HAL
open science

Etude de la réaction élastique semi-leptonique en courant neutre produite par des antineutrinos

Chantal Racca

To cite this version:

Chantal Racca. Etude de la réaction élastique semi-leptonique en courant neutre produite par des antineutrinos. Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1978. Français. NNT : . tel-00396405

HAL Id: tel-00396405

https://theses.hal.science/tel-00396405v1

Submitted on 18 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.

CRN-HE 78-23
C1
12
CERN BIBLIOTHEQUE
23 JAN. 1979

C.R.N.

centre de recherches nucléaires de Strasbourg

CRN/HE 78-23

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

par

Chantal RACCA

ETUDE DE LA REACTION ELASTIQUE SEMI-LEPTONIQUE EN COURANT NEUTRE PRODUITE PAR DES ANTINEUTRINOS

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

67037 STRASBOURG-CEDEX FRANCE

CERN LIBRARIES, GENEVA
CM-P00050043

THESE

CRN/HE 78-23

présentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE

DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

par

Chantal RACCA

ETUDE DE LA REACTION ELASTIQUE SEMI-LEPTONIQUE EN COURANT NEUTRE PRODUITE PAR DES ANTINEUTRINOS

Soutenue le 28 Juin 1978 devant la Commission d'Examen:

MM. P.CHEVALLIER	*President*
F.BECKER	*Examinateurs*
M.PATY	
J.L.RIESTER	
R.TURLAY	

UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG I

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

Président	:	Professeur P.KARLI
Vice-Présidents	:	Professeur Fr.MARCOUX Professeur J.H.WEIL
Président Honoraire	:	Professeur G.OURISSON
Secrétaire Général	:	Monsieur G.KIEHL

U.E.R. DE SCIENCES EXACTES

U.E.R. de Mathématiques	Directeur	:	Jacques FARAUT
U.E.R. de Sciences Physiques et Chimiques	Directeur	:	Jean DEHAND
U.E.R. de Sciences de la Matière	Directeur	:	Jean José FRIED
U.E.R. de Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur	:	Yves BOULANGER
U.E.R. de Sciences du Comportement et de l'Environnement	Directeur	:	Michel TARDY
U.E.R. de l'Ecole d'Application des Hauts Polymères	Directeur	:	Constant WIPPLER
U.E.R. de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie	Directeur	:	Marc DAIRE
U.E.R. de l'Observatoire	Directeur	:	Alphonse FLORSCH
U.E.R. de Physique du Globe	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.GOLDSZTAUB – R.HOCART – 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 – H.VILLAT – H.WEISS – Et.WOLFF – J.YVON.

MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE : R.WEIL.

PROFESSEURS

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

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A. ANDREOTTI	Mathématiques
A. BANDERET	E.A.H.P.
B. BOURROUILH	Géophysique
T. EGGARTER	Physique
V. ERN	Physique
G.L.HALLER	Chimie
T. HIRAI	Mathématiques
C. JASCHEK	Astronomie
J. OSBORN	Chimie Minérale
J. SMID	Physique

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS ULP : P.BOUVEROT (Physiol.Respiratoire) – P.DEJOURS (Physiol.Respiratoire).

MAITRES DE CONFÉRENCES :

J.Fr.	BOUTOT	Mathématiques	T.	JUTEAU	Minéralogie
Ch.	BURGGRAF	Minéralogie	J.Cl.	LAFON	Informat.Appliquée
H.	BURNAGE	Mécan.des Fluides			

ASTRONOME ADJOINT : A.FLORSCH (Astronomie).

MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT : J.SITTLER (Géologie).

MAITRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS : C.DADE (Mathématiques) – Y.NAKATANI (Chimie) – H.UMEMURA (Mathématiques).

DIRECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S.

J.F.	BIELLMANN	Chimie	J.	MARCHAL	Physicochim.Macromolécul.	A.	PORTE	Biologie Cellulaire
P.	BOUVEROT	Physiol.Respiratoire	P.A.	MEYER	Mathématiques	P.	REMPP	Physicochim.Macromol.
P.	DEJOURS	Physiol.Respiratoire	A.J.P.	MEYER	Physique	A.	SKOULIOS	Physicochim.Macromol.
A.	KNIPPER	Phys.Nucl.et Corpusc.	J.	MEYER	Botanique	A.	VEILLARD	Chimie Moléculaire
A.	KOVACS	Physicochim.Macromol.	C.	MIALHE	Physiologie	A.	ZUKER	Physique Théorique

MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S.

J.Ch.	ABBE	Physicoch.atomique et ionique chimie nucléaire
P.	ALBRECHT	Chimie
F.	BECK	Physique Nucléaire
G.	BECK	Biochimie
J.P.	BECK	Physiologie
R.	BERTINI	Physique Nucléaire
M.	BONHOMME	Géologie
H.	BRAUN	Physique Corpusculaire
M.C.	CADEVILLE	Physique des Solides
H.	CALLOT	Chimie
S.	CANDAU	Physique
M.	CHAMPAGNE	Biophysique
M.	CHOUDHURY	Physique du Globe
J.P.	COFFIN	Phys.Nucléaire et Corpusculaire
A.	CORET	Physique
M.	CROISSIAUX	Physique Nucléaire
Cl.	DELLACHERIE	Mathématiques
D.	DISDIER	Physique Nucléaire
J.	DOUBINGER	Géologie
S.	EL KOMOSS	Physique
M.	FRANCK-NEUMANN	Chimie Organique
E.	FRANTA	Physicochimie Moléculaire
J.M.	FRIEDT	Physicoch.atomique et ionique
A.	FRIDMANN	Physique Corpusculaire
Y.	GALLOT	Physicochimie Macromoléculaire
Ph.	GRAMAIN	Physicochimie Macromoléculaire
J.B.	GRÜN	Physique
J.	HERZ	Physicochimie Macromoléculaire
J.	HOFFMANN	Biologie Animale
G.	KAUFMANN	Chimie
B.	KOCH	Physiologie
P.	LAURENT	Physiol.comparée des régulations
Cl.	LERAY	Physiol.comparée des régulations
A.	LLORET	Physique Corpusculaire
B.	LOTZ	Physicochimie Macromoléculaire
G.	MAIRE	Chimie
A.	MALAN	Physiologie Respiratoire
E.	MARCHAL	Physicoch.Moléculaire et Macromoléculaire
R.	MORAND	Physique Nucléaire
Th.	MULLER	Physique
G.	MUNSCHY	Physique
M.	NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
A.	NICOLAIEFF	Virologie Végétale
M.	PATY	Physique Corpusculaire
R.	PFIRSCH	Botanique
Cl.	PICOT	Physicochimie Macromoléculaire
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.	SCHEIBLING	Spectrométrie Nucléaire
N.	SCHULZ	Physique Nucléaire
C.	SCHWAB	Physique
R.	SELTZ	Physique Nucléaire
P.	SIFFERT	Physique des Rayon.et Electronique Nucléaire
Cl.	SITTLER	Géologie
Cl.	STRAZIELLE	Physicochimie Macromoléculaire
M.	SUFFERT	Basses Energies
K.	TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
R.	VAROQUI	Physicochimie Macromoléculaire
G.	WALTER	Physique Nucléaire
Fr.	WEBER	Géologie
J.P.	WENIGER	Zoologie
J.	WITZ	Biologie Cellulaire
R.	WOLFF	Chimie
R.	ZANA	Physicochimie Macromoléculaire
J.P.	ZILLINGER	Physique

A mes parents.

