm 0,01$	$5,45 \pm 0,11$	$1,54 \pm 0,04$
7,0	$4,82 \pm 0,04$	$1,24 \pm 0,03$	$5,78 \pm 0,23$	$1,52 \pm 0,08$
9,2	$4,93 \pm 0,01$	$1,35 \pm 0,01$	$5,90 \pm 0,16$	$1,70 \pm 0,06$
14,6	$5,26 \pm 0,02$	$1,64 \pm 0,01$	$6,69 \pm 0,31$	$2,06 \pm 0,12$

TABLEAU III.3

Comparaison de la valeur moyenne et de la dispersion des multiplis-
cités chargées calculées pour $N \geq 4$ pour les interactions $\bar{p}p$ (pro-
ton libre) [$\langle N(\bar{p}p) \rangle$ et $D(\bar{p}p)$] et pour les événements provenant de
la double diffusion [$\langle N(DD) \rangle$ et $D(DD)$].

ner $\sigma_N^*(\bar{p}p)$ qui vont nous permettre de calculer les moments statistiques des multiplicités chargées pour $N \geq 4$. Dans le Tableau III.3 nous avons comparé la multiplicité chargée moyenne $\langle N(DD) \rangle$ et sa dispersion $D(DD)$ pour la double diffusion avec les mêmes quantités obtenues à partir des données $\bar{p}p$ libre. On constate que les valeurs obtenues sont plus grandes pour $\langle N(DD) \rangle$ et $D(DD)$ que celles correspondant aux interactions $\bar{p}p$. Ceci nous indique que les événements de double diffusion sont dus principalement aux interactions de particules secondaires sur la particule non cible dans la première interaction. Si ces événements étaient dus à des interactions sur l'un des nucléons cible avec la particule incidente qui a d'abord été diffusée élastiquement par l'autre nucléon (Fig.III-2a), nous serions dans le cas où $\langle N(DD) \rangle \leq \langle N(\bar{p}p) \rangle$ car, dans la deuxième collision, la particule diffusée a une impulsion inférieure ou sensiblement égale à celle de la première particule incidente.

III.5. COMPARAISONS AVEC LE MODELE DE CASCADE DE FLUX D'ENERGIE ET AVEC LE MODELE DU TUBE COHERENT

A. Le modèle de cascade de flux d'énergie

De même que le rapport R_A croît très peu en fonction de A , le numéro atomique du noyau considéré, on constate expérimentalement que ce rapport

$$R_A = \frac{\langle N(A) \rangle}{\langle N(1) \rangle}$$

est remarquablement constant pour un noyau dans un grand domaine d'énergie⁽⁴²⁾ (pour $67 \leq E \leq 8000$ GeV dans le cas de l'émulsion, R_A est de l'ordre de $\sim 1,7$). Ici, $\langle N(A) \rangle$ est le nombre moyen de particules secondaires dans une collision sur noyau et $\langle N(1) \rangle$ la multiplicité chargée pp à la même énergie. Dans notre cas, nous avons $\langle N(\bar{p}d) \rangle / \langle (\bar{p}p) \rangle$ qui varie de 1,06 à 1,07 dans un domaine d'énergie dans le système du centre de masse $\bar{p}d$ allant de 4,16 à 7,70 GeV.

On note donc qu'une collision hadron - noyau est en fait très peu différente d'une interaction pp , car si toutes les particules secondaires induites lors de la collision sur le premier

P_{inc} (GeV/c)	$\frac{\langle N(\bar{p}d) \rangle}{\langle N(\bar{p}p) \rangle}$	$1 + \frac{(\bar{\nu} - 1)}{3}$	$1 + \frac{\ln \bar{\alpha}}{\ln S}$	$1 + \frac{\ln 2}{\ln S}$	$\frac{\langle N(DD) \rangle}{\langle N(\bar{p}p) \rangle}$
3,3	$1,06 \pm 0,01$	$1,06 \pm 0,01$	$\sim 1,08$	$\sim 1,33$	$1,16 \pm 0,04$
4,3	$1,06 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,02$	$\sim 1,07$	$\sim 1,30$	$1,15 \pm 0,04$
5,55	$1,07 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,01$	$\sim 1,07$	$\sim 1,28$	$1,16 \pm 0,02$
7,0	$1,07 \pm 0,01$	$1,06 \pm 0,02$	$\sim 1,06$	$\sim 1,26$	$1,20 \pm 0,05$
9,2	$1,07 \pm 0,01$	$1,05 \pm 0,01$	$\sim 1,06$	$\sim 1,23$	$1,20 \pm 0,03$
14,6	$1,07 \pm 0,01$	$1,07 \pm 0,01$	$\sim 1,06$	$\sim 1,21$	$1,27 \pm 0,06$

TABLEAU III.4

Comparaison du rapport $R = \langle N(\bar{p}d) \rangle / \langle N(\bar{p}p) \rangle$ avec les prédictions du modèle de cascade de flux d'énergie ($R = 1 + (\bar{\nu} - 1)/3$ avec $\bar{\nu} = 1+f$) et du modèle du tube cohérent (soit $R = 1 + \ln \bar{\alpha} / \ln S$ avec $\alpha = 1,2$; soit $R = 1 + \ln 2 / \ln S$). Nous comparons aussi $\langle N(DD) \rangle / \langle N(\bar{p}p) \rangle$ avec $1 + \ln 2 / \ln S$.

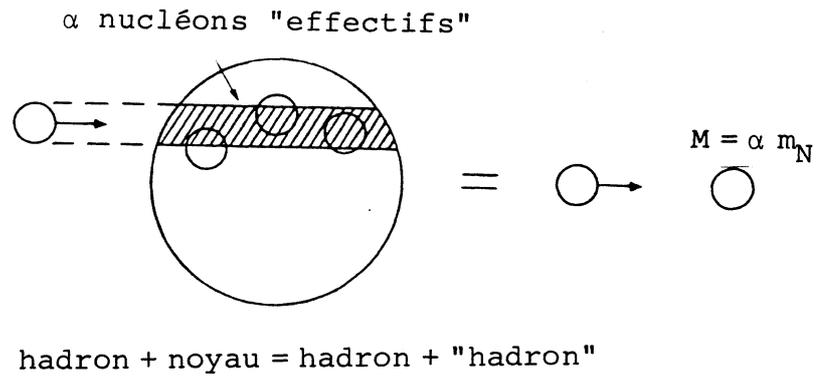


Figure III-6

Réaction hadron - noyau dans le cadre du modèle du tube cohérent où le hadron incident voit α nucléons : la réaction est alors équivalente à une collision du hadron avec une particule de masse $M = \alpha m_N$, m_N étant la masse d'un nucléon.

nucléon du noyau étaient actives, il s'ensuivrait une forte croissance de R_A avec l'énergie en même temps qu'avec le numéro atomique A . C'est donc une cascade de flux d'énergie de matière hadronique (et non les hadrons conventionnels) qui intervient dans les collisions nucléaires.

Dans le modèle développé par Gottfried⁽⁴³⁾ ce rapport R peut être relié à la valeur moyenne du nombre de collisions $\bar{\nu}$ d'un hadron incident à l'intérieur du noyau par l'expression suivante :

$$R = 1 + \frac{1}{3}(\bar{\nu} - 1)$$

Dans le Tableau III.4 nous comparons le rapport de la multiplicité moyenne chargée sur deutérium et celle sur hydrogène avec l'expression de R :

$$\frac{\langle N(\bar{p}d) \rangle}{\langle N(\bar{p}p) \rangle} \quad \text{et} \quad 1 + \frac{1}{3}(\bar{\nu} - 1)$$

où $\bar{\nu} = 1+f$ est le nombre moyen de collisions par événement dans le noyau de deutérium. Nous voyons que nos données sont en bon accord avec les prédictions du modèle de cascade de flux d'énergie.

B. Le modèle du tube cohérent

Dans ce modèle⁽⁴²⁾, on suppose que le temps d'interaction est si long que tous les nucléons situés sur la trajectoire de la particule incidente agissent comme un conglomérat, un seul tube : ils agissent cumulativement et de façon cohérente. Le hadron incident voit alors une cible de α nucléons distribués le long de sa trajectoire à l'intérieur du noyau (Fig.III-6). L'énergie totale au carré s_α dans le système du centre de masse de la réaction de la particule incidente avec α nucléons s'exprime par la relation :

$$s_\alpha = 2\alpha M_n E = \alpha S_1$$

où M_n est la masse du nucléon, E l'énergie de la particule incidente dans le laboratoire et S_1 l'énergie au carré dans le cas de la même collision avec un seul nucléon. Donc si l'on admet que la mul-

tiplicité moyenne croît de façon logarithmique pour les interactions $\bar{p}p^{(22)}$ et pour les interactions $\bar{p}d$ comme nous l'avons vérifié au Chapitre II.1, alors

$$R = \frac{\langle N(\bar{p}d) \rangle}{\langle N(\bar{p}p) \rangle} \approx \frac{\ln \alpha S}{\ln S} \approx 1 + \frac{\ln \alpha}{\ln S}$$

On voit ici que $R \rightarrow 1$ quand $S \rightarrow \infty$. Le nombre moyen α de nucléons contenus dans le tube interagissant lors de la réaction est donné par :

$$\alpha = \sum_{i=1}^A P(i,A) i$$

où $P(i,A)$ est la probabilité pour que le tube d'un noyau de nombre atomique A contienne exactement i nucléons. Sur noyau de deutérium, nous avons mesuré expérimentalement $P(2,2) = f$, la probabilité pour que les deux nucléons interagissent. Donc :

$$\alpha = (1-f) \times 1 + f \times 2 = 1+f$$

En comparant alors $R = \langle N(\bar{p}d) \rangle / \langle N(\bar{p}p) \rangle$ avec $1 + \ln \alpha / \ln S$ (Tableau III.4) nous voyons que nos données sont également compatibles avec les prédictions du modèle du tube cohérent.

Si l'on compare alors le rapport obtenu pour les événements de double diffusion $\langle N(DD) \rangle / \langle N(\bar{p}p) \rangle$ avec la même expression, mais en prenant cette fois $\alpha = 2$ car le tube contient réellement deux nucléons dans ce cas (deux dernières colonnes du Tableau III.4), on constate un accord quand l'impulsion incidente augmente.

Nous avons vu que les probabilités de rediffusion aux six impulsions incidentes étudiées sont légèrement plus élevées (de l'ordre de quelques pour cents) que celles trouvées dans les interactions πd et $p d$ de 21 à 400 GeV/c. Il semble néanmoins que les interactions sur deuton induites par des π conduisent à des valeurs de f inférieures à celles issues des interactions $p d$. Comme les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ sur neutron libre n'existent pas, nous ne sommes capables que de donner une estimation grossière de

la probabilité de rediffusion en fonction du nombre de particules chargées sortantes. En se reportant à ces probabilités, nous ne pouvons pas réellement confirmer ou infirmer la validité du modèle simple en cascade. Nous avons observé que la multiplicité moyenne chargée des événements pour lesquels la double diffusion a lieu est sensiblement plus grande que celle obtenue dans les interactions $\bar{p}p$ sur proton libre. Ceci suggère qu'une fraction importante des événements de ce processus provient d'interactions entre les particules produites et le nucléon spectateur. En comparant nos données avec les prédictions des modèles de cascade de flux d'énergie et du tube cohérent nous avons noté un bon accord entre nos valeurs expérimentales et celles prédites par ces deux modèles.

CHAPITRE IV

ETUDE DU PHENOMENE D'ANNIHILATION
AU MOYEN DE VARIABLES COLLECTIVES

Les réactions induites par des antiprotons permettent d'étudier un phénomène particulier : le phénomène d'annihilation. A haute énergie (impulsion incidente plus grande que 12 GeV/c) ce phénomène est pratiquement toujours étudié en faisant la différence⁽⁴⁴⁾ $\bar{p}N - pN$ et en supposant que cette différence peut être imputée à l'annihilation $\bar{p}N$. Toutefois ce travail est effectué dans une région d'impulsion incidente telle que l'on peut avoir accès directement à l'annihilation $\bar{p}N$ à l'aide d'événements ajustés. Les réactions $\bar{p}n$ que nous allons étudier présentent un certain intérêt car il n'existe encore que peu de résultats à grande impulsion incidente alors que les réactions $\bar{p}p$ ont été étudiées pour des impulsions allant jusqu'à 100 GeV/c.

A partir des expériences $\bar{p}d$ à 5,55 et 9,2 GeV/c, nous avons essayé d'extraire les réactions d'annihilation en pions à quatre et une contraintes dont nous allons exposer les propriétés principales. Nous comparerons les caractéristiques des réactions d'annihilation sur neutron avec celles des réactions du même type sur proton à l'aide des résultats de deux expériences $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c⁽⁴⁵⁾ et 9,1 GeV/c⁽⁴⁶⁾. Nous essayerons d'appliquer à ce type d'interactions une méthode d'investigation souvent utilisée pour décrire les phénomènes à haute énergie et à grand moment transverse : l'analyse en sphéricité et en poussée.

IV.1. ASPECTS GENERAUX DU PHENOMENE D'ANNIHILATION

A. Sélection des canaux d'annihilation $\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c

Dans ce travail, nous avons analysé les canaux d'annihilation en mésons π avec au maximum un π^0 dans l'état final

$$\bar{p}n \rightarrow m\pi^+ (m+1)\pi^- (\pi^0) \quad [5,55 \text{ et } 9,2 \text{ GeV/c}]$$

$$\bar{p}p \rightarrow m\pi^+ m\pi^- (\pi^0) \quad [5,7 \text{ et } 9,1 \text{ GeV/c}] \quad (m = 1, 6)$$

parmi lesquels nous décrivons l'obtention des événements de l'expérience $\bar{p}d$ à 9,2 GeV/c, une procédure identique ayant été utilisée à 5,55 GeV/c.

La qualité des événements a été contrôlée à partir des critères résultant des propriétés de symétrie du système $\bar{p}n$ ainsi que

Réactions	MM^2 (GeV/c ²) ²	Nombre d'événements sélectionnés
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$	-0,12;0,004	34
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	-0,22;0,08	273
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^-$	-0,12;0,012	47
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	-0,22;0,08	230
$\bar{p}n \rightarrow 4\pi^+ 5\pi^-$	-	22
$\bar{p}n \rightarrow 4\pi^+ 5\pi^- \pi^0$	-0,10;0,08	72
$\bar{p}n \rightarrow 5\pi^+ 6\pi^-$	< 0,01	8
$\bar{p}n \rightarrow 5\pi^+ 6\pi^- \pi^0$	< 0,08	37
$\bar{p}n \rightarrow 6\pi^+ 7\pi^-$	-	2
$\bar{p}n \rightarrow 6\pi^+ 7\pi^- \pi^0$	-	4

TABLEAU IV.1

Nombre d'événements sélectionnés pour les canaux d'annihilation $\bar{p}n \rightarrow m\pi$ ($m \geq 5$). Les événements éliminés sont ceux extérieurs aux domaines de MM^2 indiqués.

du modèle d'approximation d'impulsion. Des coupures supplémentaires ont permis d'éliminer certains événements pouvant présenter plusieurs particules neutres ou des particules étranges dans l'état final. Nous allons rappeler ces différents critères et décrire la procédure employée.

Nous avons vu au Chapitre I.4. que le modèle d'approximation d'impulsion pour le noyau de deutérium prédit que la distribution de l'impulsion du proton spectateur doit avoir une forme compatible avec celle déduite de la fonction d'onde du deuton; de même la distribution angulaire du proton spectateur dans le système du laboratoire doit être isotrope.

Le fait que le système $\bar{p}n$ (dans le cas où ces particules ne sont pas polarisées) soit un état propre de l'opérateur $U = GR(\pi)$ conduit à certaines propriétés des états finals conjugués avec eux-mêmes sous l'action de l'opérateur U ; G est l'opérateur de parité G et $R(\pi)$ une rotation de 180° autour d'un axe quelconque perpendiculaire à la direction de l'antiproton incident dans le système du centre de masse $\bar{p}n$. En particulier, pour les réactions d'annihilation en pions, les distributions angulaires des pions dans le système du centre de masse $\bar{p}n$ doivent être symétriques.

Après avoir vérifié que la distribution d'impulsion du proton spectateur ainsi que sa distribution angulaire dans le système du laboratoire présentaient bien le comportement attendu, nous avons examiné la distribution du carré de la masse manquante $[MM^2]$ aux diverses réactions. Nous n'avons conservé que les événements compris entre les limites de MM^2 indiquées dans le Tableau IV.1. L'examen des distributions angulaires des pions émis dans le système du centre de masse $\bar{p}n$ révèle que celles-ci sont symétriques dans le cas des canaux $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+3\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+4\pi^-(\pi^0)$ (Fig.IV-1). Par contre, pour les événements du canal $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+3\pi^-\pi^0$, la distribution de $\cos\theta^*(\pi^0)$ présente un pic vers l'arrière qui est associé à un excès de π^- émis vers l'avant.

Cet effet, déjà observé dans d'autres expériences⁽⁴⁷⁾, peut être attribué à une contamination par la réaction à quatre contraintes $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K + \text{pions}$, laquelle est alors simulée par le programme de reconstruction cinématique par la réaction d'annihilation

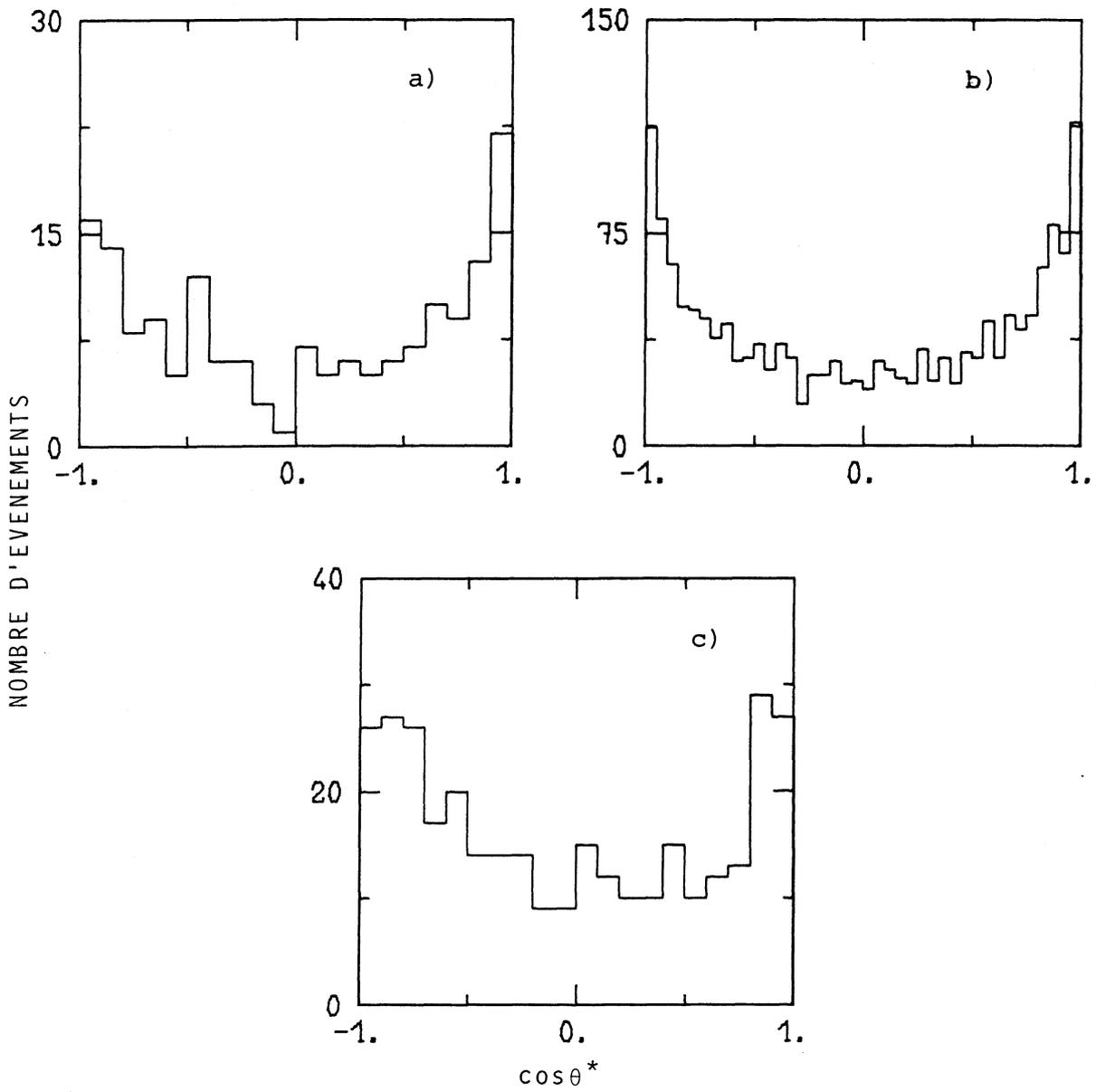


Figure IV-1a

Distributions angulaires des pions émis dans le système du centre de masse pour les réactions : a) $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$, b) $\bar{p}n \rightarrow 6\pi$, c) $\bar{p}n \rightarrow 7\pi$ à 9,2 GeV/c.