TABLE DES MATIERES

Page

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : CONDITIONS EXPERIMENTALES, DEPOUILLEMENT MESURES

I.1 - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE 3

1.1.1 - La chambre 3

1.1.2 - Le liquide 5

1.1.3 - Le faisceau 5

1.1.4 - Les photos 6

I.2 - DEPOUILLEMENT DES EVENEMENTS 10

1.2.1 - Volume Fiduciaire 10

1.2.2 - Critères de dépouillement 10

1.2.3 - Efficacité de dépouillement ... 12

I.3 - MESURE ET RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS 13

1.3.1 - La mesure 13

1.3.2 - Le programme de reconstruction 13

CHAPITRE II : CADRE THEORIQUE, MODELES UTILISES

II.1 - CHOIX DE LA STRUCTURE EN ESPACE-TEMPS DU COURANT NEUTRE FAIBLE 17

II.2 - LES MODELES DU TYPE V,A 20

2.2.1 - Le formalisme 20

2.2.2 - Previsions des modèles 26

CHAPITRE III : OBTENTION DU LOT DE CANDIDATS A LA REACTION $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$: BRUITS DE FOND ET COUPURE,
ETUDE DE LA REACTION UTILISEE POUR LA NORMALISATION : $\bar{\nu}_\mu p \to \mu^+ n$.

III.1 - LES BRUITS DE FOND 37

3.1.1 - Les neutrons "Skyshine" 37

3.1.2 - Bruit de Fond des neutrons "en équilibre" 43

3.1.3 - Les autres bruits de fond 45

a) Les réactions à un pion 45

b) la réaction élastique courant neutre $\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n$ 48

III.2 - LES COUPURES 50

3.2.1 - Les coupures systématiques 50

a) Pour les protons isolés 50

b) Pour les traces I^+ 53

c) Pour les traces L^+ 54

3.2.2 - Les coupures imposées par les bruits de fond 54

III.3 - ETUDE DE LA REACTION ELASTIQUE COURANT CHARGE SERVANT A LA NORMALISATION $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$.

C H A P I T R E IV : LOT D'EVENEMENTS $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$. CALCUL DE $R^{\bar{\nu}}$ ET COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DU MODELE DE WEINBERG.

IV.1 - LOT D'EVENEMENTS COURANT NEUTRE ELASTIQUE 61

4.1.1 - Les protons L^+..... 61

4.1.2 - Les protons I^+..... 66

4.1.3 - Les protons S^+..... 70

4.1.4 - Lot total des protons et corrections 74

IV.2 - CALCUL DU RAPPORT $R^{\bar{\nu}}$ ET COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DU MODELE DE WEINBERG - SALAM 76

C O N C L U S I O N 81

R E F E R E N C E S 82

INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude de la physique du neutrino entreprise par le Groupe de Chambre à Bulles à Liquide Lourd de Strasbourg, une expérience utilisant la chambre Gargamelle et un faisceau d'antineutrino dont le flux présente un maximum à 1,5 GeV a été faite au CERN, en collaboration avec cinq autres laboratoires*. Cette expérience se propose d'étudier différents canaux et particulièrement les canaux à courant neutre. Les courants neutres forment à l'heure actuelle un sujet de recherche nouveau et intéressant du point de vue de la théorie. La réaction courant neutre que nous nous proposons d'étudier est la réaction élastique $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$.

Le premier chapitre est un rappel des conditions expérimentales. Nous y décrivons la chambre Gargamelle, le faisceau utilisé, la prise des données, le liquide utilisé. Nous décrivons également la manière dont les données ont été dépouillées et mesurées, ainsi que le programme de reconstruction des événements mesurés.

Le deuxième chapitre est consacré à l'approche théorique de la réaction $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$. Nous rappelons dans un premier temps le choix de la structure en espace-temps du courant neutre, puis pour l'hypothèse choisie nous exposons les calculs de sections efficaces et les prévisions de différents modèles théoriques pour la valeur du rapport

$$R^{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \mu^+ n)}$$

*Universités de BARI, BERGEN, MILAN, TURIN et Université Collège Londres.

Les deux derniers chapitres sont consacrés à l'analyse des données. Nous exposons dans cette partie le traitement appliqué aux événements pour obtenir un lot de candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$. Nous utilisons également le lot de candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$ pour évaluer la limite supérieure du rapport $R^{\bar{\nu}}$. Nous discutons ensuite ce résultat.

C H A P I T R E I

CONDITIONS EXPERIMENTALES, DEPOUILLEMENT ET MESURE

I.1 - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

1.1.1 - LA CHAMBRE

La chambre utilisée est la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle du CERN ; un schéma en est donné en figure 1.

C'est un cylindre d'un diamètre de 1,96m et de 4,80m de long. Le volume visible est de $8m^3$; le volume total de $12m^3$ environ.

Le corps de chambre est placé dans un champ magnétique transversal de 2T, produit par un électro-aimant de type classique, composé d'un enroulement de cuivre de 84t et d'une culasse massive en fer de 840t et nécessitant une puissance électrique de 6MW.

Les pressions de détente (8,5 à 13,5 bars) et de recompression (20 à 25 bars) sont obtenues par l'intermédiaire d'une membrane en élastomère en contact d'un côté avec le liquide de la chambre et de l'autre côté avec de l'azote sous pression.

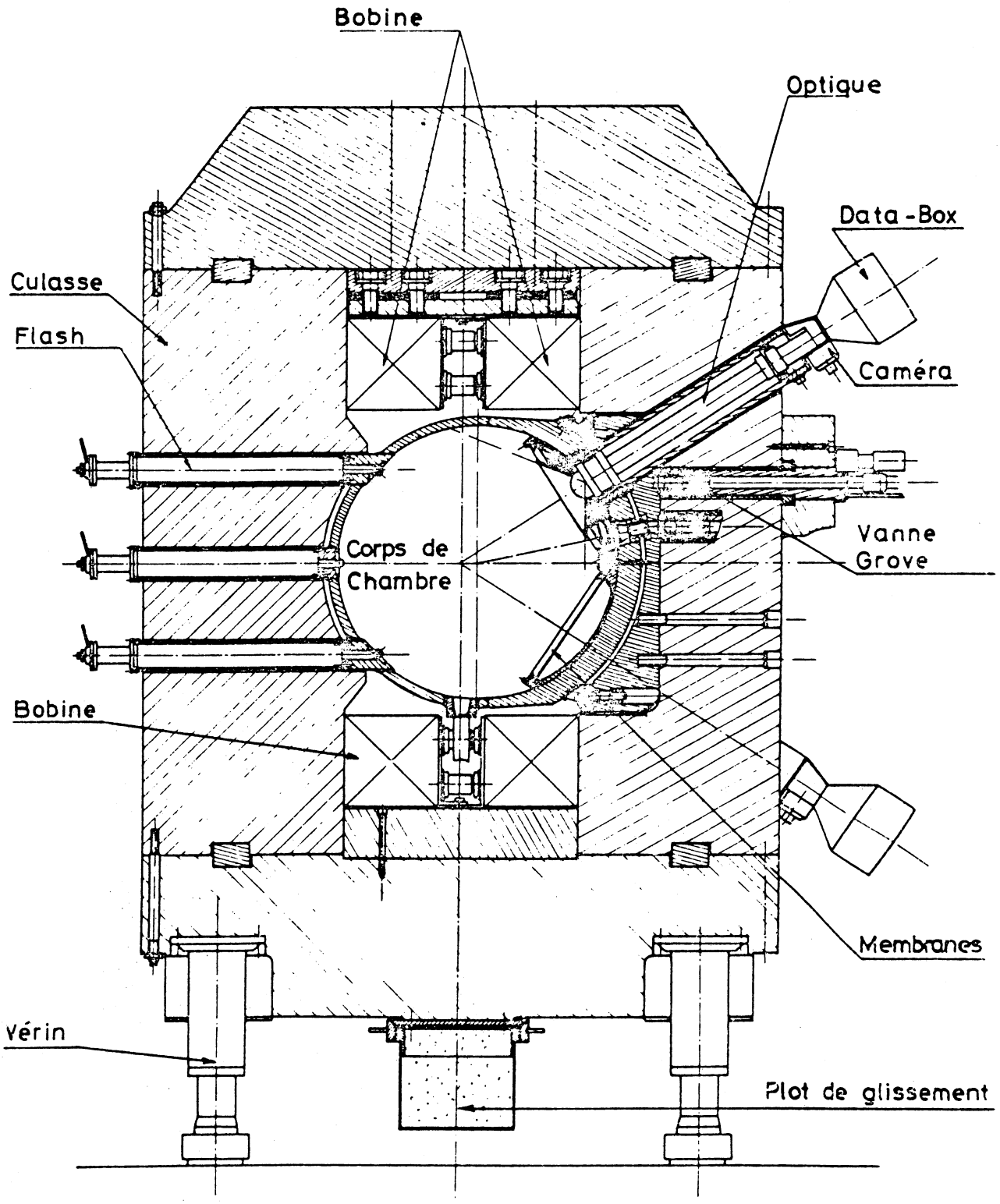
Le système de prise de vues est composé de deux rangées de 4 caméras faisant un angle de ± 33° par rapport au plan horizontal. Cette disposition permet de visualiser une bonne partie du volume utile sur au moins deux vues et avec une bonne stéréoscopie. L'optique est formée d'un objectif grand angle (110°) auquel on a ajouté un transport d'image de 1,92m de long pour amener l'image sur le film de 70mm de large situé hors de la culasse de l'aimant. Les distorsions sur le film sont de moins de 1% à 30mm du centre de la vue et sont facilement corrigées.

L'éclairage est obtenu par 21 flashes au Xenon situés en face des caméras. L'éblouissement des optiques de prise de vues a été évité par collage de pastilles opaques sur le hublot derrière lequel est placé l'objectif.

Les axes de référence sont donnés comme suit :

. Origine (X = Y = Z = 0) au centre de la chambre

. Axe X : dirigé selon une génératrice du cylindre et de même sens que le faisceau



GARGAMELLE - SECTION

Figure 1

. Axe Y : vertical et orienté de bas en haut
. Axe Z : horizontal et orienté vers les caméras.

1.1.2 - LE LIQUIDE

L'expérience s'est déroulée en quatre runs numérotés 40 - 42 - 45 et 46. La composition du mélange est approximativement la même pour les runs 40 et 42 d'une part et 45 - 46 d'autre part.

Nous donnons ci-dessous la composition du mélange (les chiffres indiquent le pourcentage en volume) ainsi que la densité d (en g/cm^3) et la longueur de radiation X_o (en cm).

	Propane	Fréon	d	X_o
40 - 42	89.01	8.15	0.581	64
45 - 46	85.26	13.99	0.669	47

Le complément à 100% est un mélange de n-butane, isobutane et éthane.

1.1.3 - LE FAISCEAU

Le faisceau utilisé est le faisceau à bande large (Wide Band Beam) du P.S. du CERN. Ce type de faisceau est obtenu par focalisation de mésons parents d'un moment aussi large que possible pour produire un spectre d'antineutrinos d'intensité maximale.

Les antineutrinos (ou les neutrinos selon le cas) sont produits lors de la désintégration leptonique ou semileptonique des mésons produits par les protons de l'accélérateur qui frappent la cible

$$\frac{\pi^{\pm}}{K^{\pm}} \rightarrow \mu^{\pm} \; \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$$

Les antineutrinos provenant de la désintégration de π recueillent environ 42.7% de l'impulsion des parents, tandis que ceux provenant de K recueillent 95% de l'impulsion des parents. Ceci explique la forme caractéristique du spectre d'un faisceau à bande

large, donnée en figure 2.

Le schéma de principe d'un faisceau à bande large est indiqué en figure 3.

Les constantes du faisceau utilisé sont les suivantes :

. Cible : Beryllium : cône de diamètre variant de 3 à 8 et de 1,3 m de long.
. Blindage : 22 m de densité 7,25 ± 0,5 g/cm^3
. Tunnel de désintégration : 70 m
. Intensité (sur cible) des protons
  - sans Booster : (0,9 à 1,3) x 10^{12} ppp
  - avec Booster : (3 à 7) x 10^{12} ppp
  Le Booster est un accélérateur circulaire qui permet d'augmenter l'intensité des protons à l'injection.
. Spectre antineutrino : il est donné par la figure 4.

1.1.4 LES PHOTOS

320 000 photos environ ont été prises durant quatre périodes du 2 juin 1974 au 9 septembre 1975. Soit au total :

- 124 films pour le run 40
- 83 films pour le run 42
- 154 films pour le run 45
- 138 films pour le run 46

Ceci pour les six laboratoires faisant partie de la collaboration, à savoir : Bari, Bergen, Milan, Strasbourg, Turin, UCL Londres.