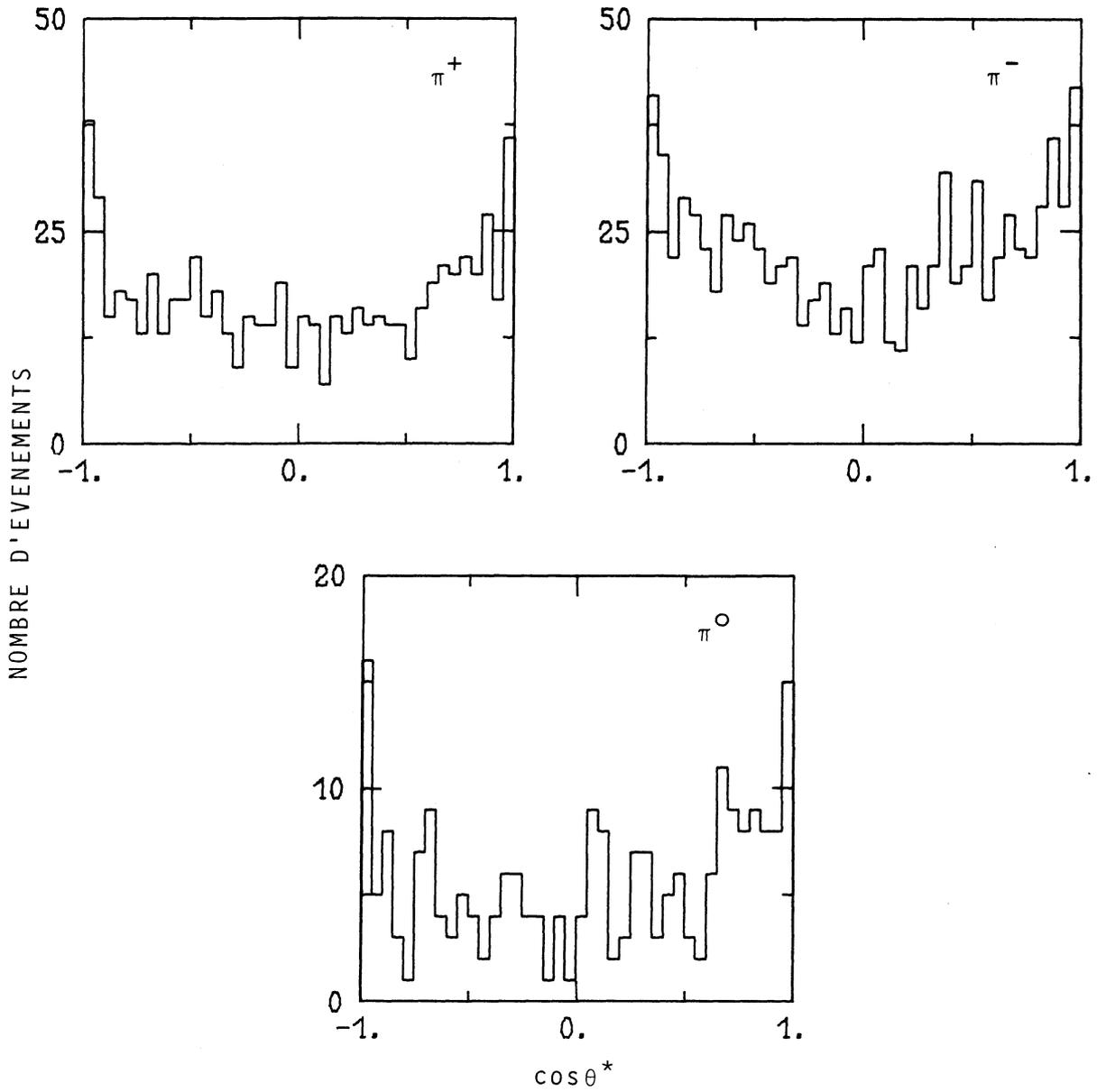


Figure IV-1b

Distributions angulaires des pions dans le système du centre de masse pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^- \pi^0$ à 9,2 GeV/c.

Réaction $\bar{p}n$	Section efficace (mb)	Réaction $\bar{p}p$	Section efficace (mb)
$\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$0,11 \pm 0,02$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$0,02 \pm 0,01$
$2\pi^+ 3\pi^-$	$0,08 \pm 0,01$	$2\pi^+ 2\pi^-$	$0,048 \pm 0,006$
$2\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$0,66 \pm 0,04$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$0,53 \pm 0,02$
$3\pi^+ 4\pi^-$	$0,11 \pm 0,01$	$3\pi^+ 3\pi^-$	$0,16 \pm 0,01$
$3\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	$0,59 \pm 0,05$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$0,94 \pm 0,03$
$4\pi^+ 5\pi^-$	$0,052 \pm 0,006$	$4\pi^+ 4\pi^-$	$0,09 \pm 0,01$
$4\pi^+ 5\pi^- \pi^0$	$0,17 \pm 0,02$	$4\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	$0,48 \pm 0,01$

TABLEAU IV.2

Sections efficaces d'annihilation $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$
à 9,2 GeV/c et 9,1 GeV/c, respectivement.

en pions à une contrainte. Dans ce cas, on peut vérifier à l'aide d'une méthode de Monte Carlo que le faux π^0 ajusté a une impulsion faible dans le système du laboratoire et est émis vers l'arrière dans le système du centre de masse⁽⁴⁷⁾. Si l'on considère un diagramme de $\cos\theta^*(\pi^0)$ en fonction du moment transverse $P_T(\pi^0)$, on observe une accumulation significative de 34 événements dans la région $\cos\theta^*(\pi^0) < -0,95$ et $P_T(\pi^0) < 0,12$ GeV/c qui ne se manifeste pas dans la région réfléchie délimitée par $\cos\theta^*(\pi^0) > 0,95$ et $P_T(\pi^0) < 0,12$ GeV/c (4 événements). Nous avons donc éliminé les événements de la première région. Nous obtenons finalement, pour l'étude de ces différents canaux d'annihilation à 9,2 GeV/c, les nombres d'événements reportés dans le Tableau IV.1.

B. Sections efficaces

Les sections efficaces des canaux d'annihilation $\bar{p}n \rightarrow m\pi$ ($m=4,10$) à 9,2 GeV/c d'impulsion incidente sont présentées dans le Tableau IV.2. A titre de comparaison nous donnons les sections efficaces obtenues pour les réactions $\bar{p}p \rightarrow m\pi$ ($m=3,9$) à 9,1 GeV/c⁽⁴⁶⁾.

Les Figures IV-2a et b présentent les sections efficaces d'annihilation $\bar{p}n \rightarrow m\pi^+(m+1)\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow m\pi^+(m+1)\pi^-\pi^0$ ($m=1,4$) en fonction du nombre total de pions émis à 5,55 et 9,2 GeV/c d'impulsion incidente, comparées respectivement aux sections efficaces d'annihilation $\bar{p}p$ à 5,7 et 9,1 GeV/c. Nous notons que pour une même réaction, les sections efficaces des canaux avec π^0 sont systématiquement plus grandes que celles des canaux sans π^0 ; en comparant les sections efficaces d'annihilation $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ en un même nombre de pions sortants, la réaction avec π^0 a toujours une section efficace plus grande.

Cet effet a déjà été observé dans plusieurs expériences $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ ^(48,49). Si on examine les sections efficaces d'annihilation $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ indépendamment, on pourrait attribuer cette caractéristique à un effet de la parité G car la présence d'un π^0 change la parité G de l'état final. Les conditions cinématiques étant les mêmes pour les interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ en Figures IV-2a et b et la parité alternant sur chacune des courbes dans les deux figures, nous pouvons conclure que cette alternance n'est pas due à un effet de l'opérateur

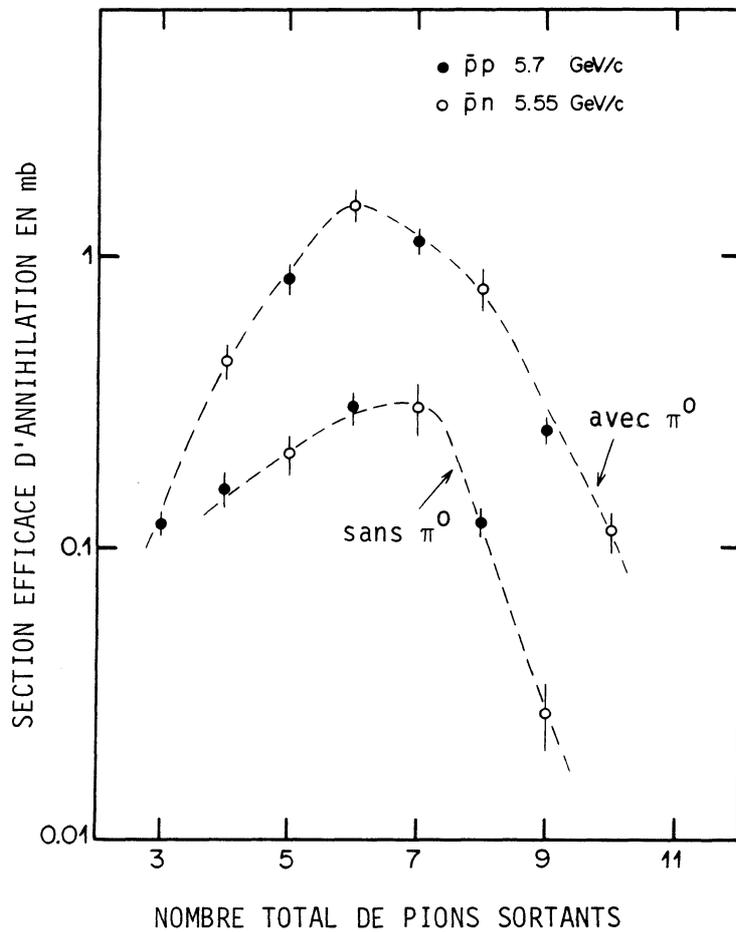


Figure IV-2a

Comparaison des sections efficaces $\bar{p}p$ (5,7 GeV/c) et $\bar{p}n$ (5,55 GeV/c) présentées en fonction du nombre total de pions sortants pour les canaux ajustés. Les courbes servent à guider l'œil.

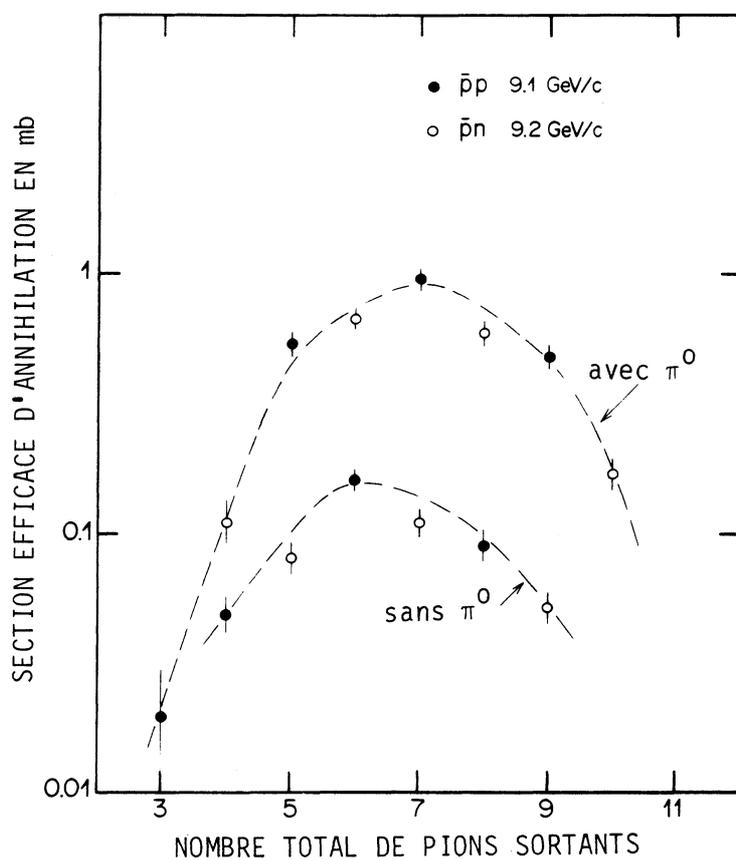
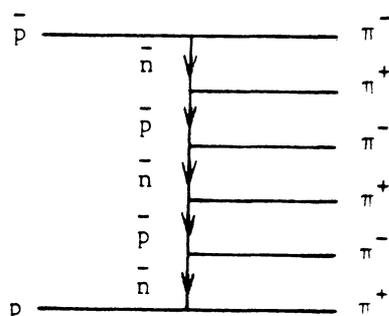


Figure IV-2b

Comparaison des sections efficaces $\bar{p}p$ (9,1 GeV/c) et $\bar{p}n$ (9,2 GeV/c) présentées en fonction du nombre total des pions sortants pour les canaux ajustés. Les courbes servent à guider l'oeil.

de parité G. En fait, les modèles multipériphériques peuvent donner une explication intuitive de cette fluctuation. Dans ces modèles, on suppose que les corrélations entre deux pions sortants sont beaucoup plus importantes pour des paires formées par des particules adjacentes le long de la chaîne multipériphérique que pour des paires non adjacentes⁽⁴⁴⁾. Si on suppose que ce sont les trajectoires des nucléons qui donnent les contributions dominantes aux réactions d'annihilation, les charges positives et négatives des pions sortants doivent alterner le long de la chaîne multipériphérique comme l'indique le schéma suivant :



Un π^0 cependant peut être placé n'importe où sur la chaîne. Comme conséquence de ce degré de liberté on peut concevoir que les sections efficaces aient tendance à croître quand il y a un π^0 dans l'état final.

C. Production centrale et analyse en paramètre d'impact

Une autre caractéristique des réactions d'annihilation est leur production plus "centrale" que les autres réactions $\bar{p}N$ à la même énergie. En d'autres termes, les moments transverses des particules secondaires ne présentent pas le comportement limité observé dans cette gamme d'impulsion incidente pour les réactions usuelles, dites à petits P_T . Ceci est montré par l'exemple de la Figure IV-3 qui représente la valeur moyenne des impulsions transverses des pions sortants $\langle P_T \rangle$ en fonction de la valeur moyenne des valeurs absolues des impulsions longitudinales dans le système du centre de masse $\langle |P_L^*| \rangle$. Ces valeurs sont calculées pour les réac-

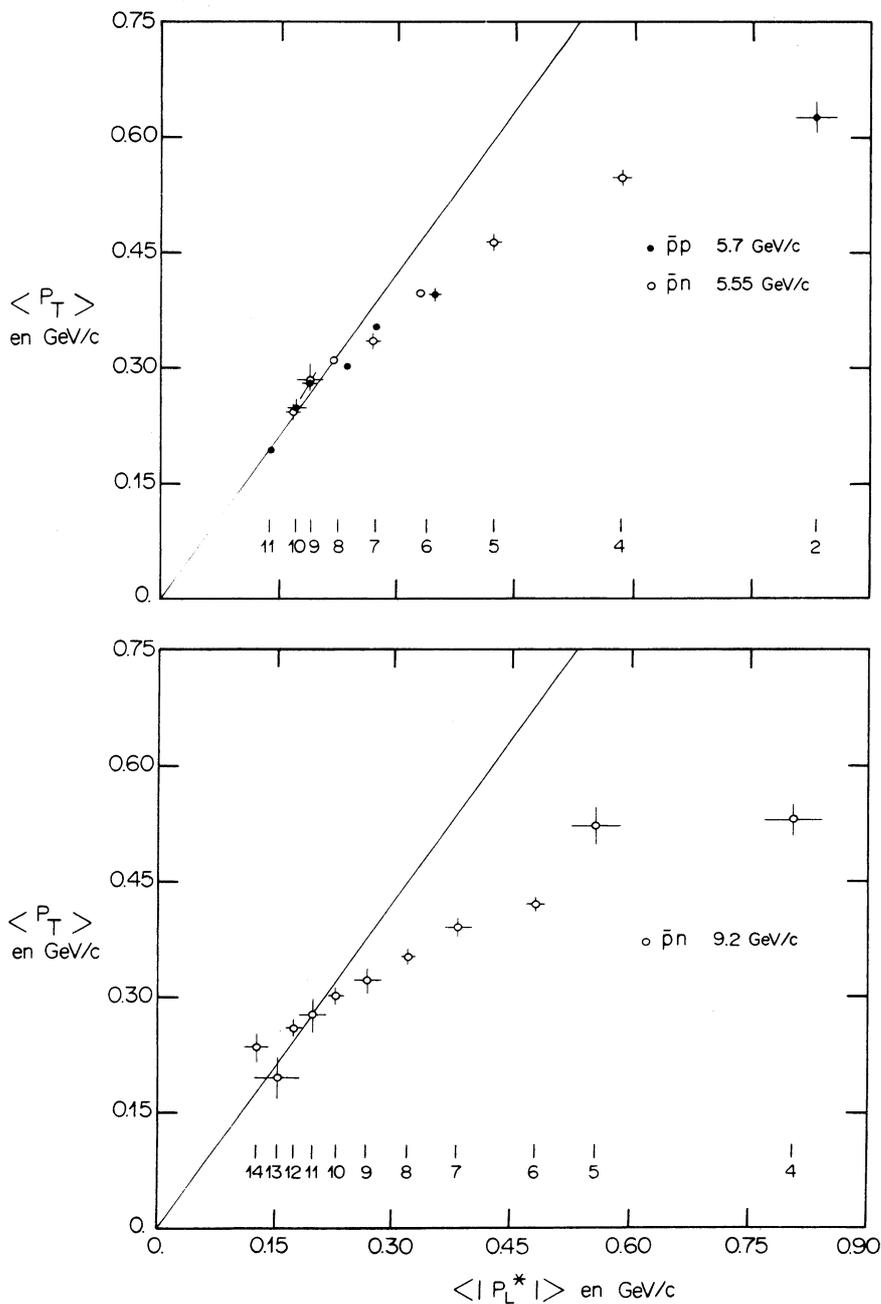


Figure IV-3

Valeur moyenne de l'impulsion transverse $\langle P_T \rangle$ des pions sortants en fonction de la valeur moyenne de la valeur absolue de leur impulsion longitudinale dans le système du centre de masse de la réaction. La droite correspond à l'émission isotrope des pions. Les chiffres en bas de la figure indiquent le nombre de π sortants, associé à chaque point expérimental.

Réactions	b_L (fm)
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	$0,452 \pm 0,009$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$	$0,357 \pm 0,009$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$	$0,285 \pm 0,006$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$	$0,293 \pm 0,012$
$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$	$0,850 \pm 0,020$
$\bar{p}d \rightarrow \bar{N}d\pi\pi\pi$	$0,778 \pm 0,020$
$\bar{p}n \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	$0,201 \pm 0,021$

TABLEAU IV.3

Valeurs de b_L obtenues pour les réactions à quatre branches visibles dans les interactions $\bar{p}d$ à 9,2 GeV/c

tions $\bar{p}n$ à 5,5 et 9,2 GeV/c ainsi que pour les réactions $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c. Nous voyons que $\langle P_T \rangle$ pour $N \leq 7$ est plus grand que pour les réactions de non annihilation (où $\langle P_T \rangle \sim 300$ MeV/c) et que nos données suivent les prédictions d'espace de phase (émission isotrope) quand le nombre de pions secondaires augmente. Les prédictions de cet espace de phase semblent donc une bonne approximation quand le nombre de particules sortantes augmente.

Pour analyser le périphérisme d'une réaction, une autre méthode peut être appliquée: le calcul de la limite inférieure b_L de la moyenne quadratique du paramètre d'impact⁽⁵⁰⁾. Cette quantité est telle que l'on a :

$$\langle b^2 \rangle \geq b_L^2$$

où b est le paramètre d'impact réel. Une des expressions proposées⁽⁵¹⁾ pour définir b_L peut être donnée par :

$$b_L^2 = \frac{\langle \sum_{i=1}^N (x_i^2 - r_i^2 / 2P_i'^2) \rangle^2}{\langle \sum_{i,j=1}^N x_i x_j \vec{r}_i \vec{r}_j \rangle}$$

Dans cette relation, x_i est la variable de Feynman $x_i = P_i / P_i'$, où P_i désigne l'impulsion de la particule i dans le système du centre de masse et P_i' la valeur maximale permise de P_i ; \vec{r}_i est le moment transverse de la particule i et la sommation s'effectue sur le nombre N de particules sortantes. Le numérateur donne une mesure de la nature périphérique de la réaction tandis que la quantité au dénominateur est plutôt sensible à la structure en jet de l'événement.

A titre d'exemple nous donnons dans le Tableau IV.3 les valeurs trouvées pour cette quantité dans l'étude des interactions $\bar{p}d$ à 9,2 GeV/c d'impulsion incidente⁽⁶⁾, obtenues à partir des événements à quatre branches visibles. Nous constatons que la valeur de b_L pour la réaction d'annihilation est nettement inférieure aux valeurs des autres types d'interactions tels que la production de un ou deux mésons π et la production cohérente. Les réactions

Réactions d'annihilation	Impulsion Incidente GeV/c	b_L (fm)
$\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$	5,55	0,129 \pm 0,008
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$	5,55	0,116 \pm 0,010
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	5,55	0,097 \pm 0,009
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^-$	5,55	0,091 \pm 0,020
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^-$	5,55	0,058 \pm 0,012
$\bar{p}n \rightarrow 4\pi^+ 5\pi^- \pi^0$	5,55	0,046 \pm 0,034
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	5,7	0,147 \pm 0,016
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$	5,7	0,116 \pm 0,006
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	5,7	0,075 \pm 0,003
$\bar{p}p \rightarrow 4\pi^+ 4\pi^-$	5,7	0,092 \pm 0,016
$\bar{p}p \rightarrow 4\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	5,7	0,036 \pm 0,010

TABLEAU IV.4a

Comparaison des valeurs de b_L obtenues pour les réactions d'annihilation en pions : $\bar{p}n$ à 5,55 GeV/c et $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c.

Réactions d'annihilation	Impulsion incidente GeV/c	b_L (fm)
$\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$	9,2	$0,201 \pm 0,021$
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$	9,2	$0,125 \pm 0,022$
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	9,2	$0,167 \pm 0,010$
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^-$	9,2	$0,142 \pm 0,020$
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	9,2	$0,122 \pm 0,010$
$\bar{p}n \rightarrow 4\pi^+ 5\pi^-$	9,2	$0,090 \pm 0,022$
$\bar{p}n \rightarrow 4\pi^+ 5\pi^- \pi^0$	9,2	$0,074 \pm 0,016$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	9,1	$0,22 \pm 0,02$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	9,1	$0,182 \pm 0,004$
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$	9,1	$0,18 \pm 0,01$
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	9,1	$0,133 \pm 0,004$
$\bar{p}p \rightarrow 4\pi^+ 4\pi^-$	9,1	$0,11 \pm 0,01$
$\bar{p}p \rightarrow 4\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	9,1	$0,096 \pm 0,006$

TABLEAU IV-4b

Comparaison des valeurs de b_L obtenues pour les réactions d'annihilation en pions $\bar{p}n$: à 9,2 GeV/c et $\bar{p}p$ à 9,1 GeV/c⁽⁵²⁾.

d'annihilation apparaissent donc plus centrales, c'est-à-dire plus "dures" puisqu'il y a disparition du baryon et de l'antibaryon. Les réactions d'annihilation $\bar{p}n$ à 5,55 et 9,2 GeV/c et $\bar{p}p$ à 5,7 et 9,1 GeV/c⁽⁵²⁾, pour lesquelles nous avons calculé ce paramètre (Tableau IV.4a et b), présentent des valeurs du même ordre de grandeur, lesquelles décroissent quand le nombre de pions sortants augmente.

IV.2. UTILISATION DE VARIABLES COLLECTIVES : LA SPHERICITE ET LA POUSSEE

A. Intérêt des variables collectives

Pour analyser la production multiple de particules, certains auteurs⁽⁵³⁾ ont proposé l'utilisation de variables collectives construites à partir de quantités propres à chaque particule sortante et qui donnent une description de l'état final dans son ensemble. Ces variables peuvent révéler des phénomènes dynamiques sous-jacents qui n'apparaissent pas dans l'analyse des distributions d'une seule variable ou des corrélations de deux particules. Les distributions de telles variables peuvent, dans certains cas, permettre de faire un choix entre différents modèles décrivant la production multiple de particules.

La situation idéale a lieu quand une telle variable est distribuée selon une fonction δ entraînant ainsi une nouvelle loi de conservation ; plus on se rapprochera de cette situation, plus l'effet observé sera significatif. Mais même si cette situation n'est pas atteinte, s'il existe une déviation par rapport aux distributions de ces mêmes variables pour des événements générés par un programme de Monte Carlo, on peut déceler un nouvel effet de la dynamique qui n'est pas inclus dans la méthode de génération.

Les variables utilisées ici, la sphéricité⁽⁵⁴⁾ et la poussée⁽⁵⁵⁾ ("thrust" dans la littérature) sont propres à la description de la même propriété physique de l'interaction : l'émission des particules selon une direction privilégiée.

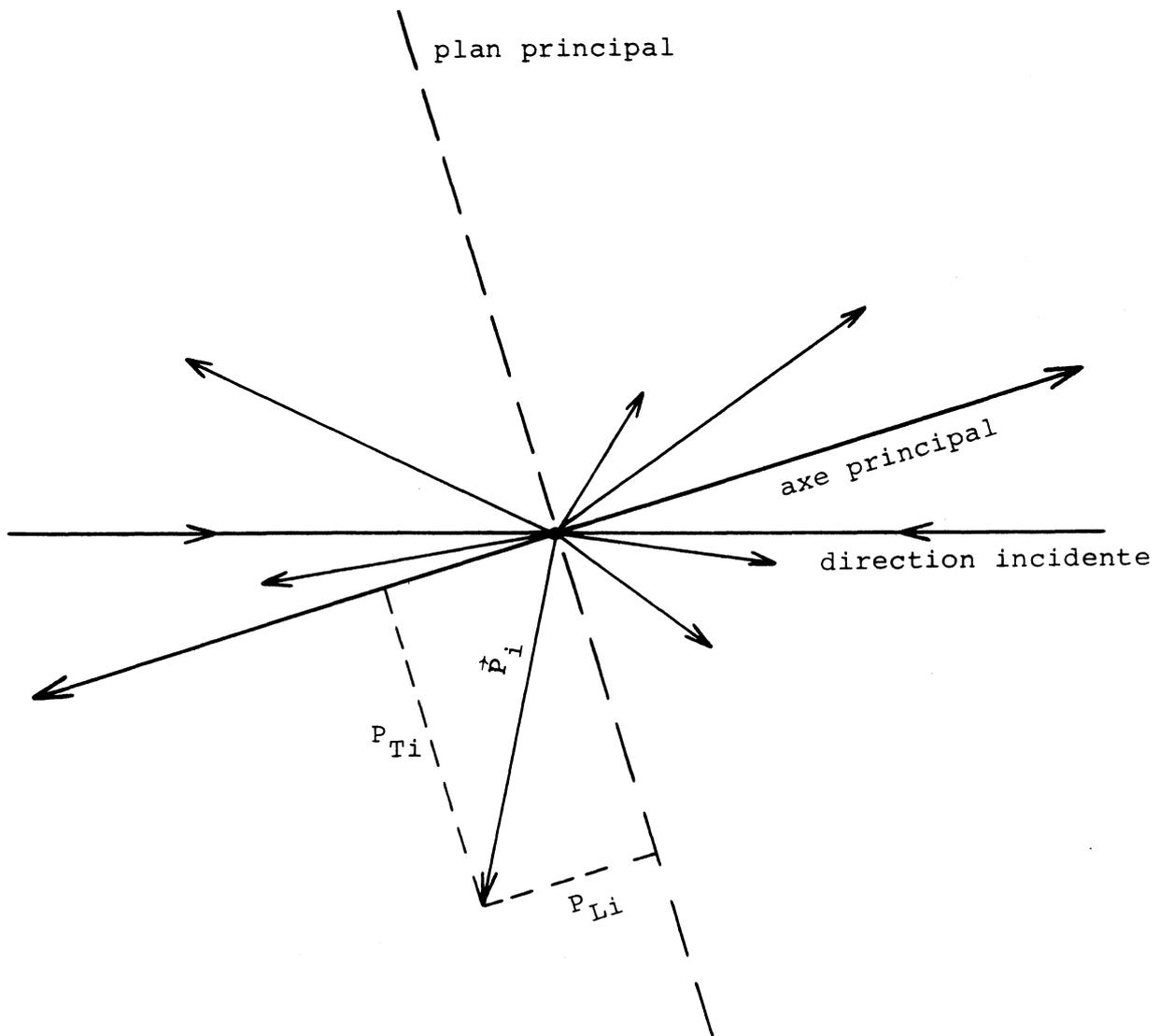


Figure IV-4

Axe principal : étant donné les vecteurs impulsions \vec{P}_i de toutes les particules secondaires dans le système du centre de masse de la collision, soit une droite passant par leur origine commune et les projections de toutes les impulsions sur cette droite. La droite pour laquelle la valeur absolue de la somme des projections des impulsions est maximum, est appelée axe principal du jet.

B. Définition de la sphéricité et de la poussée

1). La sphéricité

La sphéricité est définie en fonction des modules des impulsions \vec{P}_i dans le système du centre de masse de la réaction et des impulsions transverses \vec{P}_{Ti} au carré de toutes les particules sortantes selon une direction arbitraire de vecteur unitaire \hat{n}

$$S(\hat{n}) = \frac{3}{2} \frac{\sum_i |\vec{P}_{Ti}|^2}{\sum_i |\vec{P}_i|^2}$$

\sum_i est la sommation sur toutes les N particules sortantes. Le calcul s'effectue par rapport à un axe défini par le vecteur unitaire arbitraire \hat{n} et qui peut être celui de la direction incidente dans le système du centre de masse.

La sphéricité calculée par rapport à l'axe principal (Fig. IV-4), c'est-à-dire l'axe pour lequel la somme des carrés des moments transverses à cet axe est minimale, s'exprime alors par :

$$S = \min S(\hat{n})$$

Cette quantité est équivalente à

$$S = \frac{3\lambda_3}{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}$$

où λ_i ($i=1,2,3$) sont les valeurs propres du tenseur

$$S_{\alpha\beta} = \sum_i (P_i^2 \delta_{\alpha\beta} - P_{i\alpha} P_{i\beta}) \quad \text{avec } \alpha, \beta = x, y, z$$

et où $\delta_{\alpha\beta}$ est le symbole de Kronecker.

$$\delta_{\alpha\beta} \begin{cases} = 1 & \text{si } \alpha = \beta \\ = 0 & \text{si } \alpha \neq \beta \end{cases}$$

Ce tenseur est construit par analogie à un tenseur d'inertie en mécanique. Les valeurs propres sont telles que $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ et que

$\text{Tr}(S) = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. La fonction $1/\sqrt{S(\hat{n})}$ décrit un ellipsoïde dont les axes sont les vecteurs propres du tenseur $S_{\alpha\beta}$. Le vecteur propre correspondant à la valeur propre λ_3 est supposé être l'axe de l'alignement et est nommé axe de la sphéricité, axe pour lequel la condition de minimisation de S est remplie. Nous voyons que pour $S=1$, les particules sont émises de façon complètement isotrope et qu'un alignement se produit quand S tend vers zéro.

2). La poussée

Cette variable est définie par :

$$T = \max T(\hat{n})$$

où

$$T(\hat{n}) = 2 \frac{\sum_i^{\sim} |\vec{P}_{Li}|}{\sum_i |\vec{P}_i|}$$

$\vec{P}_{Li} = (\vec{P}_i \cdot \hat{n}) \hat{n}$ étant les impulsions longitudinales selon \hat{n} des particules sortantes dans le système du centre de masse de la réaction et la sommation \sum_i^{\sim} au numérateur ne s'effectuant que sur un seul hémisphère, ce qui peut également s'écrire :

$$T(\hat{n}) = \frac{2}{\sum_i |\vec{P}_i|} \sum_i \theta(\vec{P}_i \cdot \hat{n}) \vec{P}_{Li}$$

$\theta(x)$ étant la fonction saut de Heaviside.

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x \leq 0 \end{cases}$$

Le calcul effectué de cette manière se fait de façon itérative: on définit le vecteur unitaire \hat{n} auquel on fait décrire un hémisphère. La somme des impulsions longitudinales est calculée pour cet axe, lequel correspond à l'axe de la poussée lorsque cette somme est maximale.

En écrivant la fonction de poussée $T(\hat{n})$ sous la forme :

$$T(\hat{n}) = \frac{2}{\sum_i |\vec{P}_i|} \sum_{i \in H_+} |\vec{P}_i| \cos \alpha_H$$

on remarque qu'elle est maximale pour $\cos \alpha_H = 1$. Ici α_H est l'angle que fait le vecteur unitaire \hat{n} avec le vecteur somme de toutes les impulsions $|\vec{P}_i|$ dans l'hémisphère considéré H_+ . Lorsque \hat{n} coïncide avec la direction des impulsions totales à l'intérieur de H_+ , $T(\hat{n})$ présente un maximum pour $\alpha_H = 0$. De plus, en raison de la conservation de l'impulsion, la fonction de poussée présente également un maximum dans l'autre hémisphère selon la direction opposée $-\hat{n}$. Il existe des exemples où plusieurs maxima sont possibles. La valeur correcte de la poussée est alors la plus grande parmi les différents maxima de la fonction de poussée. Dans la pratique, on calcule la somme des impulsions de toutes les combinaisons possibles de particules et la poussée est calculée avec la plus grande valeur trouvée pour $\sum_i |\vec{P}_i|$. La conservation de l'impulsion réduit le nombre de combinaisons de moitié, c'est-à-dire à $2^{N-1}-1$, où N est le nombre de particules sortantes. La fonction de poussée varie alors de 0,5 à 1, un alignement des particules sortantes pouvant être décelé quand $T(\hat{n})$ tend vers 1.

On peut donner une interprétation géométrique simple de l'axe de la poussée: la conservation d'impulsion ($\sum_i \vec{P}_i = 0$) permet de représenter le vecteur somme $\sum_{i=1}^N \vec{P}_i$ par un polygone dans l'espace à trois dimensions avec possibilité de croisement des vecteurs (voir Fig.IV-5). L'axe de la poussée est alors déterminé par le diamètre le plus grand parmi les plus grands diamètres de tous les polygones possibles.

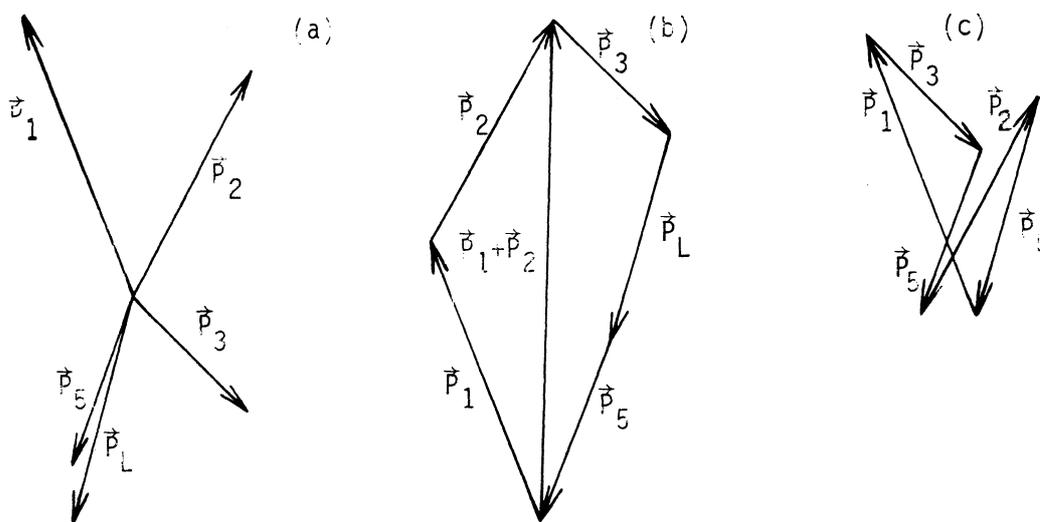
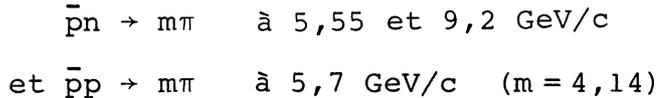


Figure IV-5

Les impulsions \vec{p}_i de chaque particule peuvent être représentées comme une étoile à partir d'une origine commune (a) ou comme des polygones. Deux des différents polygones possibles sont montrés en (b) et (c). Le diamètre le plus grand parmi les plus grands diamètres de tous les polygones est indiqué en (b) et il détermine l'axe de la poussée.