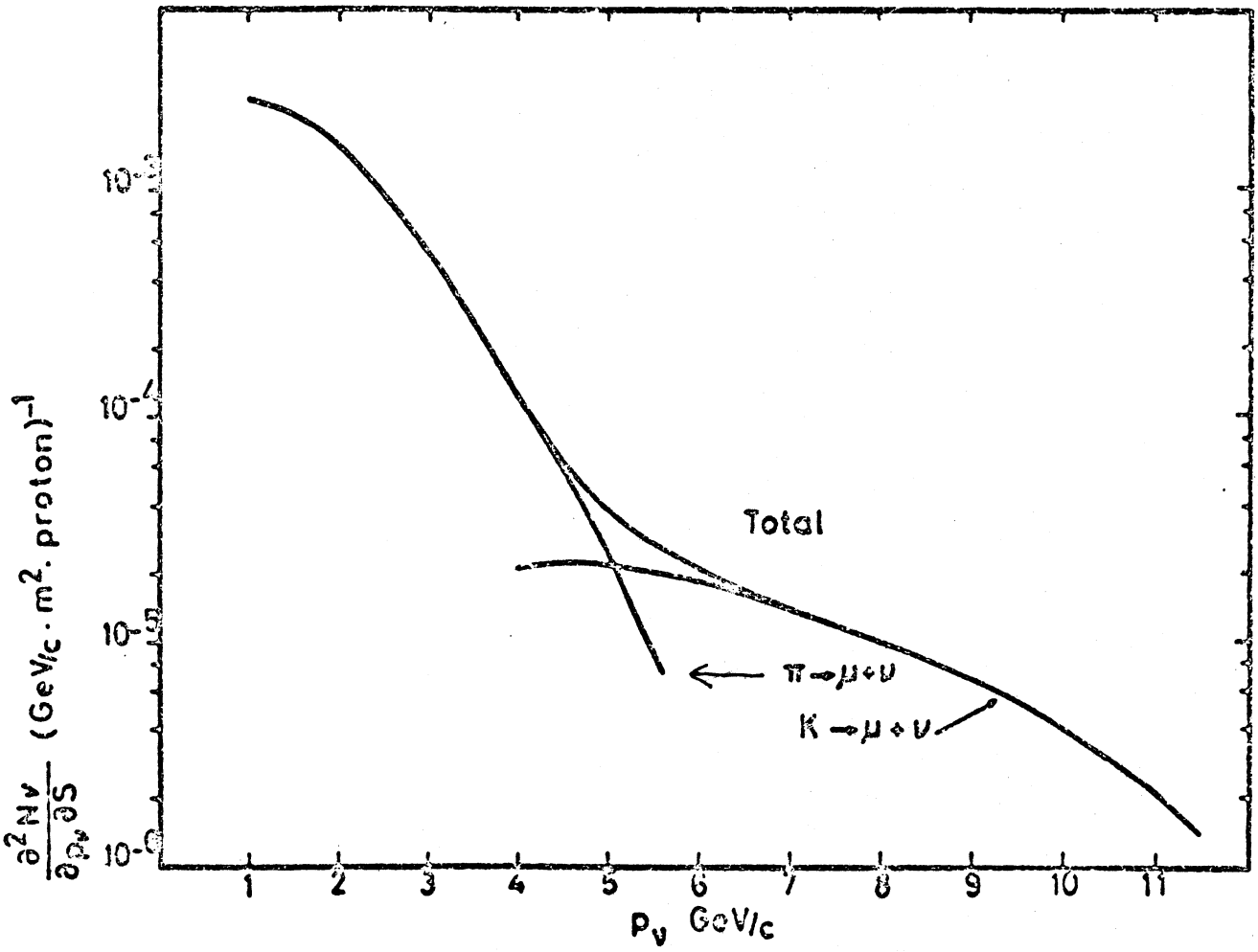

Total
π→μ+ν
K→μ+ν
P_ν GeV/c
$\frac{\partial^2 N_\nu}{\partial p_\nu \partial S}$ (GeV/c · m². proton)⁻¹
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11

Figure 2

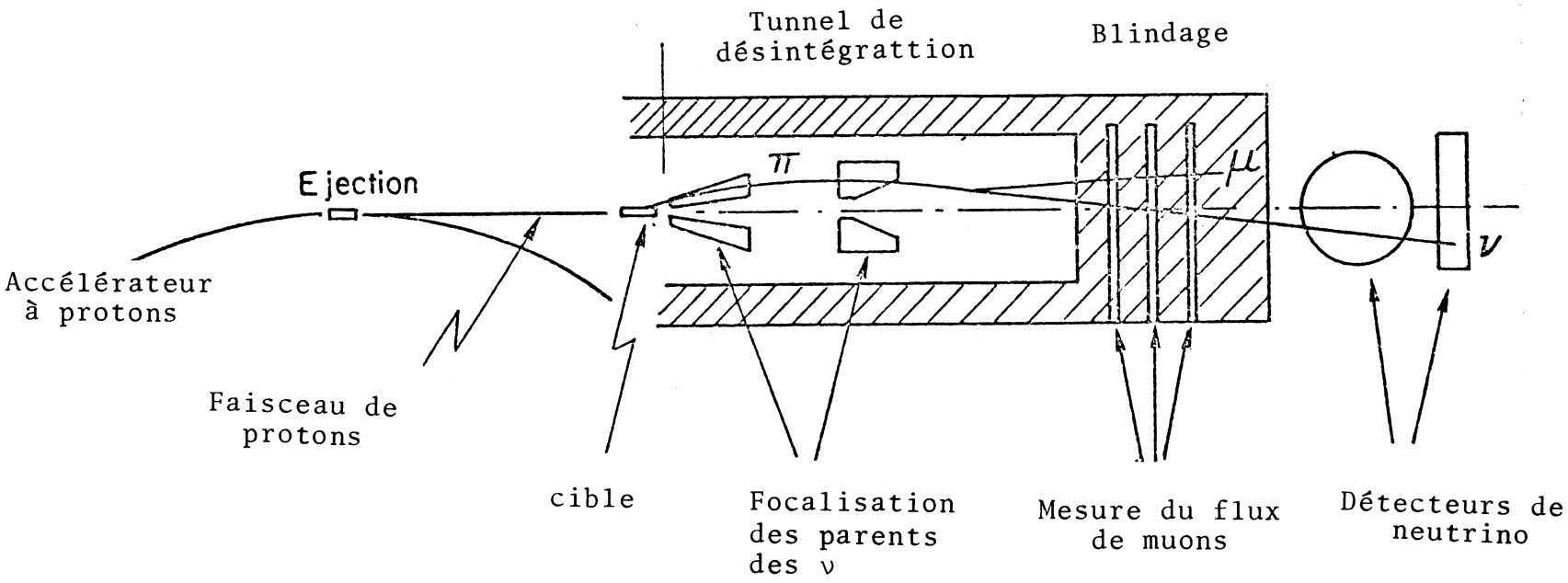

Tunnel de
désintégrattion
Blindage
Ejection
π
μ
ν
Accélérateur
à protons
Faisceau de
protons
cible
Focalisation
des parents
des ν
Mesure du flux
de muons
Détecteurs de
neutrino