IV.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR LES REACTIONS D'ANNIHILATION $\bar{p}n$
A 5,55 ET 9,2 GeV/c ET $\bar{p}p$ A 5,7 GeV/c. COMPARAISON AVEC DES
REACTIONS DE NON ANNIHILATION

Nous avons effectué l'analyse en sphéricité et en poussée au moyen des canaux d'annihilation suivants :



Les Figures IV-6a et c présentent les distributions de la sphéricité et de la poussée pour tous ces canaux. Sur ces figures, nous avons également représenté les distributions angulaires de $\cos\theta_s$ [$\cos\theta_T$] où θ_s [θ_T] est l'angle que fait l'axe de la sphéricité [de la poussée] avec la direction de l'antiproton incident dans le système du centre de masse de la réaction. Les courbes représentent les prédictions de l'espace de phase statistique que nous avons obtenu en générant des événements à l'aide d'une méthode de Monte Carlo. Nous voyons que les distributions de sphéricité et de poussée sont relativement bien reproduites par cet espace de phase. Sur les Figures IV-7a, b et c sont reportées les valeurs moyennes des distributions de sphéricité et de poussée pour ces mêmes canaux. Il apparaît alors un léger écart entre les résultats expérimentaux et l'espace de phase et cet écart augmente avec l'impulsion incidente.

Par contre, les distributions angulaires $\cos\theta_s$ et $\cos\theta_T$ dévient très fortement par rapport aux distributions isotropes prévues par l'espace de phase. Cette déviation s'atténue quand le nombre de pions sortants augmente et est similaire à l'allure des distributions angulaires des π dans le système du centre de masse de la réaction. Ces distributions angulaires, symétriques par rapport à la direction de l'antiproton incident (voir Fig.IV-1 a et b), présentent aussi des pics vers l'avant et vers l'arrière mais qui diminuent lorsque le nombre des particules sortantes augmente. Ceci peut être observé d'une manière quantitative dans le Tableau IV.5 où nous avons calculé le rapport $r = 2F/M$ pour les distributions angulaires de production de pions, de $\cos\theta_s$ et $\cos\theta_T$; F représente le nombre d'événements de chaque distribution ayant $|\cos\theta| > 0,5$ et

$\bar{p}n$ à 5,55 GeV/c

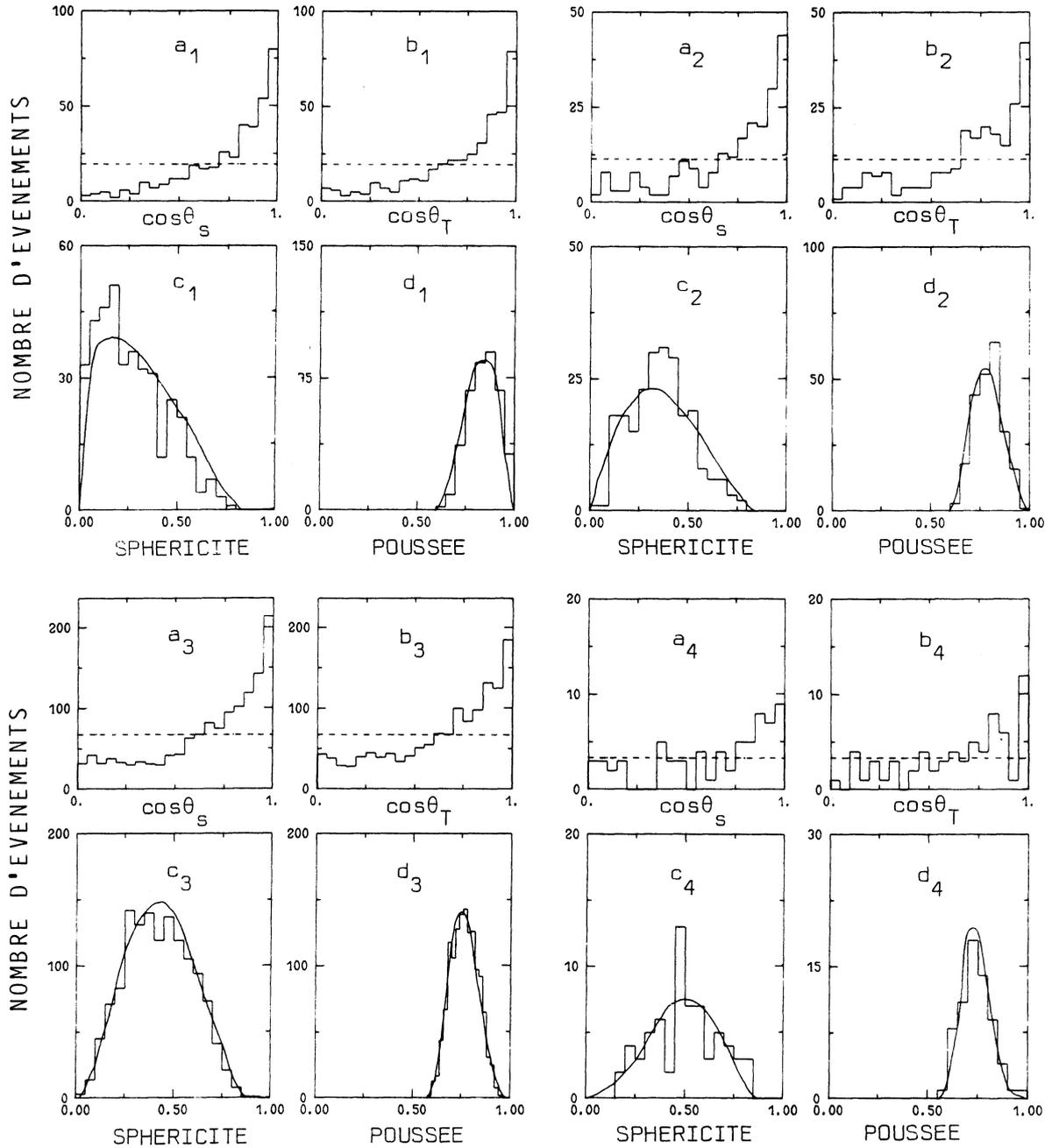


Figure IV-6a

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions :

$\bar{p}n \rightarrow 4\pi$ [indice 1] N = 392, $\bar{p}n \rightarrow 5\pi$ [indice 2] N = 228

$\bar{p}n \rightarrow 6\pi$ [indice 3] N = 1348, $\bar{p}n \rightarrow 7\pi$ [indice 4] N = 67

$\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c

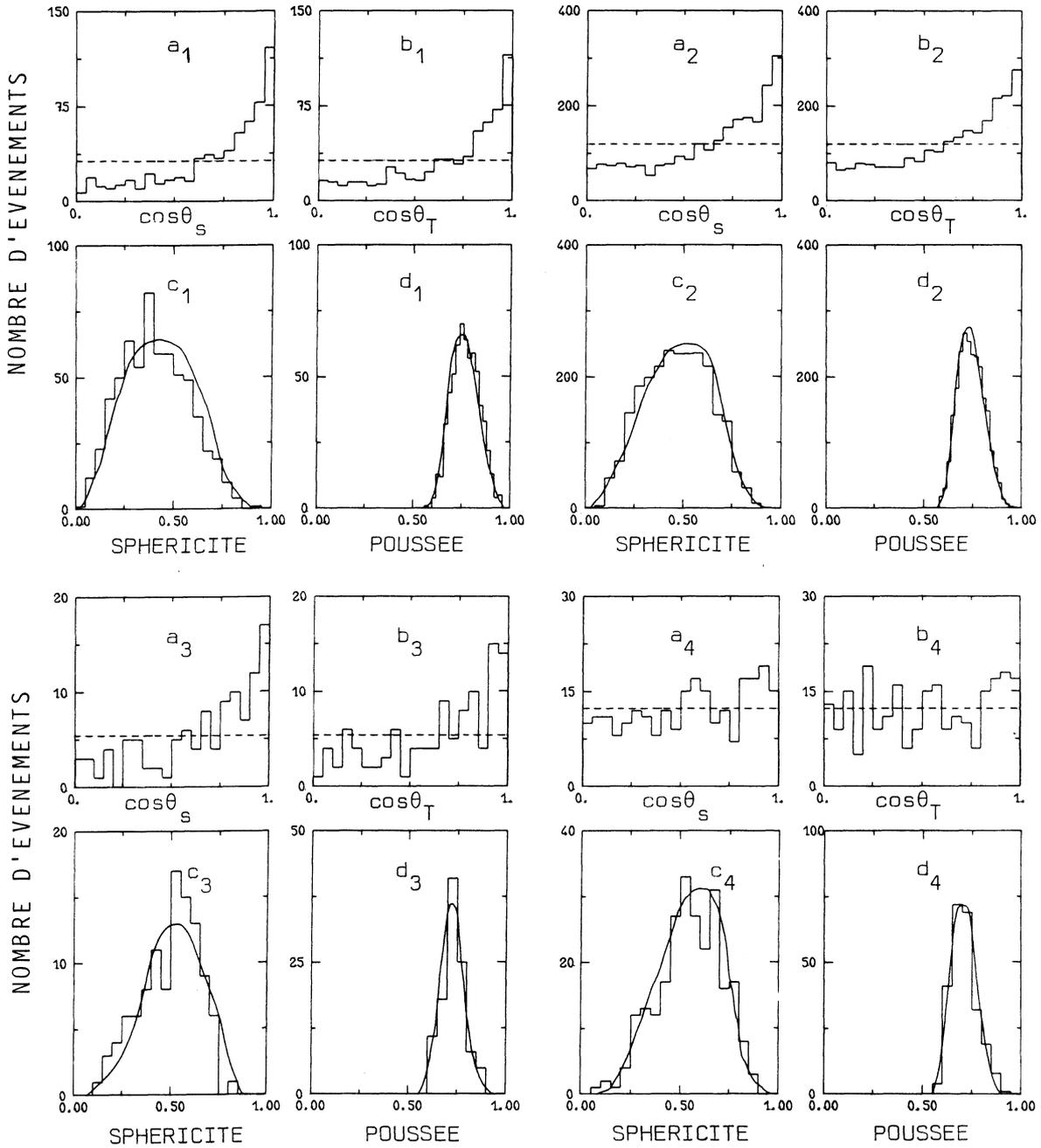


Figure IV-6b

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions :

$\bar{p}p \rightarrow 6\pi$ [indice 1] $N = 637$, $\bar{p}p \rightarrow 7\pi$ [indice 2] $N = 2400$

$\bar{p}p \rightarrow 8\pi$ [indice 3] $N = 108$, $\bar{p}p \rightarrow 9\pi$ [indice 4] $N = 246$

$\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c

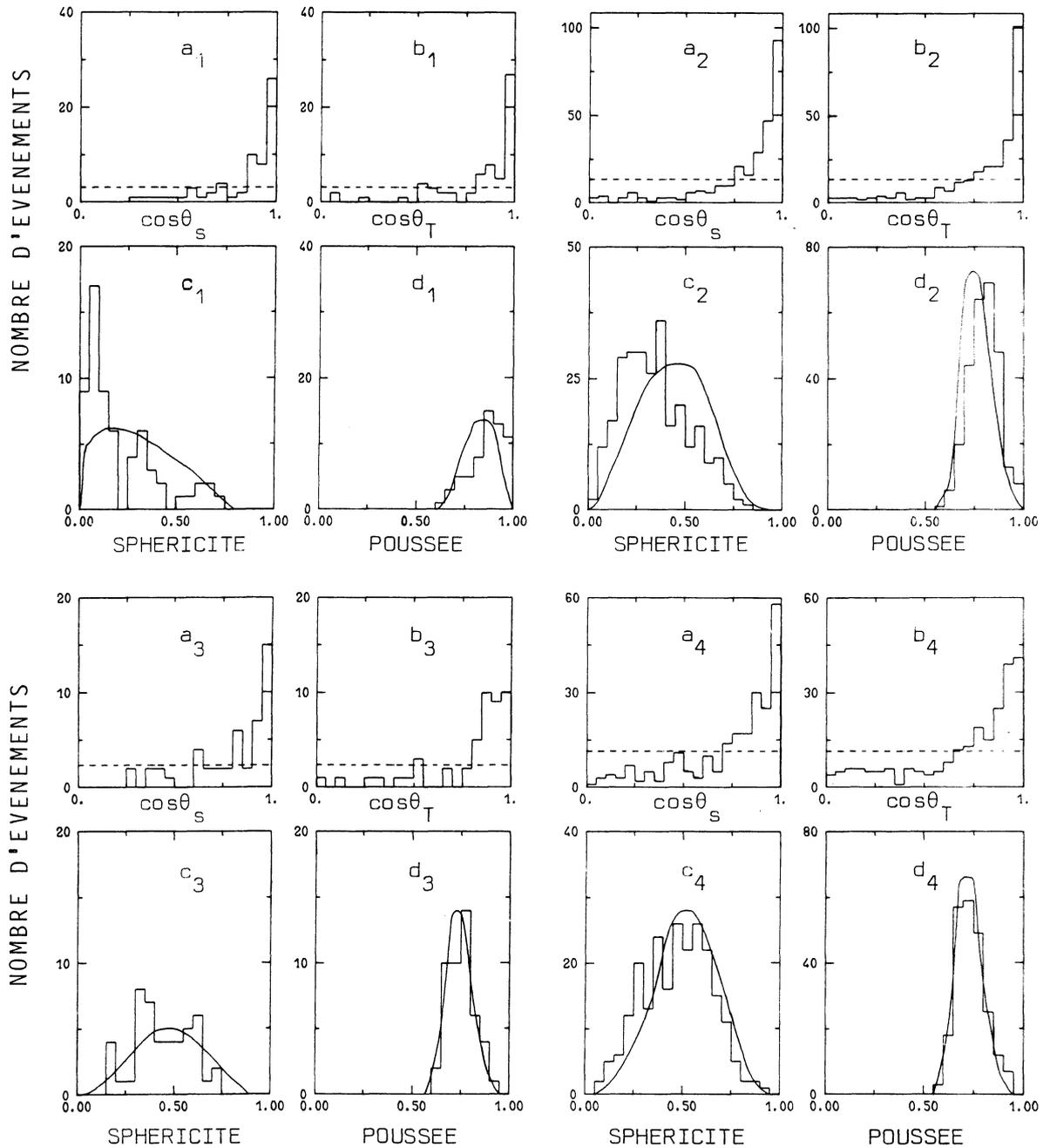


Figure IV-6c

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions :

$\bar{p}n \rightarrow 4\pi$ [indice 1] N = 63, $\bar{p}n \rightarrow 6\pi$ [indice 2] N = 273

$\bar{p}n \rightarrow 7\pi$ [indice 3] N = 47, $\bar{p}n \rightarrow 8\pi$ [indice 3] N = 230

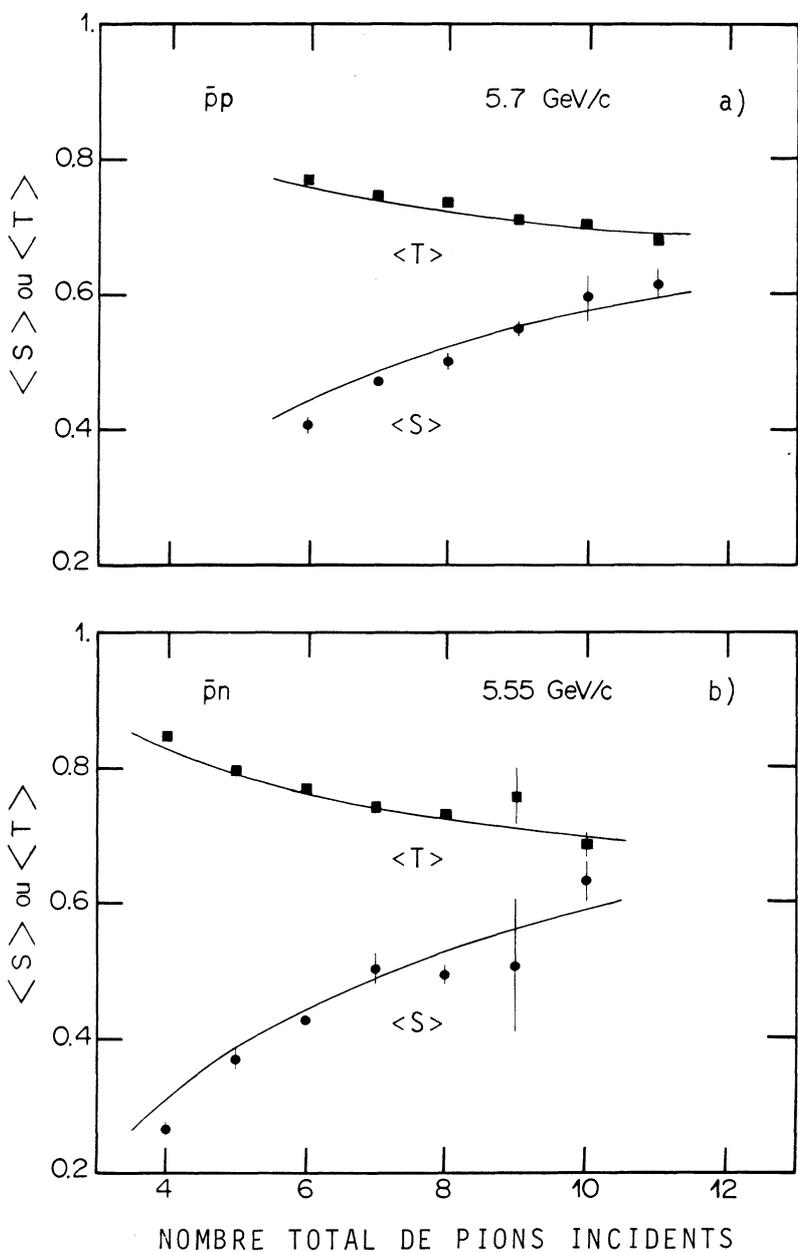


Figure IV-7a,b

Valeur moyenne de la sphéricité $\langle s \rangle$ et de la poussée $\langle T \rangle$ en fonction du nombre total de pions sortants pour les canaux d'annihilation $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c (a) et $\bar{p}n$ à 5,55 GeV/c (b). Les courbes représentent les prédictions de l'espace de phase statistique.

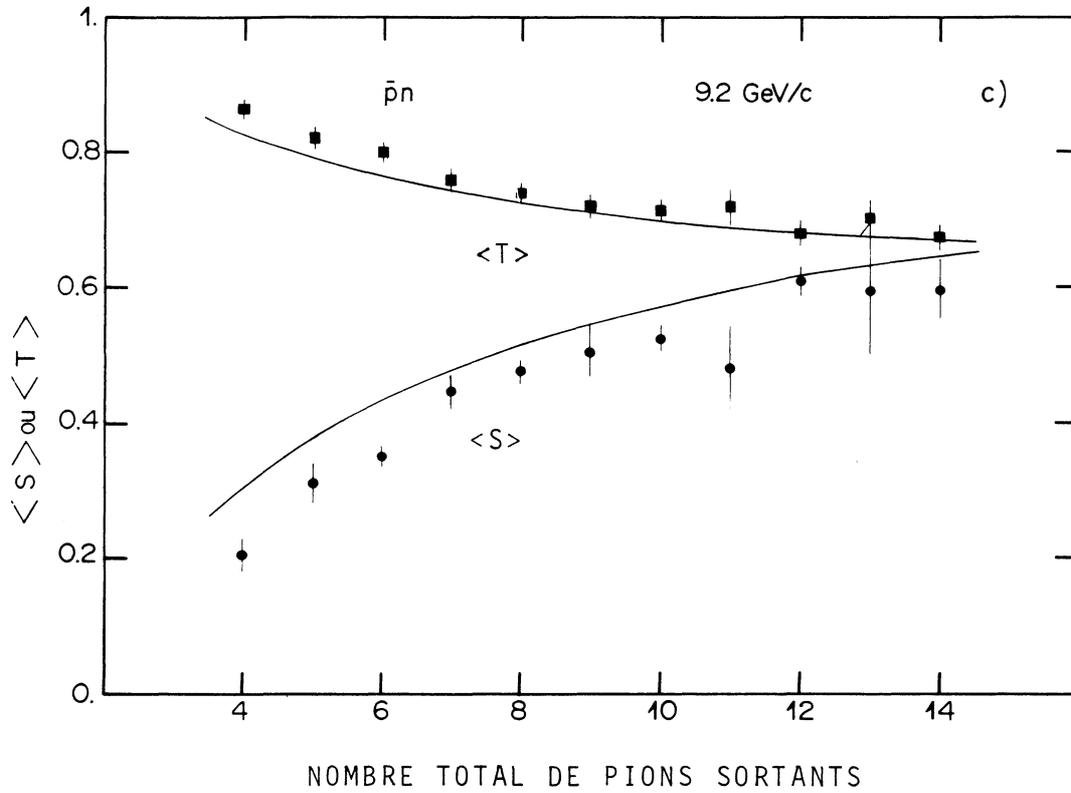


Figure IV-7c

Valeur moyenne de la sphéricité $\langle s \rangle$ et de la poussée $\langle T \rangle$ en fonction du nombre total de pions sortants pour les canaux d'annihilation $\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c. Les courbes représentent les prédictions de l'espace de phase statistique.

M le nombre total d'événements de la distribution considérée. L'isotropie a donc lieu quand ce rapport est égal à 1. Nous voyons que ce rapport diminue quand le nombre de particules sortantes augmente quelle que soit la distribution de $\cos\theta$ considérée. Mais dans tous les cas, pour une réaction donnée, avec un nombre m de pions sortants donné, les valeurs obtenues à partir des distributions angulaires de l'axe de la sphéricité ou de l'axe de la poussée sont plus grandes que celles trouvées pour la distribution angulaire des pions. Cet effet indique qu'il y a alignement selon la direction incidente, effet qui ne peut être déduit directement de l'observation des distributions angulaires des particules.

Nous comparerons les distributions de ces mêmes variables pour les canaux de non annihilation aux mêmes impulsions incidentes. Les Figures IV-8a et b présentent les distributions des variables sphéricité, poussée, $\cos\theta_s$ et $\cos\theta_T$ pour les réactions cohérentes présentant, soit un deuton non brisé ($\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$, $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$), soit un deuton dissocié ($\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn\pi^+\pi^-$) dans l'état final. [Cette dernière réaction résulte d'un mécanisme de production avec $d^* \rightarrow pn\pi^+$ (56) et a toutes les caractéristiques d'une réaction cohérente]. Nous voyons que l'axe principal et l'axe de la poussée sont confondus avec la direction incidente. Les distributions de sphéricité (de poussée) présentent un pic important au voisinage de la valeur zéro (1 pour la poussée). Ces effets caractérisent également les distributions de ces mêmes quantités pour les canaux de production d'un ou deux mésons π (Fig. IV-8c,d) bien que ce comportement soit légèrement moins marqué car toutes ces distributions sont plus larges. Dans ces deux catégories d'interactions le comportement est nettement différent de celui observé dans les réactions d'annihilation.

Dans la gamme d'énergie utilisée et pour cette catégorie de réactions, nous observons ce qui est communément appelé les phénomènes à petit P_T (moments transverses limités); la notion de "jet" caractérisée par l'existence d'un axe privilégié par rapport auquel les particules sortantes ont un faible moment transverse existe aussi : c'est la direction incidente qui est l'axe de jets des particules pour les réactions hadron-hadron à nos impulsions.

Impulsion incidente	Réaction	$r [\cos\theta^*]$	$r [\cos\theta_s]$	$r [\cos\theta_T]$
5,55 GeV/c	$\bar{p}n \rightarrow 4\pi$	$1,32 \pm 0,05$	$1,68 \pm 0,13$	$1,64 \pm 0,12$
	$\rightarrow 5\pi$	$1,36 \pm 0,06$	$1,56 \pm 0,16$	$1,60 \pm 0,16$
	$\rightarrow 6\pi$	$1,16 \pm 0,02$	$1,48 \pm 0,06$	$1,44 \pm 0,03$
	$\rightarrow 7\pi$	$1,22 \pm 0,10$	$1,34 \pm 0,25$	$1,40 \pm 0,25$
	$\rightarrow 8\pi$	$1,08 \pm 0,04$	$1,26 \pm 0,16$	$1,38 \pm 0,16$
	$\rightarrow 9\pi$	$1,11 \pm 0,28$	$1,20 \pm 0,88$	$1,20 \pm 0,88$
	$\rightarrow 10\pi$	$1,04 \pm 0,12$	$1,36 \pm 0,46$	$1,46 \pm 0,48$
5,7 GeV/c	$\bar{p}p \rightarrow 6\pi$	$1,22 \pm 0,04$	$1,56 \pm 0,10$	$1,48 \pm 0,10$
	$\rightarrow 7\pi$	$1,12 \pm 0,02$	$1,38 \pm 0,04$	$1,38 \pm 0,04$
	$\rightarrow 8\pi$	$1,12 \pm 0,03$	$1,52 \pm 0,22$	$1,42 \pm 0,22$
	$\rightarrow 9\pi$	$1,02 \pm 0,04$	$1,18 \pm 0,12$	$1,04 \pm 0,12$
	$\rightarrow 10\pi$	$0,98 \pm 0,14$	$1,24 \pm 0,54$	$1,28 \pm 0,54$
	$\rightarrow 11\pi$	$0,92 \pm 0,08$	$1,48 \pm 0,36$	$1,68 \pm 0,40$
9,2 GeV/c	$\bar{p}n \rightarrow 4\pi$	$1,52 \pm 0,15$	$1,84 \pm 0,34$	$1,87 \pm 0,34$
	$\rightarrow 5\pi$	$1,33 \pm 0,16$	$1,71 \pm 0,43$	$1,71 \pm 0,34$
	$\rightarrow 6\pi$	$1,35 \pm 0,05$	$1,79 \pm 0,16$	$1,77 \pm 0,16$
	$\rightarrow 7\pi$	$1,26 \pm 0,11$	$1,70 \pm 0,37$	$1,74 \pm 0,37$
	$\rightarrow 8\pi$	$1,19 \pm 0,05$	$1,60 \pm 0,16$	$1,57 \pm 0,16$
	$\rightarrow 9\pi$	$1,11 \pm 0,13$	$1,73 \pm 0,54$	$1,64 \pm 0,51$
	$\rightarrow 10\pi$	$1,12 \pm 0,07$	$1,42 \pm 0,26$	$1,44 \pm 0,26$

TABLEAU IV.5

Rapport du nombre d'événements ayant $|\cos\theta| > 0,5$ sur le nombre total d'événements des distributions angulaires des pions sortants ($r [\cos\theta^*]$) et des distributions angulaires de l'axe de la sphéricité ($r [\cos\theta_s]$) et de la poussée ($r [\cos\theta_T]$) par rapport à la direction

$\bar{p}d$ à 5,55 GeV/c

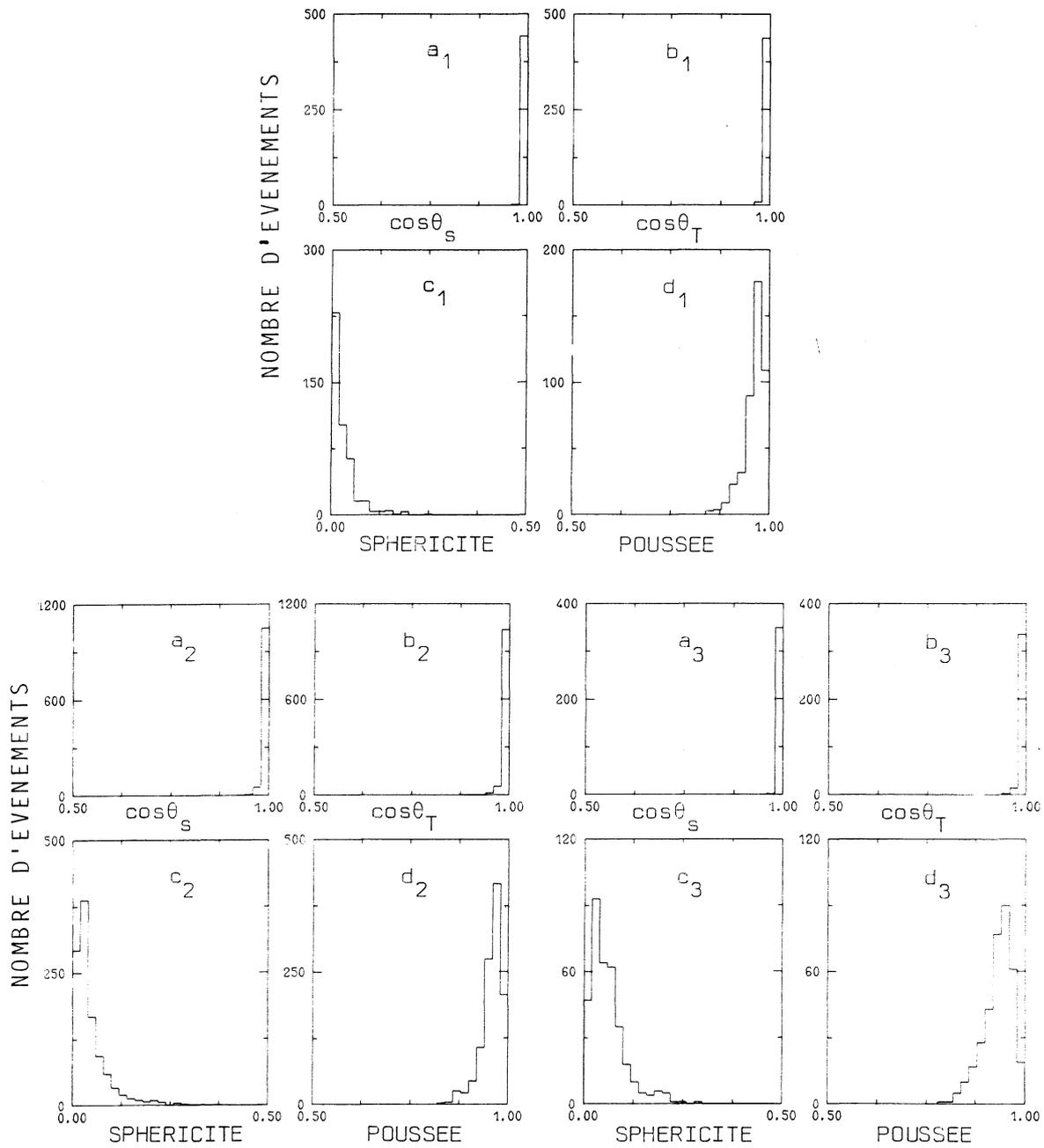


Figure IV-8a

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions cohérentes :
 $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ [indice 1] $N = 359$, $\bar{p}d \rightarrow d^*(\bar{p}pn)\pi^+\pi^-$ [indice 2] $N = 427$,
 $\bar{p}d \rightarrow \bar{N}d\pi\pi\pi$ [indice 3] $N = 169$.

$\bar{p}d$ à 9,2 GeV/c

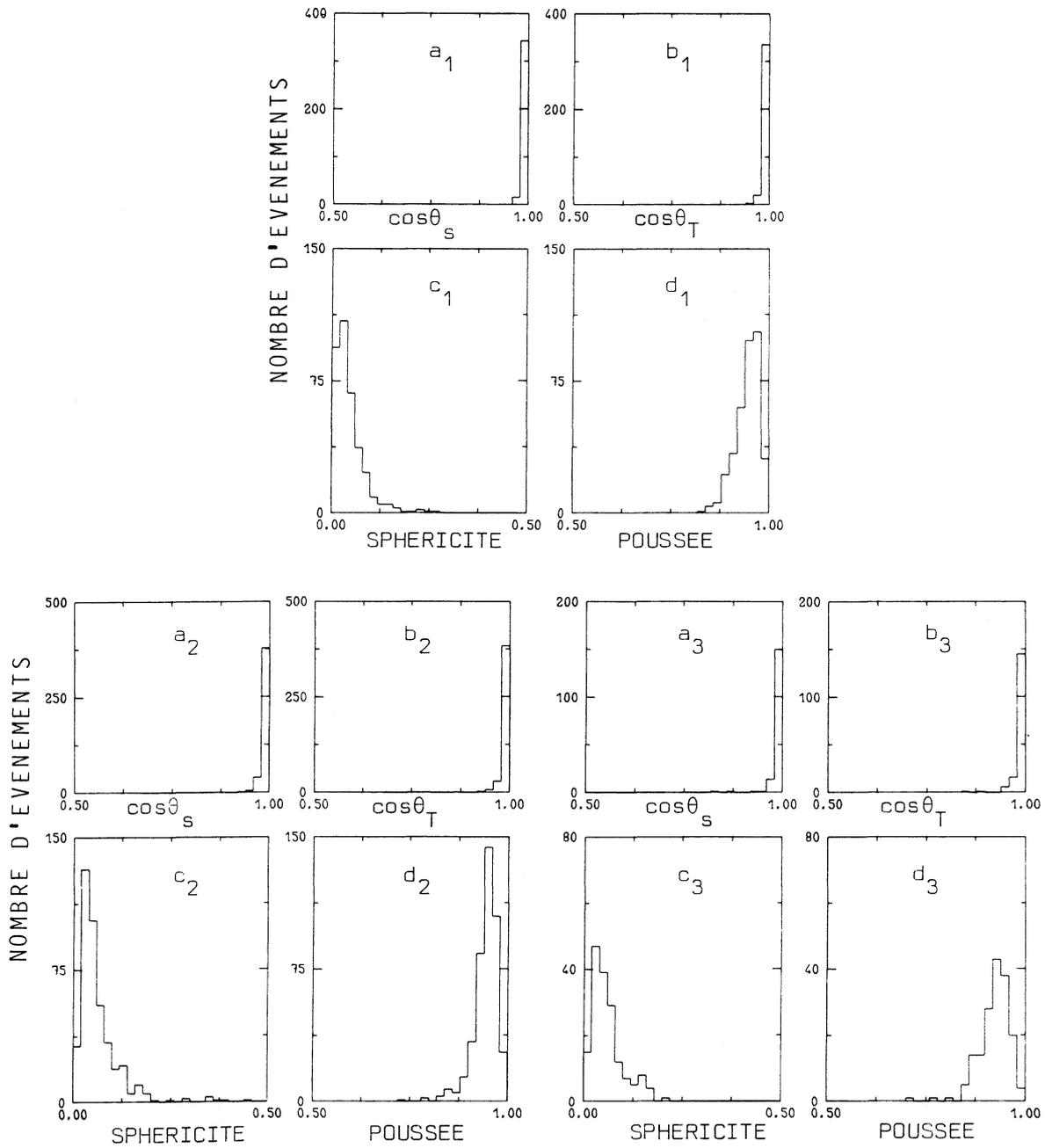


Figure IV-8b

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions cohérentes
 $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ [indice 1] $N = 444$, $\bar{p}d \rightarrow d^*(\bar{p}pn)\pi^+\pi^-$ [indice 2] $N = 407$,
 $\bar{p}d \rightarrow \bar{N}d\pi\pi\pi$ [indice 3] $N = 352$.