Figure 3

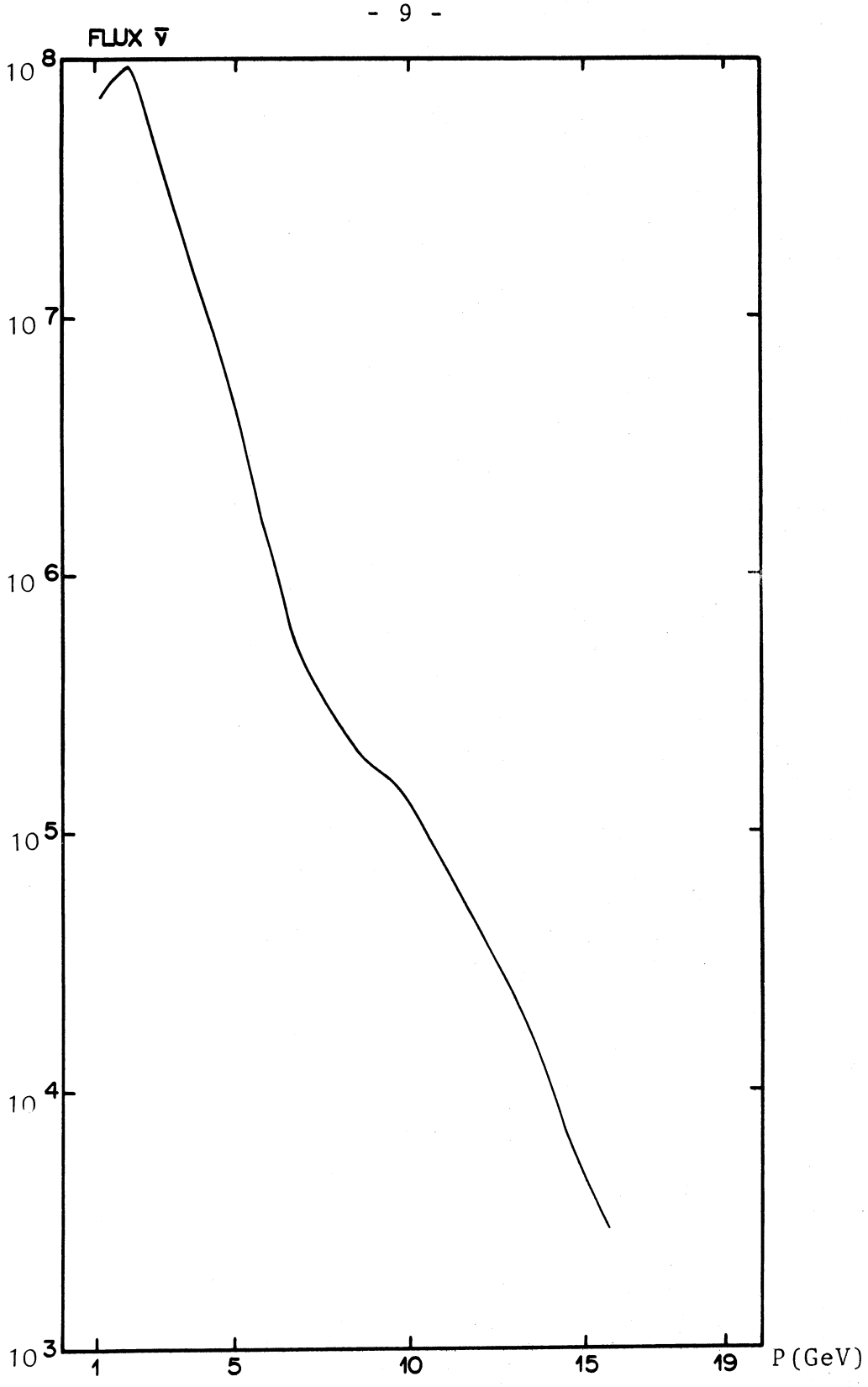


Figure 4

Flux des antineutrinos

I.2 - DEPOUILLEMENT DES EVENEMENTS

Nous étudions la réaction élastique courant neutre produite par des antineutrinos : $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}p$.

Nous utilisons pour calculer le rapport des sections efficaces courant neutre sur courant chargé la réaction élastique :

$$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$$

La deuxième réaction ayant fait l'objet d'une autre étude, nous exposerons ici les critères de dépouillement de la première réaction.

Nous allons décrire le volume fiduciaire, les critères de dépouillement des événements utilisés ainsi que le calcul de l'efficacité de dépouillement.

1.2.1 - VOLUME FIDUCIAIRE

Le volume fiduciaire est un volume de "bonne mesurabilité" à l'intérieur du volume visible de la chambre. Les dimensions du volume fiduciaire sont données par la figure 5 . Son volume est de $3m^3$ environ.

On ne tiendra compte lors de l'exploitation des mesures que des événements qui se trouvent dans le volume fiduciaire.

1.2.2 - CRITERES DE DEPOUILLEMENT

Les seuls événements que nous aurons à étudier sont ceux des types définis ci-dessous : A, B, C ou G. Nous nous limiterons donc ici à décrire ces différents types d'événements. Les critères de dépouillement sont les suivants :

. Evénement A : il y a au moins un candidat lepton, c'est-à-dire une particule qui sort du volume visible sans intéragir ou qui se désintègre dans le volume en donnant un e^+ ou e^-, ou une trace négative qui s'arrête dans le volume visible et qui est absorbée sans produire de branche secondaire ou de gamma.

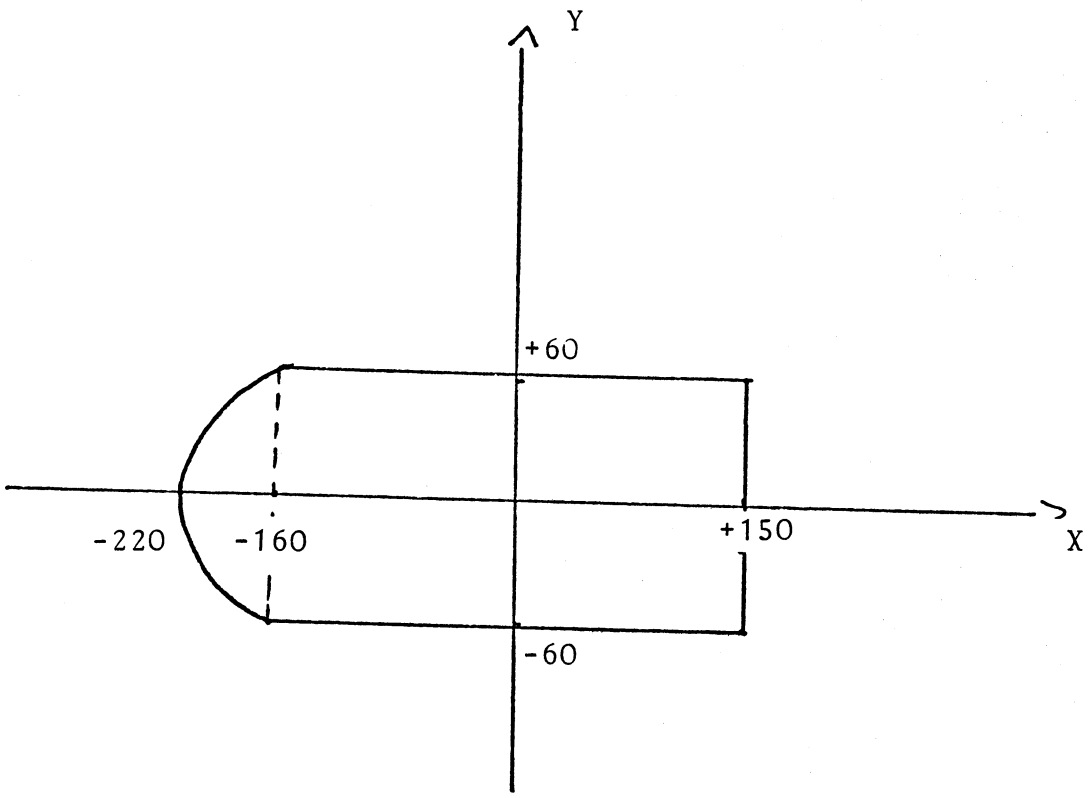


Figure 5

Volume fiduciaire

calotte : $\frac{(X+160)^2}{(60)^2} + \frac{Y^2}{(60)^2} + \frac{(Z+18)^2}{(45)^2} = 1$

cylindre : $\frac{Y^2}{(60)^2} + \frac{(Z+18)^2}{(45)^2} = 1$

. Evénement B : aucun candidat lepton chargé et au moins un méson avec ou sans gamma.

. Evénement C : étoile où toutes les branches sont des protons.

. Evénement G : paire e^+e^- isolée ou électron isolé.

Pour tous les événements, le vertex doit être visible sur au moins deux vues. Pour les protons isolés, on demande une longueur de 4,8cm sur table et s'il y a d'autres protons, une longueur de 0,8cm pour ces autres protons. Ceci correspond à une coupure en q^2 de 0,3 GeV^2 pour un proton seul et de 0,1 GeV^2 pour les petits protons.

1.2.3 - EFFICACITE DE DEPOUILLEMENT

Tous les films utilisés ont été dépouillés deux fois. Pour calculer l'efficacité du dépouillement, on utilise les événements protons isolés (ce sont les plus nombreux pour notre canal) et on se base sur les hypothèses suivantes :

. Le fait de rencontrer un événement est purement aléatoire.

. La probabilité de détection d'un événement est constante et ne dépend pas de la personne effectuant le dépouillement. Soit : N_1 le nombre de protons trouvés au 1er scanning
N_2 le nombre de protons trouvés au 2e scanning
N_{12} le nombre de protons trouvés aux 2 scanning.

L'efficacité ε_i du i^e dépouillement est donnée par

$$\varepsilon_i = \frac{N_{ij}}{N_j} \text{ avec une variance } \frac{\varepsilon_i(1-\varepsilon_i)}{N_j}$$

L'efficacité totale est

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1\varepsilon_2$$

Soit ε_1 l'efficacité de dépouillement du dépouillement 1

ε_2 " " " 2

ε l'efficacité des deux dépouillements, on obtient le tableau de valeurs suivant :

$$\varepsilon_1 = 94\ \% \pm 4\ \%$$

$$\varepsilon_2 = 86\ \% \pm 6\ \%$$

$$\varepsilon = 99\ \% \pm 3\ \%$$

I.3 - MESURE ET RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

1.3.1 - LA MESURE

Les événements ont été mesurés sur un appareil du type "bidule à fil" digitalisé en coordonnées bipolaires sur la table. La sortie se fait sur cartes perforées.

Pour chaque événement et pour chaque vue, on mesure les croix du film et les croix fiduciaires. On mesure le vertex et les points sur chaque trace.

1.3.2 - LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

Le programme géométrie utilisé est le programme de géométrie du système "HYDRA" [1]. Ce programme reconstruit les traces dans l'espace à partir de leurs projections sur les différentes vues.

Le problème est de calculer l'impulsion (p) et les angles d'enfoncement et d'azimuth (λ, φ) d'une trace dans l'espace à partir des mesures de points sur les images de ces traces, du champ magnétique et des hypothèses de masse. On commence par ajuster un cercle sur les projections de ces traces (au voisinage du vertex). Ceci permet de connaître les valeurs de départ de p, λ et φ de la trace. Les valeurs plus précises sont obtenues par l'ajustement de portions d'arcs dans l'espace en tenant compte de la perte d'énergie par ionisation et de la diffusion multiple. Dans le cas de traces présentant

un point d'arrêt (cas des protons stop), l'impulsion est obtenue avec une grande précision par la relation liant l'impulsion d'une trace à son parcours.

C H A P I T R E II

CADRE THEORIQUE, MODELES UTILISES

II.1 - CHOIX DE LA STRUCTURE EN ESPACE-TEMPS DU COURANT NEUTRE FAIBLE

La réaction élastique courant neutre ($\bar{\nu}(\nu)p \to \bar{\nu}(\nu)p$) induite par des antineutrinos et des neutrinos peut être utilisée pour savoir lesquels des termes V, A, S, P ou T (covariants de Dirac de l'interaction de Fermi) sont présents dans le courant neutre faible.

Une analyse a été faite [20] utilisant les données récentes du laboratoire BNL, pour les réactions $\nu p \to \nu p$ et $\bar{\nu}p \to \bar{\nu}p$ [3 à 5] pour essayer de donner la structure en espace-temps du courant neutre. Cette étude tend à montrer que le courant est à prédominance V,A plutôt que S,P. Mais il ne faut pas oublier qu'une combinaison de termes S P et T peut simuler une combinaison de termes V et A. Ceci découle du "Théorème de Confusion". L'étude propose cependant des tests pour différencier VA et SPT.

a) Exposons donc tout d'abord les arguments tendant à montrer que le courant neutre n'est pas à prédominance SP. Lorsque l'on calcule les prévisions d'un modèle SP (par la méthode de Sakurai et Urrutia [5]) pour la section efficace élastique, en extrapolant les données de la section efficace de la réaction inclusive $\nu_\mu p \to \nu_\mu X$, on obtient un résultat deux fois plus petit que ce qui est observé expérimentalement. Ceci tend à montrer que le courant neutre n'est pas purement SP.

Cet argument est dépendant d'un modèle. Les auteurs de cette analyse proposent une série de tests indépendants des modèles pour arriver à la même conclusion. Ces tests sont les suivants :

. On compare les sections efficaces pour les réactions $\nu_\mu p \to \nu_\mu p$ et $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$. Si le courant est purement S et P on doit avoir $\sigma(\nu_\mu p \to \nu_\mu p) = \sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p)$ pour la même énergie, quelle que soit la combinaison SP et pour tous les choix de facteurs de forme hadronique. Les résultats expérimentaux utilisés montrent que $\sigma(\nu_\mu p \to \nu_\mu p) \neq \sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p)$. Ceci exclut un modèle SP. Notons incidemment l'intérêt de mesurer la section efficace d'antineutrinos, but de notre expérience, suivant une méthode différente.

. E_ν est l'énergie du neutrino, q^2 est le transfert de quadri-moment. Si $\frac{d\sigma(q^2=0)}{dq^2} = 0$ alors au moins l'un des termes V A ou T est présent dans l'interaction. Il en est de même si $E_\nu^2 \frac{d\sigma}{dq^2} \neq$ cste pour q^2 fixé et E_ν variant. Ce test n'a pu encore être mis à l'épreuve pour des raisons évidentes.