$\bar{p}n$ à 5,55 GeV/c

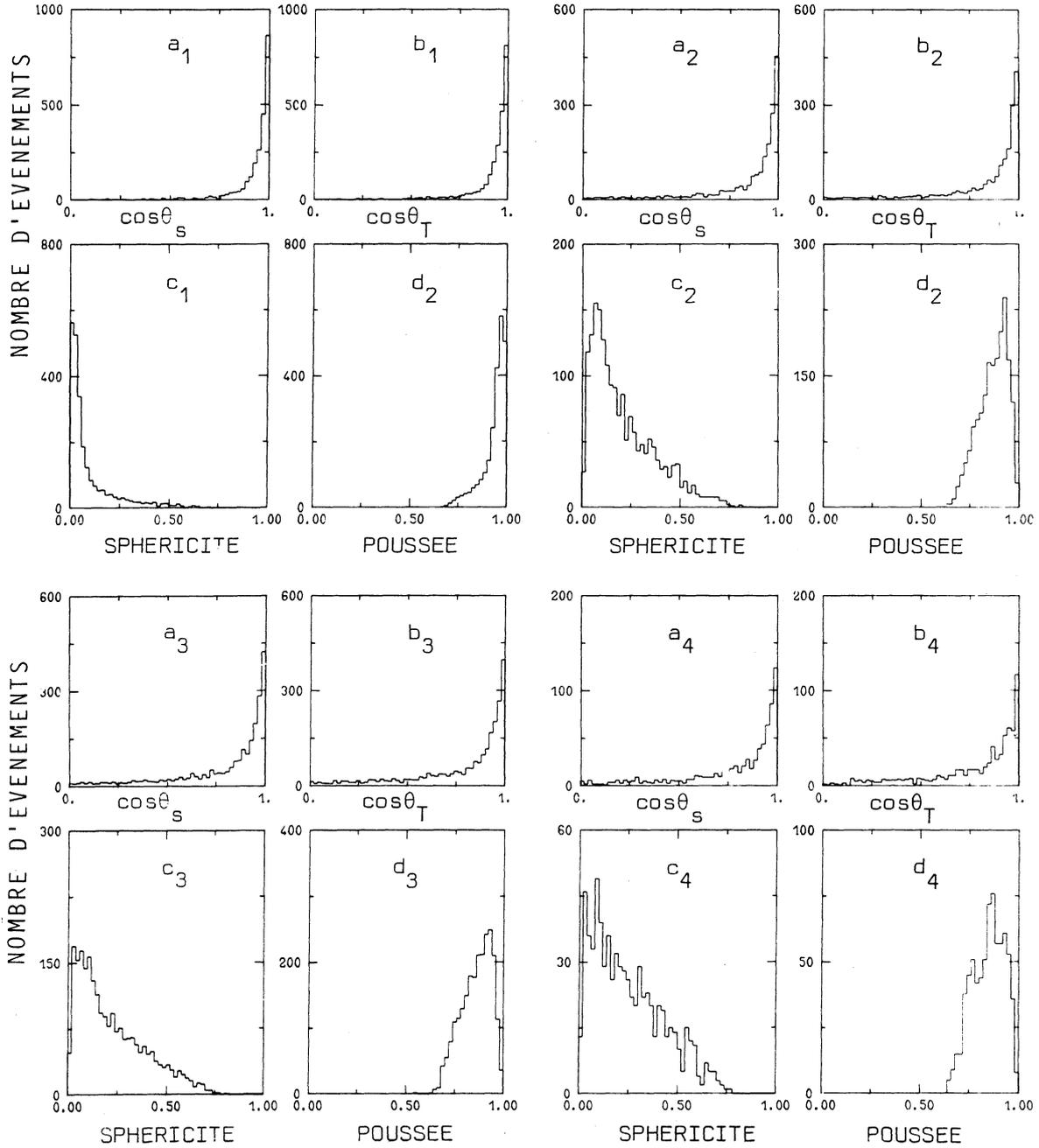


Figure IV-8c

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions :

$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ [indice 1] N = 2401, $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$ [indice 2] N = 1875

$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$ [indice 3] N = 2350, $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^-\pi^-$ [indice 4] N = 735

$\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c

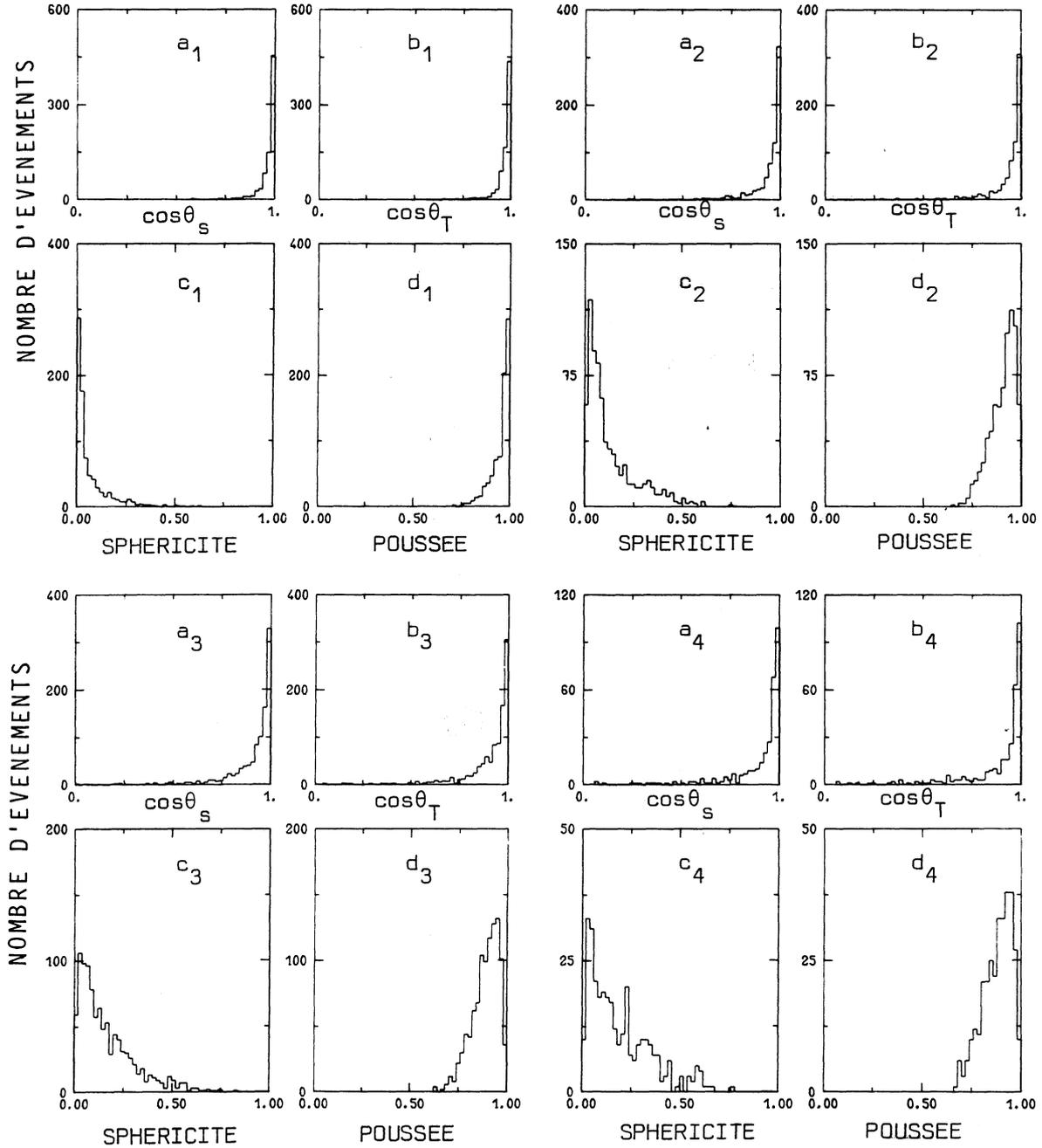


Figure IV-8d

Sphéricité (a,c) et poussée (b,d) pour les réactions :

$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ [indice 1] N = 801, $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$ [indice 2] N = 720
 $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$ [indice 3] N = 1017, $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^-\pi^-$ [indice 4] N = 317

Dans cette étude, nous avons vu que les réactions d'annihilation étudiées présentaient un comportement différent de celui observé dans les réactions cohérentes ou de production d'un ou deux mésons π . De même que pour les réactions de non-annihilation, nous avons observé un léger effet d'alignement des particules émises selon la direction incidente.

C O N C L U S I O N

Dans ce travail, nous avons essayé de mettre en évidence les caractéristiques des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ en fonction de l'énergie, à partir de l'étude de la multiplicité moyenne chargée dans un domaine allant de 3 à 15 GeV/c d'impulsion incidente. Nous avons également étudié les caractéristiques générales du processus d'annihilation, en particulier par l'étude de variables collectives propres à la description en jets des interactions.

Au moyen du modèle d'approximation d'impulsion nous avons pu extraire les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ à partir des réactions $\bar{p}d$. Ces sections efficaces ainsi que les sections efficaces topologiques $\bar{p}d$ ont permis d'étudier les multiplicités moyennes chargées de ces interactions et de les comparer aux distributions de multiplicité issues des réactions $\bar{p}p$.

L'étude de la multiplicité moyenne chargée des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ a montré que l'on pouvait paramétriser la croissance de $\langle N \rangle$ par une fonction de type logarithmique ainsi que cela a été vu dans les réactions $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ ou $p^{\pm}p$. La multiplicité moyenne chargée $\bar{p}n$ est légèrement inférieure à la multiplicité moyenne $\bar{p}p$, alors que celle sur deuton est d'environ 1,07 fois celle du proton. L'analyse des moments statistiques nous a suggéré de vérifier l'hypothèse de l'invariance d'échelle de KNO (Koba - Nielsen - Olesen). Les données $\bar{p}d$, $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ obéissent bien à une loi d'invariance mais une seule et même fonction universelle ne peut décrire simultanément ces données. Le fait, par contre, que les distributions de multiplicités des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}p$, sous la forme de KNO se placent sur une même courbe, est en faveur de modèles qui ne prévoient pas de phénomènes d'interactions en cascade à l'intérieur du noyau.

Le phénomène de double diffusion à l'intérieur du noyau a été analysé et la valeur de la fraction de rediffusion par événement est estimée de l'ordre de 20%. Cette fraction est légèrement supérieure cependant aux valeurs issues d'interactions hadron - hadron

à plus haute énergie (c'est-à-dire entre 21 et 400 GeV/c). Nous avons utilisé une méthode d'approximation pour estimer la probabilité de rediffusion en fonction du nombre N de particules sortantes. Nous observons que cette probabilité croît en fonction de N . Toutefois, contrairement aux données à plus haute énergie, cette procédure ne permet pas d'infirmier le modèle en cascade. Néanmoins, en utilisant des modèles qui ne prévoient pas de phénomène en cascade, nous trouvons un bon accord avec le modèle en cascade de flux d'énergie et le modèle du tube cohérent.

Les réactions d'annihilations ont été analysées à partir des canaux ajustés $\bar{p}n \rightarrow m\pi$ et comparées aux réactions $\bar{p}p \rightarrow m\pi$ à des énergies voisines. La comparaison des sections efficaces d'annihilation en fonction du nombre de pions émis dans les interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ montre que la présence d'un π^0 dans l'état final augmente la valeur de la section efficace. L'analyse des réactions d'annihilation au moyen de variables collectives a révélé que ce processus était caractérisé par la production centrale de particules; la limite inférieure de la moyenne quadratique du paramètre d'impact est inférieure à celle des réactions cohérentes ou de production. A l'aide des variables sphéricité et poussée, nous avons tenté de mettre en évidence une direction privilégiée dans l'émission des particules produites par l'annihilation baryon - antibaryon; les effets observés montrent que les particules émises ont tendance à s'aligner selon la direction incidente.

Les expériences futures, notamment l'analyse des interactions hadron - hadron au moyen du spectromètre hybride EHS à des impulsions de plusieurs centaines de GeV/c, vont certainement permettre de mieux étudier la structure hadronique en partons à partir de l'étude des jets de quarks ou de gluons et de comparer les réactions d'annihilation baryon - antibaryon avec les résultats des interactions e^+e^- à des énergies équivalentes.

A P P E N D I C E I

EFFICACITE DE SCANNING
ET CALCUL D'ERREURS SUR LES SECTIONS EFFICACES

Au cours d'un dépouillement de photographies d'une expérience de chambre à bulles la totalité des événements n'est pas détectée alors que, pour déterminer les sections efficaces, il est nécessaire de connaître le nombre vrai d'interactions ayant effectivement eu lieu. La recherche du nombre effectif d'événements est effectuée à l'aide du nombre d'événements observés et du calcul de l'efficacité de dépouillement.

1). L'efficacité de dépouillement

L'efficacité de dépouillement ϵ est égale au rapport du nombre d'événements observés N_{obs} et du nombre total d'événements N_T que nous ne connaissons pas,

$$\epsilon = \frac{N_{\text{obs}}}{N_T}$$

et qui ainsi n'est pas directement utilisable. La méthode utilisée consiste alors à introduire la notion de probabilité de trouver un événement et de s'appuyer sur les hypothèses suivantes :

- la détection d'un événement est de type statistique,
- la probabilité de trouver un événement est constante et ne dépend pas de la forme de l'événement ni de sa position dans la chambre ni de l'opérateur qui a effectué le dépouillement.

Soit p_1 et p_2 les probabilités de trouver n_1 et n_2 événements dans deux dépouillements indépendants sur un même lot de photographies, alors

$$n_1 = p_1 N_T$$

$$n_2 = p_2 N_T$$

Comme les probabilités p_1 et p_2 sont indépendantes d'après les hypothèses introduites, le nombre d'événements n_{12} communs aux deux dépouillements peut s'écrire :

$$n_{12} = p_1 p_2 N_T$$

et nous en déduisons, d'après les expressions de n_1 et n_2 précédentes :

$$N_T = \frac{n_1 n_2}{n_{12}}$$

L'efficacité de dépouillement correspondant aux événements issus du premier dépouillement s'écrit par définition :

$$\varepsilon_1 = \frac{n_1}{N_T} = \frac{n_{12}}{n_2}$$

De même, l'efficacité du second dépouillement s'exprime par :

$$\varepsilon_2 = \frac{n_2}{N_T} = \frac{n_{12}}{n_1}$$

L'efficacité totale correspond alors au nombre total d'événements issus des deux dépouillements. Ce total, $n_1 + n_2 - n_{12}$, correspond au nombre d'événements trouvés au premier dépouillement auxquels sont ajoutés ceux trouvés uniquement lors du second. Ainsi on obtient :

$$\varepsilon_T = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{N_T} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2$$

2). Erreurs sur le nombre vrai d'événements N_T et sur les efficacités de dépouillement

En supposant que les grandeurs n_1 , n_2 et n_{12} suivent une distribution binomiale et à l'aide du théorème de la propagation des erreurs, nous pouvons calculer l'erreur sur N_T , ε_1 , ε_2 et ε_T (57).

Les variances des grandeurs n_1 , n_2 et n_{12} sont de la forme

$$V(n_1) = N_T p_1 (1 - p_1) = N_T \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_1)$$

$$V(n_2) = N_T p_2 (1 - p_2) = N_T \varepsilon_2 (1 - \varepsilon_2)$$

$$V(n_{12}) = N_T p_1 p_2 (1 - p_1 p_2) = N_T \varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)$$

En utilisant le théorème de la propagation des erreurs en se limitant aux différentielles du premier ordre, les termes covariants étant nuls du fait de l'indépendance des deux dépouillements et les termes suivants négligeables si les déviations standard sont faibles, ce que nous supposons vrai dans le cas considéré, nous allons calculer la fluctuation de N_T , ε_1 , ε_2 et ε_T .

α. Erreur sur N_T

Si $N_T = \frac{n_1 n_2}{n_{12}}$, alors

$$\begin{aligned} V(N_T) &= \left(\frac{\partial N_T}{\partial n_1} \right)^2 V(n_1) + \left(\frac{\partial N_T}{\partial n_2} \right)^2 V(n_2) + \left(\frac{\partial N_T}{\partial n_{12}} \right)^2 V(n_{12}) \\ &= \left(\frac{n_2}{n_{12}} \right)^2 N_T \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_1) + \left(\frac{n_1}{n_{12}} \right)^2 N_T \varepsilon_2 (1 - \varepsilon_2) + \left(\frac{n_1 n_2}{n_{12}} \right)^2 N_T \varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2) \end{aligned}$$

Avec

$$\frac{n_2}{n_{12}} = \frac{1}{\varepsilon_1}, \quad \frac{n_1}{n_{12}} = \frac{1}{\varepsilon_2} \quad \text{et} \quad \frac{n_1 n_2}{n_{12}} = \frac{1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$$

nous obtenons :

$$V(N_T) = N_T \left(\frac{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \right)$$

Si l'erreur commise sur N_T est $\Delta N_T = \sqrt{V(N_T)}$ alors

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}$$

(AI-1)

β. Erreur sur ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_T

Un calcul analogue est appliqué à ϵ_1 et à ϵ_2 .

$$\epsilon_1 = \frac{n_{12}}{n_2}$$

$$\begin{aligned} V(\epsilon_1) &= \left(\frac{\partial \epsilon_1}{\partial n_{12}} \right)^2 V(n_{12}) + \left(\frac{\partial \epsilon_1}{\partial n_2} \right)^2 V(n_2) \\ &= \frac{\epsilon_1}{N_T} \left[\frac{1 + \epsilon_1 - 2\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2} \right] \end{aligned}$$

Avec $\Delta \epsilon_1 = \sqrt{V(\epsilon_1)}$ et $\Delta \epsilon_2 = \sqrt{V(\epsilon_2)}$ nous obtenons

$$\frac{\Delta \epsilon_1}{\epsilon_1} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \sqrt{\frac{1 + \epsilon_1 - 2\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2}} \quad (\text{AI-2})$$

$$\frac{\Delta \epsilon_2}{\epsilon_2} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \sqrt{\frac{1 + \epsilon_2 - 2\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2}} \quad (\text{AI-3})$$

De la même manière, nous trouvons que

$$\frac{\Delta \epsilon_T}{\epsilon_T} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \sqrt{\frac{\epsilon_2^3 (1 - \epsilon_1)^3 + \epsilon_1^3 (1 - \epsilon_2)^3 + (1 - \epsilon_1 \epsilon_2) (\epsilon_1 + \epsilon_2 - 2\epsilon_1 \epsilon_2)}{\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2)^2}} \quad (\text{AI-4})$$

3). Calcul d'erreurs sur les sections efficaces

Pour calculer les sections efficaces, nous pouvons utiliser les relevés issus des deux dépouillements mais dans la pratique les résultats utilisés ne proviennent que d'un seul dépouillement, alors que sur une certaine fraction du lot complet deux dépouille-

ments indépendants ont été effectués. Dans cette procédure de travail nous définissons alors

$$N_T = \frac{N_{\text{obs}}}{\varepsilon_1} \quad (1)$$

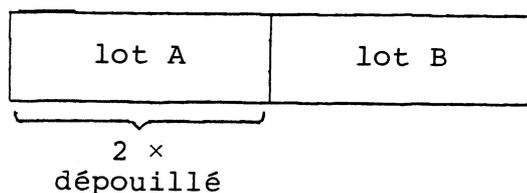
$$N_T = N + \frac{N_2}{\varepsilon_1} \quad (2)$$

N_{obs} = nombre d'événements relevés sur tout le lot au premier dépouillement,

ε_1 = efficacité du premier dépouillement,

N = nombre réel d'événements contenus dans le lot deux fois dépouillé (lot A),

N_2 = nombre d'événements trouvés au premier dépouillement dans le lot non dépouillé deux fois (lot B).



Alors $N_{\text{obs}} = N_1 + N_2$, N_1 étant le nombre d'événements trouvés au premier dépouillement dans le lot dépouillé deux fois.

La section efficace pour une topologie donnée est alors donnée par

$$\sigma = \sigma_{\text{ev}} \times N_T$$

L'erreur sur la section efficace provient alors des deux termes : σ_{ev} (section efficace par événement, calculée à l'aide de l'expression du paragraphe I.3A) et N_T .

α. Calcul d'erreur sur N_T en utilisant l'expression (1)

L'erreur sur le rapport $N_T = N_{\text{obs}}/\varepsilon_1$ est donnée par :

$$\left(\frac{\Delta N_T}{N_T}\right)^2 = \left(\frac{\Delta N_{\text{obs}}}{N_{\text{obs}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1}\right)^2$$

En prenant $\Delta N_{\text{obs}} = \sqrt{N_{\text{obs}}}$

$$\left(\frac{\Delta N_T}{N_T}\right)^2 = \frac{1}{N_{\text{obs}}} + \left(\frac{\Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1}\right)^2$$

β.- Calcul d'erreur sur N_T en utilisant l'expression (2)

Si $N_T = N + N_2/\varepsilon_1$, alors :

$$(\Delta N_T)^2 = (\Delta N)^2 + \Delta^2 \left(\frac{N_2}{\varepsilon_1}\right)$$

L'erreur sur N est calculée d'après l'expression AI-1

$$(\Delta N)^2 = N \left(\frac{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2} \right)$$

avec $N = \frac{N_1}{\varepsilon_1}$

On a

$$\Delta^2 \left(\frac{N_2}{\varepsilon_1}\right) = \left(\frac{\Delta N_2}{\varepsilon_1}\right)^2 + \left(\frac{N_2}{\varepsilon_1}\right)^2 (\Delta \varepsilon_1)^2$$

donc

$$\Delta N_T^2 = N \left(\frac{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2} \right) + \frac{N_2}{\varepsilon_1} + \frac{N_2^2}{\varepsilon_1^2} \frac{\Delta \varepsilon_1^2}{\varepsilon_1^2}$$

$$\left(\frac{\Delta N_T}{N_T}\right)^2 = \left[\frac{N_1}{\varepsilon_1} \left(\frac{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 3\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2} \right) + \frac{N_2}{\varepsilon_1} + \frac{N_2^2}{\varepsilon_1^2} \left(\frac{\Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1}\right)^2 \right] / N_T^2$$

Avec $N_T = N_{\text{obs}}/\epsilon_1$, cette expression s'écrit :

$$\left(\frac{\Delta N_T}{N_T}\right)^2 = \left[\frac{N_1 (1 + \epsilon_1 + \epsilon_2 - 3\epsilon_1\epsilon_2)}{\epsilon_2} + N_2 + N_2^2 \left(\frac{\Delta\epsilon_1}{\epsilon_1}\right)^2 \right] / N_{\text{obs}}^2$$

L'erreur sur ϵ_1 est obtenue à partir de la relation AI-2.

$$\left(\frac{\Delta\epsilon_1}{\epsilon_1}\right)^2 = \frac{1}{N} \frac{1 + \epsilon_1 - 2\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1\epsilon_2}$$

$\left(\frac{\Delta N_T}{N_T}\right)^2 = \frac{1}{N_{\text{obs}}^2} \left[\frac{N_1 (1 + \epsilon_1 + \epsilon_2 - 3\epsilon_1\epsilon_2)}{\epsilon_2} + N_2 + N_2^2 \left(\frac{\Delta\epsilon_1}{\epsilon_1}\right)^2 \right]$ $\left(\frac{\Delta\epsilon_1}{\epsilon_1}\right)^2 = \frac{1}{N_1} \frac{1 + \epsilon_1 - 2\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_2}$
--

γ.- Calcul d'erreur sur σ_{ev}

La section efficace par événement utilisée pour calculer la section efficace peut s'exprimer sous la forme :

$$\sigma_{\text{ev}} = \frac{1}{N_{\text{inc}}} \left(\frac{A \cdot 10^{27}}{\rho N \ell} + \frac{\sigma_{\text{tot}}}{2} \right)$$

qui est le début du développement de la formule utilisée dans le Chapitre I.

avec $N = 6,023 \cdot 10^{23}$ le nombre d'Avogadro,

$\rho = 0,1423 \pm 0,0001 \text{ g/cm}^3$, la masse volumique du deutérium liquide,

$A = 1,01471$ g, la masse atomique du deutérium,

ℓ est la longueur parcourue par les particules sortantes dans le volume fiduciaire considéré.

La section efficace par événement peut donc s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{ev} = \frac{X}{N_{inc}}$$

et

$$\frac{\Delta\sigma_{ev}}{\sigma_{ev}} = \frac{\Delta X}{X} + \frac{\Delta N_{inc}}{N_{inc}}$$

avec

$$\Delta X = \Delta \left(\frac{A 10^{27}}{\rho N \ell} \right) + \Delta \left(\frac{\sigma_{tot}}{2} \right)$$

$$\Delta \left(\frac{A 10^{27}}{\rho N \ell} \right) = \left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta \ell}{\ell} \right) \times \frac{A 10^{27}}{\rho N \ell}$$

$$\Delta \left(\frac{\sigma_{tot}}{2} \right) = \frac{\Delta \sigma_{tot}}{2} .$$

L'erreur relative $\frac{\Delta X}{X}$ est calculée avec les valeurs suivantes :

$$\frac{\Delta A}{A} \sim 4 \cdot 10^{-5} , \quad \frac{\Delta \rho}{\rho} \sim 7 \cdot 10^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta N}{N} \sim 10^{-5}$$

δ.- Calcul d'erreur sur la section efficace

La section efficace s'écrivant $\sigma = \sigma_{ev} \times N_T = \frac{X}{N_{inc}} \times N_T$, l'erreur relative peut se formuler

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta X}{X} + \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{inc}}{N_{inc}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_T}{N_T} \right)^2}$$

A P P E N D I C E I I

CALCUL DU FACTEUR ϵ

Pour sélectionner une réaction sur neutron, il est nécessaire d'identifier le proton de recul dont le comportement dans le modèle du nucléon spectateur est décrit par la distribution d'impulsion déduite d'une fonction d'onde du deutérium. Dans notre cas, nous avons utilisé la fonction d'onde de Hulthén.

La chambre à bulles ne permettant pas d'observer tout le spectre d'impulsion du proton spectateur, il est nécessaire d'estimer le facteur ϵ défini par

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre d'événements avec proton spectateur invisible}}{\text{Nombre total des interactions } \bar{p}n}$$

Nous avons calculé ϵ pour chaque topologie à partir des canaux $\bar{p}d \rightarrow p_s + X$, où p_s désigne un proton spectateur identifié par un ajustement cinématique à 4,3 , 5,55 , 9,2 et 16,6 GeV/c d'impulsion incidente.

Sur la Figure A-II.1 nous avons représenté la distribution d'impulsion théorique obtenue à partir de la fonction d'onde de Hulthén pour le spectre complet du nucléon spectateur. La partie hachurée correspond à la distribution expérimentale obtenue dans les canaux ajustés avec p_s .

Soit NV et V le nombre d'événements avec proton spectateur invisible et visible par rapport à tout le spectre contenant N_T événements. On a alors :

$$\epsilon = \frac{NV}{N_T} = 1 - \frac{V}{N_T}$$

avec

$$NV + V = N_T$$

La distribution expérimentale permet d'évaluer

$$\frac{V}{N_T} = \frac{1}{\alpha_\pi(\text{pair})}$$

où $\alpha_\pi(\text{pair})$ est le facteur qu'il faut appliquer au nombre d'événements à topologie paire (partie hachurée du spectre) pour évaluer le spectre complet.

La partie hachurée de la Figure A-II.1 nous montre que nous devons tenir compte des événements avec un proton spectateur dont l'impulsion est inférieure à une limite choisie en fonction de l'allure de la distribution et de l'ordre de 100 - 120 MeV/c (événements hachurés à droite de la limite utilisée). Il faut en plus considérer les pertes dues à la direction du proton spectateur, pertes intervenant dans les événements à topologie paire lorsque la particule s'arrêtant dans la chambre est émise presque parallèlement à l'axe d'observation (événements non hachurés à gauche de la limite utilisée).

Donc $\alpha_\pi(\text{pair})$ est le produit des trois facteurs tenant compte de la distribution expérimentale de l'impulsion du proton spectateur :

$$\alpha_\pi(\text{pair}) = \alpha_1 \alpha_h \alpha_2$$

α_1 = facteur de réduction prenant en compte les événements avec un proton spectateur inférieur à une limite,

α_h = facteur déduit de la distribution d'impulsion à partir de la fonction d'onde de Hulthén correspondant à la limite utilisée,

α_2 = facteur déduit en évaluant les pertes azimutales dans les topologies paires.

Le facteur $\varepsilon = 1 - \frac{V}{N_T} = 1 - \frac{1}{\alpha_1 \alpha_h \alpha_2}$ est donné dans le Tableau AII.1.

Nous pouvons en tirer le coefficient qu'il faut appliquer au nombre d'événements à topologie impaire pour avoir le lot complet :

$$\alpha_\pi(\text{impair}) = \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\alpha_\pi(\text{pair})}{\alpha_\pi(\text{pair}) - 1}$$

Impulsion Topology	4,3 GeV/c	5,55 GeV/c	9,2 GeV/c	14,6 GeV/c
4	—	0,72	0,68	0,73
6	0,67	0,67	0,71	0,77
8	0,74	0,71	0,72	0,76

TABLEAU AII.1

Pourcentage du nombre d'événements avec un proton spectateur invisible déterminé expérimentalement.

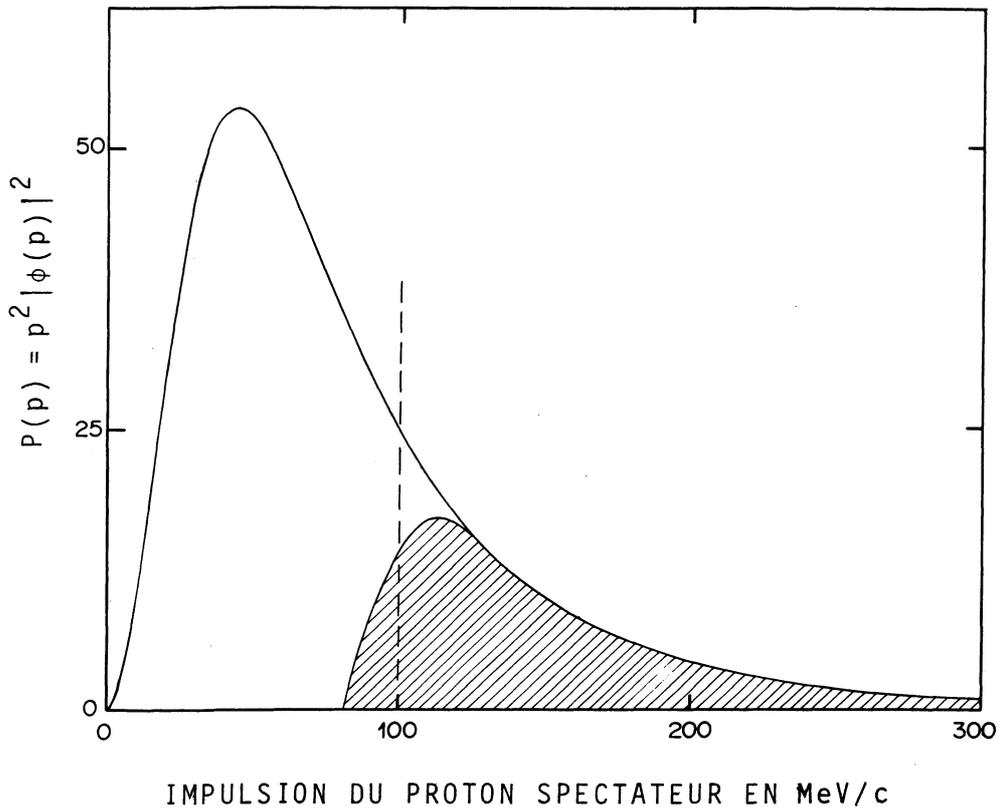


Figure A-II.1

Distribution d'impulsion du proton spectateur, déduite de la fonction d'onde de Hulthèn. La partie hachurée correspond au spectre expérimental (topologies paires). En pointillé figure la limite habituellement utilisée pour calculer le coefficient σ_{π} (pair).

A P P E N D I C E III

CALCUL DU FACTEUR x DANS LE CADRE DU MODELE DE CASCADE

Dans ce modèle on suppose que la probabilité P_N de rediffusion est proportionnelle au nombre de particules chargées sortantes N :

$$P_N = x N$$

Les sections efficaces peuvent s'exprimer par :

$$\bar{\sigma}_N(\bar{p}n) = \sigma_N(\bar{p}n) (1 - P_N) \quad \text{A III.1}$$

$$\bar{\sigma}_N(\bar{p}n) = \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) (1 + \bar{P}_N) \quad \text{A III.2}$$

avec $\bar{P}_N = P_N / (1 - P_N)$ et où $\sigma(\bar{\sigma})$ désigne la section efficace avec (sans) double diffusion.

Dans le cadre du modèle simple de cascade on peut prendre soit $P_N = x N$, soit $\bar{P}_N = x N$; dans les deux cas ces probabilités sont proportionnelles au nombre de particules chargées produites.

1). Calcul de x dans le cas $\bar{P}_N = x N$

En sommant l'expression A III.2 sur toutes les topologies $N > 2$, nous pouvons exprimer x en fonction de f , la fraction de double diffusion par collision $\bar{p}d$. On a alors :

$$\sum_{N>2} \sigma_N(\bar{p}n) = \sum_{N>2} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) + x \sum_{N>2} N \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)$$

soit, en divisant les deux membres par $\sum_{N>2} \bar{\sigma}(\bar{p}n)$:

$$\frac{\sum_{N>2} \sigma_N(\bar{p}n)}{\sum_{N>2} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)} = 1 + x \langle \bar{N} \rangle$$

avec par définition :

$$\frac{\sum_{N>2} N \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)}{\sum_{N>2} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)} = \langle \bar{N} \rangle$$

que nous avons déterminé expérimentalement (voir Tableau II.8), et :

$$\frac{\sum_{N>2} \sigma_N(\bar{p}n) - \sum_{N>2} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)}{\sum_{N>2} \bar{\sigma}_N(\bar{p}n)} = f$$

Nous en déduisons :

$$\frac{1}{1-f} = 1 + x \langle \bar{N} \rangle$$

$x = \frac{f}{1-f} \frac{1}{\langle \bar{N} \rangle}$

Pour porter la courbe théorique sur la représentation de P_N en fonction de N (Fig.III-4) il faut utiliser l'expression de P_N en fonction de \bar{P}_N :

$$P_N = \frac{\bar{P}_N}{1 + \bar{P}_N} = \frac{x N}{1 + x N}$$

2). Calcul de x dans le cas $P_N = x N$

Expérimentalement, nous avons évalué les valeurs moyennes avec les sections efficaces topologiques $\bar{\sigma}_N(\bar{p}n)$. Donc, si nous voulons effectuer une sommation pour introduire la fraction f il est nécessaire dans ce cas aussi de partir de l'expression A III.2, puis de remplacer \bar{P}_N par sa valeur en fonction de P_N :

$$\begin{aligned} \sigma_N(\bar{p}n) &= \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) (1 + \bar{P}_N) \\ &= \bar{\sigma}_N(\bar{p}n) \left(1 + \frac{P_N}{1 - P_N}\right) \end{aligned}$$

En sommant sur N on peut faire apparaître f :

$$\frac{1}{1-f} = 1 + \left\langle \frac{P_N}{1-P_N} \right\rangle$$

$$\frac{f}{1-f} = \left\langle \frac{P_N}{1-P_N} \right\rangle = \left\langle \frac{x\bar{N}}{1-x\bar{N}} \right\rangle$$

Si on pose $\beta = \frac{f}{1-f}$, alors :

$$\begin{aligned} \beta &= \langle x\bar{N} (1+x\bar{N}) \rangle && \text{car } x\bar{N} \text{ est petit} \\ &= x\langle\bar{N}\rangle + x^2\langle\bar{N}^2\rangle \end{aligned}$$

Nous avons donc à résoudre :

$$\langle\bar{N}^2\rangle x^2 + \langle\bar{N}\rangle x - \beta = 0$$

soit, en ne prenant que la racine positive :

$$x = \frac{-\langle\bar{N}\rangle + \sqrt{\langle\bar{N}\rangle^2 + 4\langle\bar{N}^2\rangle \beta}}{2\langle\bar{N}^2\rangle}$$

B i b l i o g r a p h i e

- 1). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, C. VOLTOLINI, P. CUER
"Investigation of the $\bar{p}d\pi^+\pi^-$ final state in $\bar{p}d$ coherent production at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., D2 (1970) 1212

D. EVRARD, A. FRIDMAN, A.C. HIRSHFELD
"Interpretation of the ($d\pi$) enhancement around 2.2 GeV"
Nucl. Phys., B14 (1969) 699

H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, R. KAHN, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
"Observation of the d^* effect in the $\bar{p}d \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-n$ reaction at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., 3D (1971) 2572

H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLOT, J. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, C. VOLTOLINI
"Inclusive features in coherent $\bar{p}d$ interactions at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., 6D (1972) 2311
- 2). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLOT, R. KAHN, J. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
"Study of the $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}n\pi^+\pi^-$ reaction at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., 6D (1972) 767

H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, R. KAHN, J. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
"Search for heavy boson resonances in $\bar{p}n$ interactions at 5.55 GeV/c"
Conférence d'Amsterdam (1971)
- 3). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT, N. KURTZ, G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON - MENTZER, C. VOLTOLINI
"Resonance production and transverse spectra in $\bar{p}n$ annihilations at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., D20 (1979) 587
- 4). H. BRAUN, A. FRIDMAN, E. JEGHAM, P. JUILLOT, J.A. MALKO, C. VOLTOLINI, G.R. CHARLTON, W.A. COOPER, B. MUSGRAVE
"Elastic $\bar{p}d$ scattering at 5.55 GeV/c"
Nucl. Phys., B54 (1973) 61

- H. BRAUN, D. BRICK, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, E. JEGHAM,
P. JUILLOT, C. VOLTOLINI
"Study of the $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn$ and $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n$ reactions at
5.55 GeV/c"
Phys. Rev., 10D (1974) 3573
- C. VOLTOLINI
"Etude des interactions $\bar{p}d$ à deux branches visibles
à 5,55 GeV/c d'impulsion incidente"
Thèse de Doctorat d'Etat, Strasbourg (1975)
- 5). M. GAILLOUD
"Mesure de la contamination du faisceau d'antiprotons"
Communication privée (1975)
- 6). P. JUILLOT
"Etude des interactions antiproton deutérium
à 9,2 GeV/c"
Thèse de Doctorat d'Etat (1978)
- 7). G.F. CHEW
"The inelastic scattering of high energy neutrons
by deuterons according to the impulsion approximation"
Phys. Rev., 80 (1950) 196
- G.F. CHEW
"The impulse approximation"
Phys. Rev., 85 (1952) 636
- G.F. CHEW, M.L. GOLDBERGER
"The scattering of elementary particles by complex
nuclei - A generalization of the impulse approximation"
Phys. Rev., 87 (1952) 778
- 8). A. FRIDMAN
"The deuteron as target in high energy reactions"
Fortschritte der Physik, 23 (1975) 243
- 9). L. HULTHEN, M. SUGAWARA
"The two-nucleon problem"
Handbuch der Physik, Vol. 39, p.1
Edité par S. Flügge (Springer Verlag, Berlin 1957)
- 10). M.J. MORAVCSIK
"Analytic forms of the deuteron wave function"
Nucl. Phys., 7 (1958) 113
- 11). I.J. MCGEE
"Convenient analytic form for the deuteron wave
function"
Phys. Rev., 151 (1966) 772