. $\frac{d\sigma^\nu}{dq^2} \neq \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dq^2}$ implique que l'interaction n'est pure ni en V, ni en A, ni en T, ni en SP. En examinant la fig. 6, on remarque que des mesures de sections efficaces à $q^2 < 0,2$ GeV^2 permettraient de différencier les modèles VA et SP. A l'heure actuelle, les résultats expérimentaux se situent à des q^2 tels que $0,3 < q^2 < 0,9$, et échappent donc aux tests.

b) Les tests proposés pour différencier VA de SPT sont basés sur des mesures de polarisation du proton dans des réactions νp. Les polarisations résultant de VA sont très différentes de celles provenant de SPT (T contribue principalement). Malheureusement les expériences sont très difficiles à réaliser. A ce jour, on ne peut pas vraiment conclure si le courant est V,A ou S,P,T.

Il est clair que les résultats connus sont compatibles avec les modèles V,A et plus particulièrement celui de Weinberg et Salam.

La théorie V,A est bien connue et donne de bons résultats. Aussi, nous utiliserons par la suite des modèles V,A pour le calcul des sections efficaces.

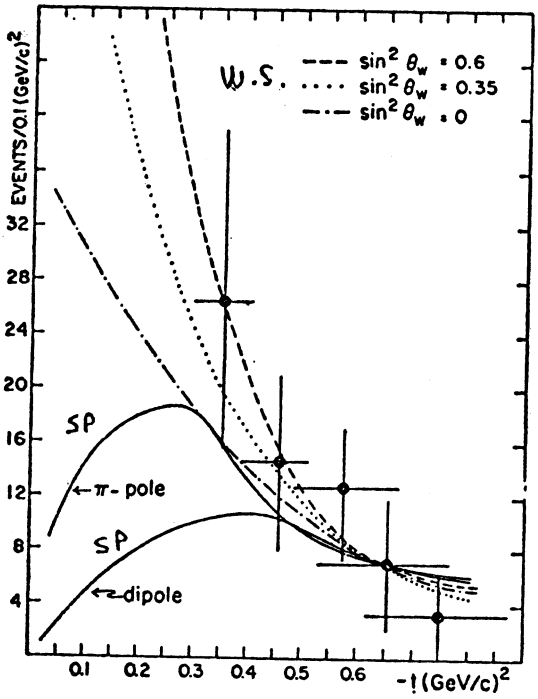


Figure 6

Courbe $\frac{d\sigma}{dq^2}$ en fonction de q^2 pour les modèles de Weinberg et deux modèles SP.

II.2 - LES MODELES DU TYPE V,A

2.2.1 - LE FORMALISME

De nombreux modèles renormalisables de théorie de jauge existent pour décrire les réactions à courant neutre [7 à 10].

Dans les modèles les plus simples et les plus faciles à tester expérimentalement, les interactions faibles et électromagnétiques sont décrites par le groupe $SU(2) \otimes U(1)$.

Le groupe SU(2) a pour générateur $\vec{T}$. Les T_i sont les opérateurs d'"isospin" des leptons, avec les règles de commutation suivantes :

$$[T_i, T_j] = i\, \varepsilon_{ijk}\, T_k$$

Y est l'"hypercharge" leptonique. C'est le générateur de U(1).

$$Y = - N_L - 2N_R$$

où N_R et N_L sont les nombres de leptons de type électronique (ou muonique) droits et gauches respectivement (un doublet gauche, voir plus loin, et un singlet droit). La charge Q est définie de la manière suivante :

$$Q = T_3 - N_R - \frac{1}{2} N_L$$

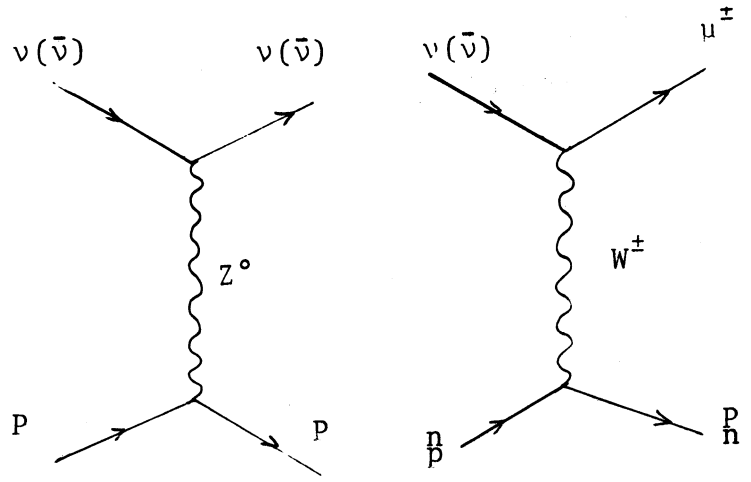
On a par conséquent la relation de Gell-Mann-Nishijima généralisée aux leptons :

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} Y$$

On peut vérifier que $[\vec{T}, Y] = 0$.

Aux quatre générateurs du groupe $SU(2) \otimes U(1)$ que nous venons de définir sont associés quatre champs de jauge vectoriels : W^a_μ (a = 1,2,3) et B_μ. Les quanta de ces champs sont les bosons vectoriels $W^\pm$ et Z° et le photon. Leurs masses, engendrées par la brisure spontanée de symétrie, ne sont pas nulles, sauf dans le cas du photon.

Les bosons W et Z interviennent dans les courants chargés et neutres de la manière suivante :



courant neutre courant chargé

Les champs sont couplés de manière covariante aux champs de fermions. Dans les modèles considérés les quarks et les leptons sont placés dans multiplets droits et gauches qui se transforment sous SU(2) comme des singlets ou des doublets selon le cas.

Les constantes de couplage g et g' des groupes SU(2) et U(1) respectivement sont reliées par une équation contenant e, la constante électromagnétique.

Par exemple, pour le modèle le plus connu, celui de Weinberg-Salam [7] :

$$e = \frac{gg'}{(g^2+g'^2)^{1/2}}$$

On a par conséquent un seul paramètre indépendant que l'on prend par convention comme étant l'angle de Weinberg défini par :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$$

La relation entre les masses des bosons vectoriels qui en découle est la suivante :

$$\frac{g^2 + g'^2}{M_Z^2} = \frac{g^2}{M_W^2} \quad \text{et donc} \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$$

Dans un schéma plus général, le rapport des masses est arbitraire et

$$\frac{g^2 + g'^2}{M_Z^{\,2}} = K \frac{g^2}{M_W^{\,2}}$$

Le boson W intervient dans les courants chargés et le boson Z dans les courants neutres. Par conséquent, le rapport des sections efficaces courant neutre sur courant chargé est déterminé par le facteur K^2.