- 12). A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT, A. MICHALON,
M-E. MICHALON - MENTZER, C. VOLTOLINI, R.J. PLANO, A.P. SHENG,
E.B. BRUCKER, E.L. ROLLER, P.E. STAMER, S. TAYLOR,
W.J. FICKINGER, W. HUNT, J.A. MALKO, D.K. ROBINSON
"Study of charged multiplicity distributions in $\bar{p}n$
interactions at 5.55, 9.3 and 14.6 GeV/c"
Phys. Rev., D12 (1975) 3414
- M-E. MICHALON - MENTZER
"Etude des interactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-$
à 14,6 GeV/c et analyse comparative des multiplicités
chargées"
Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg (1975)
- 13). A.M. MUELLER
"Multiplicity distributions in Regge-pole-dominated
inclusive reactions"
Phys. Rev., D4 (1971) 150
- 14). R.H. HUESMAN, M. ALSTON-GARNJOST, R.R. ROSS, F.T. SOLMITZ
A. BETTINI, M. CRESTI, M. MAZZUCATO, L. PERUZZO, G. SARTORI,
S. SARTORI, G. ZUMERLE, L. BERTANZA, A. BIGI, R. CASALI,
P. LARICCIA, R. PAZZI, G. BORREANI, R. QUASSIATI,
G.RINAUTO, M. VIGONE
"Experimental study of $\bar{p}n$ annihilations between
1.0 and 1.6 GeV/c"
Il Nuovo Cimento, 25A (1975) 91
- 15). P.S. EASTMAN, Z. MING MA, B.Y. OH, D.K. PARKER, G.A. SMITH,
R.J. SPRAFKA
"A formation study of $\bar{N}N$ interactions between 1.51
and 2.90 GeV/c. Topological and reaction cross
sections"
Nucl. Phys., B51 (1973) 29
- 16). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P.GERBER, P. JUILLOT, M. LEOPOLD,
G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON-MENTZER, T. SIEMARCZUK,
T. SOBCZAK, J. STEPANIAK, C. VOLTOLINI, P. ZIELINSKI
"Double inelastic interactions in $\bar{p}d$ collisions in
the 1.6-4.3 GeV/c incident \bar{p} momentum range"
Nucl. Phys., B152 (1979) 61
- 17). Z. MING MA, G.A. SMITH
"Antiproton - deuteron elastic scattering between
1.60 and 2.00 GeV/c"
Phys. Rev. Letters, 27 (1971) 344

- 18). J.E. ENSTROM, T. FERBEL, P.F. SLATTERY, B.L. WERNER,
Z.G.T. GUIRAGOSSIAN, Y. SUMI, T. YOSHIDA
NN and ND interactions - A compilation
Lawrence Berkeley Laboratory. LBL - 58 (1972)
- 19). J. WHITMORE
"Multiparticle production in the Fermilab bubble
chamber "
Physics Reports, 27 (1976) 187
- 20). Z. KOBA, H.B. NIELSEN, P. OLESEN
"Scaling of multiplicity distributions in high
energy collisions"
Nucl. Phys., B40 (1972) 317
- 21). R.P. FEYNMAN
"Very high energy collisions of hadrons"
Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 1415
R.P. FEYNMAN
"The behaviour of hadrons collisions at externe
energies"
Proceedings of the third topical conference on high
energy collisions of hadrons, Stony Brook,
N.Y. (1969) p.237
- 22). F.T. DAO, J. LACH, J. WHITMORE
"Study of charged multiplicity distributions in high
energy particle collisions"
Phys. Letters, 45B (1973) 513
- 23). J.R. ELLIOT, L.R. FORTNEY, A.T. GOSHAW, J.W. LAMSA,
J.S. LOOS, W.J. ROBERTSON, W.D. WALKER, W.M. YEAGER,
M.E. BINKLEY
"Multiple pion production in π -Ne collisions
at 10.5 and 200 GeV"
Phys. Rev. Letters, 34 (1975) 607
- 24). E.L. BERGER
"Interpretation of multiplicity distributions"
IIème Conférence internationale sur les particules
élémentaires, Aix-en-Provence (1973) p.C1 - 346
- 25). voir par exemple :
A. FRIDMAN
"Introduction lecture to multiparticle production"
Série de cours et conférences sur la physique des
hautes énergies, n°1, Université Louis Pasteur

- 26). Nous avons comparé nos résultats $\bar{p}n$ avec les données $\bar{p}p$ suivantes :
- 3,28 GeV/c Phys. Rev., 137B (1965) 1250
 - 4,3 GeV/c Interpolation of existing data (LBL-58, 1972)
 - 5,7 GeV/c Nucl. Phys., 42A (1966) 954
 - 6,9 GeV/c Nucl. Phys., 42A (1966) 954
 - 9,1 GeV/c Nucl. Phys., B119 (1977)
 - 14,75 GeV/c Phys. Rev. Letters, 51B (1974) 505
- 27). W. EVANS, H. FENKER, J. FRY, G. EKSPONG, H. GENNOW, M. HOLDEN, E. JOHANSSON, O. LEACH, P. LUNDBORG, J. MARRAFFINO, P. MASON, A. MORETON, J. MORTON, H. MUIRHEAD, A. NICHOLSON, S. NILSSON, G. WARREN, M.S. WEBSTER, J. WORMALD, N. YAMDAGNI
"Charged particle multiplicity distributions in 100 GeV/c"
Preprint Universités de Liverpool, Stockholom et Vanderbilt
- 28). voir references 32 à 36
- 29). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLOT, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, C. VOLTOLINI
"Inclusive features in coherent $\bar{p}d$ interactions at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., 6D (1972) 2311
- 30). E. FLAMINIO, J.D. HANSEN, D.R.O. MORRISON, N. TOVEY
Compilation of cross-sections. II - Antiproton induced reactions
CERN - HERA 70-3 (1970)
- 31). K. DZIUNIKOWKSA, J. FIGIEL, D. KISIELEWSKA, P. MALECKI, H. RUDNICKA, A. ZALEWSKA, S. CSORNA, L. DUNN, A. KOCSIS, H.J. LUBATTI, K. MORIYASU, K. DOROBA, S. OTWINOWSKI, R. SOSNOWSKI, M. SZEPTYCKA, A. WROBLEWSKI, A. ZIEMINSKI, K. HAYES, J.H. KLEMS, W.KO, R.L. LANDER, D.E. PELLETT, P.M. YAGER
"Multiplicity distributions and double scattering effects in π^+d interactions at 205 GeV"
Phys. Letters, 61B (1976) 316
- 32). S. DADO, A. ENGLER, G. KEYES, R.W. KRAEMER, G. YEKUTIELI, M. BINKLEY, J.E.A. LYS, C.T. MURPHY, R. ENGELMANN, J. HANLON, T. KAFKA, H. WAHL, A.A. SEIDL, J.C. VANDERVELDE
"Multiplicity distributions in π^+d and $\bar{p}d$ collisions at 100 GeV/c"
Phys. Letters, 60B (1976) 397
- 33). J.E.A. LYS, C.T. MURPHY, M. BINKLEY, S. DADO, A. ENGLER, G. KEYES, R.W. KRAEMER, G. YEKUTIELI, A. BRODY, J. HANLON, A.A. SEIDL, W.S. TOOTHACKER, J.C. VANDERVELDE
"Rescattering in 100 GeV/c proton-deuteron and positive-pion-deuteron interactions"
Phys. Rev., D15 (1977) 1857

- 34). K. MORIYASU, T. BURNETT, S. CSORNA, D. HOLMGREN, H.J. LUBATTI, G. SWIDER, J. KLEMS, W. KO, R.L. LANDER, J.S. PEARSON, D. PELLETT, P. YAGER, M. DZIUNIKOWSKA, A. ESKREYS, K. ESKREYS, A. GULA, D. KISIELEWSKA, H. RUDNICKA, P. STOPA, H. ABRAMOWICZ, M. BARDADIN-OTWINOWSKA, R. GOKIELI, G. SINAPIUS, M. SZEPTYCKA, A. WROBLEWSKI, A. ZIEMINSKI
"Multiplicity distributions and double scattering effects in π^-d interactions at 360 GeV/c"
University of Washington, Preprint, VLT-PUB-49 (1978)
- 35). R.E. ANSORGE, R.J. BARLOW, J.R. CARTER, G.S. IOANNIDIS, W.W. NEALE, J.G. RUSHBROOKE, A. ESKREYS, J. FIGIEL, D. KISIELEWSKA, P. MALECKI, H. RUDNICKA, K. ZALEWSKI, W. ZIELINSKI, J. GAJEWSKI, M. GORSKI, R. SOSNOWSKI, M. SZEPTYCKA, W. WOJCIK, A. WROBLEWSKI, A. ZIEMINSKI
"Multiplicity distribution and nuclear effects in π^-d interactions at 21 GeV/c"
Nucl. Phys., B109 (1976) 197
- 36). V. BAKKEN, H. GENOW, P. LUNDBORG, J. MAKELÄ, M. PIMIA, B. SELLDEN, E. SUNDELL, J.K. TUOMINIEMI
"Charged particle multiplicity distributions and rescattering effects in pd interactions at 19 GeV/c"
University of Helsinki, HU-P-151 (1978)
- 37). J. HANLON, R.S. PANVINI, J.W. WATERS, M.S. WEBSTER, T.W. MORRIS
"Multiplicity distributions in 28 GeV/c pd interactions and double scattering in deuterium"
Phys. Rev., D19 (1979) 49
- 38). Y. EISENBERG, B. HABER, D. HOCHMAN, U. KARSHON, E.E. RONAT, A. SHAPIRA, J. SCHULTZ, R. YAARI, G. YEKUTIELI, H. BRAUN, D. BRICK, F. ETIENNE, A. FRIDMAN, E. JEGHAM, P. JUILLOT, G. MAURER, A. MICHALON
"Charged multiplicity distributions in pd and π^+d interactions at 195 GeV/c"
Phys. Letters, 60B (1976) 305
- 39). T. DOMBECK, L.G. HYMAN, D.D. KOETHE, J.J. PHELAN, R. SINGER, S.J. BARISH, G.F. HARTNER, P.M. PATEL, G.M. LEVMAN, V.A. SREEDHAR, T.S. YOON, V.E. GRECHKO, C.G. GRISHIN, A.A. KUZNETSOV, E.M. LEIKIN, N.N. MELNIKOVA, V.S. MURZIN, N.A. POZHIDAEVA, L.N. SMIRNOVA, A.N. SOLOMIN, G. JANCZO
"Multiplicity distributions and rescattering effects in pd interactions at 200 GeV/c"
Phys. Rev., D18 (1978) 86
- 40). A. SHENG, A. FIRESTONE, C. EPCK, A. DZIERBA, E.W. ANDERSON, H.B. CRAWLEY, W.J. KERNAN, J. CANTER, F.T. DAO, A. MANN, J. SCHNEPS, J. POUCHER, S. STONE
"Charged-particle multiplicity distribution in pd interactions at 300 GeV/c"
Phys. Rev., D12 (1975) 1219

- 41). S. DADO, S.J. BARISH, A. ENGLER, R.W. KREAMER, J.E.A. LYS, C.T. MURPHY, A. BRODY, J. HANLON, T. KAFKA, F. LO PINTO, S. SOMMARS
"Charged multiplicity distributions in pd and pn interactions at 400 GeV/c"
Fermilab-Pub-79/21-Exp 7210.196
- 42). G. BERLAD, A. DAR, G. EILAM
"Multiparticle production in particle-nucleus collisions at high energies"
Phys. Rev., D13 (1976) 161
- 43). F. GOTTFRIED
"Space-time structure of hadronic collisions and nuclear multiple production"
Phys. Rev. Letters, 32 (1974) 957
- 44). voir référence (19) et aussi
A. FRIDMAN
"Antiproton induced reactions"
Cours donné à l'Ecole Internationale de physique des particules élémentaires, KUPARI (1977)
- 45). A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CUER
"Antiproton-proton annihilation into six charged pions and resonance production in the $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ channel at 5.7 GeV/c"
Phys. Rev., 167 (1968) 1268
A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CUER
"Angular correlation and distributions in $\bar{p}p$ annihilation into eight and nine pions at 5.7 GeV/c"
Phys. Rev., 176 (1968) 1595
- 46). P.S. GREGORY, P. JOHNSON, P. MASON, H. MUIRHEAD, G. WARREN, G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON, R. STENBACKA, Ch. WALK
"Cross-sections of annihilation and inelastic final states for $\bar{p}p$ interactions at 9.1 GeV/c"
Nucl. Phys., B119 (1977) 60
- 47). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, J. GRUNHAUS, R. KAHN, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
"Study of the reaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \pi^+ 2\pi^- \pi^0$ at 5.55 GeV/c incident momentum"
Z. Physik, 247 (1971) 107
- 48). A. FRIDMAN, G. MAURER, R. STRUB
"Multiple production in $\bar{p}p$ annihilation and comparison with experimental data"
Z. Physik, 211 (1968) 250

- 49). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT, N. KURTZ,
G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON-MENTZER, C. VOLTOLINI
"Resonance production and transverse spectra in $\bar{p}n$
annihilations at 5.55 GeV/c"
Submitted to Phys. Rev. D
- 50). B.R. WEBBER, D.M. CHEW, M.J. COUNIHAN, H. YUTA
"Impact parameter analysis of the processes $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
and $\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^+\pi^-$ "
Nucl. Phys., B97 (1975) 317
F.S. HENYEY, J. PUMPLIN
"Measuring the geometrical size of multiparticle
processes"
Nucl. Phys., B117 (1976) 235
H. BRAUN, P. FISCHER, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT,
G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON-MENTZER, C. VOLTOLINI
"Impact parameter analysis of exclusive $\bar{p}p$ (5.7 GeV/c)
and $\bar{p}d$ (4.72, 5.55, 9.3 and 14.6 GeV/c) reactions"
Phys. Rev., 15 (1977) 1293
- 51). B.R. WEBBER
"Limits on impact parameters on inelastic processes"
Phys. Letters, 49B (1974) 474
- 52). G. WARREN, P. GREGORY, P. MASON, H. MUIRHEAD, C. MICHAEL,
R. CARLSSON, G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON,
R. STENBACKA, Ch. WALCK
"Is antiproton annihilation central or peripheral?"
Nucl. Phys., B97 (1975) 381
- 53). M.C. FOSTER, D.Z. FREEDMAN, S. NUSSINOV, J. HANLON,
R.S. PANVINI
"Azimuthal correlations of high-energy collision
products"
Phys. Rev., D6 (1972) 3135
M. FOSTER, R.J. LOVELESS, S. NUSSINOV
"Multiparticle variables for high-energy reactions"
Phys. Rev., D8 (1973) 3848
- 54). M.J. COUNIHAN
""Principal axis" variables for the analysis of
multiparticle production"
Phys. Letters, 59B (1975) 367
S. BRANDT, H.D. DAHMEN
"Axes and scalar measures of two-jet and three-jet
events"
Z. Physik C. Particles and Fields 1 (1979) 61
- 55). A. DE RUJULA, J. ELLIS, E.G. FLORATOS, M.K. GAILLARD
"QCD predictions for hadronic final states in e^+e^-
annihilation"
Nucl. Phys., B138 (1978) 387

- 56). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD,
R. KAHN, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB,
C. VOLTOLINI
"Observation of the d^* effect in the $\bar{p}d \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-n$
reaction at 5.55 GeV/c"
Phys. Rev., D3 (1971) 2572
- 57). M. JUNG
"Sections efficaces de formation des isotopes de Li,
Be, B produits par interactions de protons et de
particules alpha de moyenne énergie avec des cibles
C et N en vue de l'étude de la nucléogenèse des
éléments légers"
Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg, 1968

Je voudrais que Monsieur A. FRIDMAN trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour ses précieux conseils scientifiques et ses encouragements constants grâce auxquels j'ai pu réaliser ce travail. Je tiens également à exprimer ma plus vive reconnaissance à Monsieur H. BRAUN pour son aide et son précieux soutien qui m'ont permis de mener à bien cette étude.

Mes remerciements vont tout naturellement à mes collègues et amis qui, tant lors du dépouillement des résultats expérimentaux que de la rédaction de cette thèse, m'ont aidée et prodigué leurs conseils : F. ETIENNE, J-P. GERBER, E. JEGHAM, H. JOHNSTAD, N. KURTZ, J-R. LUTZ, G. MAURER, A. MICHALON et C. VOLTOLINI et, plus particulièrement P. JUILLOT pour son aide efficace et ses critiques constructives tout au long de ce travail et lors de la rédaction du manuscrit.

Que les Laboratoires d'Argonne, de Brookhaven et le personnel du ZGS, du NBL et du CERN, qui nous ont fourni les films, soient ici remerciés.

Mes remerciements vont également à toutes les opératrices et tout le personnel technique, en particulier à Mesdames F. MOURLHON, A. TISSIER, G. CASTAGNA et L. ARBEIT, qui ont largement contribué à la réalisation de cette étude.

En particulier, je tiens à remercier Mademoiselle M. COBUT qui a grandement facilité mon travail, Madame M. MEUNIER qui a dactylographié avec beaucoup de dévouement et mis en page cette thèse, Messieurs R. PETER, R. STROHL et M. MEYER qui ont apporté beaucoup de soins à l'exécution des dessins et des photographies et, enfin Monsieur R. HUCK qui a procédé à son impression.

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

I N T R O D U C T I O N	1
 <u>CHAPITRE I - PROCEDURE EXPERIMENTALE ET OBTENTION</u> <u>DES SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES</u>	
I.1. Expériences analysées	3
A. Expériences réalisées dans la chambre à bulles de 2 mètres du CERN	3
B. Expérience réalisées dans la chambre à bulles de 30 pouces d'Argonne	3
C. Expériences réalisées dans la chambre à bulles de 80 pouces à Brookhaven	5
I.2. Le dépouillement	5
I.3. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}d$	10
A. Section efficace par événement	10
B. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}d$	13
I.4. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$	15
A. Problèmes liés à l'utilisation du deutérium comme cible de neutron	15
B. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$	20
 <u>CHAPITRE II - ETUDE DES DISTRIBUTIONS DES MULTIPLICITES</u> <u>CHARGEES</u>	
II.1. Etude des multiplicités $\bar{p}d$	23
II.2. Etude des multiplicités $\bar{p}n$	33
II.3. Fonction d'invariance d'échelle de KNO	43
 <u>CHAPITRE III - ETUDE DE LA DIFFUSION MULTIPLE</u>	
III.1. Intérêt de la double diffusion	47
III.2. Mise en évidence de la double diffusion	49
III.3. Contribution et probabilité de double diffusion	54
III.4. Distribution de multiplicité de double diffusion ...	60

III.5. Comparaisons avec le modèle de cascade de flux d'énergie et avec le modèle du tube cohérent	62
A. Le modèle de cascade de flux d'énergie	62
B. Le modèle du tube cohérent	65
<u>CHAPITRE IV - ETUDE DU PHENOMENE D'ANNIHILATION AU MOYEN</u>	
<u>DE VARIABLES COLLECTIVES</u>	
IV.1. Aspects généraux du phénomène d'annihilation	69
A. Sélection des canaux d'annihilation $\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c	69
B. Sections efficaces	75
C. Production centrale et analyse en paramètre d'impact	78
IV.2. Utilisation de variables collectives : la sphéricité et la poussée	8
A. Intérêt des variables collectives	84
B. Définition de la sphéricité et de la poussée ...	86
1-La sphéricité	86
2-La poussée	87
IV.3. Résultats expérimentaux pour les réactions d'annihilation $\bar{p}n$ à 5,5 et 9,2 GeV/c et $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c. Comparaison avec des réactions de non annihilation....	90
C O N C L U S I O N	103
APPENDICE I	105
APPENDICE II	113
APPENDICE III	117
B i b l i o g r a p h i e	121