Nous décrivons maintenant les fermions utilisés dans chaque modèle.

a) La partie leptonique

Elle est la même pour tous les modèles. Les leptons usuels sont placés dans deux doublets gauches :

$$\psi_L^e = \binom{\nu_e}{e} \qquad \text{et} \qquad \psi_L^\mu = \binom{\nu_\mu}{\mu}$$

Ces spineurs étant gauches, on retrouve le projecteur $(1 + \gamma_5)$ dans l'expression du courant. On n'utilise que les leptons dont l'existence est bien connue à ce jour.

Notre étude portant sur des transitions avec des neutrinos peut ignorer la partie droite. La forme explicite des courants leptoniques est la suivante :

. Courant chargé

$$j^\pm = \bar{\psi}_L^e \, \tau^\pm \, \gamma_\mu \, (1+\gamma_5)\psi_L^e + \bar{\psi}_L^\mu \, \tau^\pm \, \gamma_\mu \, (1+\gamma_5)\psi_L^\mu \qquad (1)$$

. Courant neutre

$$j^\circ = \bar{\psi}_L^e \, \tau_3 \, \gamma_\mu \, (1+\gamma_5)\psi_L^e + \bar{\psi}_L^\mu \, \tau_3 \, \gamma_\mu \, (1+\gamma_5)\psi_L^\mu - 2\sin^2\theta_W j^{e.m.} \qquad (2)$$

b) La partie hadronique

Elle diffère selon les modèles. La répartition en doublets de quarks gauches et droits est indiquée ci-dessous [2]

MODELE	DOUBLETS GAUCHES ψ_L^h	DOUBLETS DROITS ψ_R^h
Weinberg-Salam [7]	$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}$	
Vecteur [8]	$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ d \end{pmatrix}$
Achiman - Koller - Walsh [9]	$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_\emptyset \\ b \end{pmatrix}$
Gürsey - Sikivie (B) [10]	$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ b_\emptyset \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$
Gürsey - Sikivie (C) [10]	$\begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\alpha \\ b_\alpha \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ b_\emptyset \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$

La répartition des quarks tient compte du modèle de Glashow-Iliopoulos-Maiani [11] pour supprimer les courants neutres avec changement d'étrangeté. (On sait expérimentalement que ces courants neutres sont absents). Ce modèle introduit pour ce faire un quatrième quark, le quark charmé c. Etant donné les résultats expérimentaux bien établis (particules ψ et leur famille comme états liés $c\bar{c}$, particules charmées), cette intoduction de c est une constante de tous les modèles. Les quarks de parfum supérieur ne sont pas encore suffisamment étayés. Toutefois certains modèles les prennent en compte.

Les quarks utilisés dans chaque modèle sont définis de la façon suivante :

. <u>Modèle de Weinberg-Salam</u>

$$d_\theta = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$$

$$s_\theta = -d\sin\theta_c + s\cos\theta_c$$

θ_c est l'angle de Cabibbo

u et d sont les quarks habituels

s est le quark étrange et c est le quark charmé.

. Modèle vectoriel

u d s c sont les mêmes que précédemment

t et b sont de charges $\frac{2}{3}$ et $-\frac{1}{3}$ respectivement

. Modèle A K W

b est de charge $-\frac{1}{3}$

ϕ est défini ci-dessous

. Modèle GS (B)

b est de charge $-\frac{1}{3}$

$b_\phi = -b\cos\phi + b'\sin\phi$

$b_\phi = -b\sin\phi + b'\cos\phi$

b' est de charge $-\frac{1}{3}$

ϕ est l'analogue de l'angle de Cabibbo

. Modèle GS (C)

$u_\alpha = u\cos\frac{\alpha}{2} + c\sin\frac{\alpha}{2}$

$c_\alpha = -u\sin\frac{\alpha}{2} + c\cos\frac{\alpha}{2}$

$d_\alpha = d\cos\frac{\alpha}{2} + b\sin\frac{\alpha}{2}$

$b'_\alpha = -s\sin\frac{\alpha}{2} + b'\cos\frac{\alpha}{2}$

avec $\tan^2\frac{\alpha}{2} = \tan\theta_c$

Dans le cadre du groupe SU(2) ⊗ U(1) les courants hadroniques chargés et neutres ont les formes suivantes. Pour le courant chargé :

$$J^{\pm}_\mu = \sum_L \bar{\psi}_L \tau_\pm \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_L + \sum_R \bar{\psi}_R \tau_\pm \gamma_\mu (1-\gamma_5) \psi_R \qquad (3)$$

Les ψ_L et ψ_R ont été définis précédemment pour chaque modèle étudié. Les signes $\sum_L$ et $\sum_R$ indiquent la sommation sur tous les états gauches et droits.

Pour le courant neutre :

$$J^\circ_\mu = \frac{1}{2}\sum_L \bar{\psi}_L \tau_3 \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_L + \frac{1}{2}\sum_R \bar{\psi}_R \tau_3 \gamma_\mu (1-\gamma_5) \psi_R - 2\sin^2\theta_W J_\mu^{e.m.} \qquad (4)$$

avec $$J_\mu^{e.m.} = \frac{2}{3}\sum_{Q_i=\frac{2}{3}} \bar{q}_i \gamma_\mu q_i - \frac{1}{3}\sum_{Q_i=-\frac{1}{3}} \bar{q}_i \gamma_\mu q_i$$

Les $\tau^\pm$ et τ^3 sont les projecteurs d'isospin hadronique.

Nous nous plaçons dans la métrique de Minkowski . Nous avons par conséquent les relations suivantes :

$$\tau^{\pm} = \frac{\tau_1 \pm i\tau_2}{2}$$ les τ_i sont les matrices de Pauli

$$\tau_3 = t_3$$

γ_μ est tel que $\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2g_{\mu\nu}$

où $(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$

$$\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$$

Nous étudions deux réactions :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)p \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)p$$

et $$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)n(p) \rightarrow \mu^-(\mu^+)p(n)$$

Comme nous nous restreignons aux processus sur nucléons à $\Delta S=0$, nous utilisons uniquement les quarks u et d. Par conséquent, nous nous plaçons dans l'espace u-d dans lequel le courant neutre hadronique peut se décomposer en termes V et A de U(2) de la manière suivante :

$$J^\circ_\mu = \underbrace{\alpha V_\mu^{\ 3} - \beta A_\mu^{\ 3}}_{A} + \underbrace{\tfrac{1}{3}\gamma V^\circ_{\ \mu} - \delta A_\mu^{\ \circ}}_{B} \qquad (5)$$

A est la 3e composante d'un isovecteur

B est un isoscalaire

α β γ et δ caractérisent les différents modèles (Albright and al. (2)) que nous étudions.

Leurs valeurs sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

MODELE	α	β	γ	δ
Weinberg-Salam	$1-2\sin^2\theta_W$	1	$-2\sin^2\theta_W$	0
Vecteur	$2-2\sin^2\theta_W$	0	$-2\sin^2\theta_W$	0
Achiman - Koller - Walsh	$1+\frac{1}{2}\cos^2\phi-2\sin^2\theta_W$	$1-\frac{1}{2}\cos^2\phi$	$\frac{3}{2}\cos^2\phi-2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}\varepsilon\cos^2\phi$
Gürsey - Sikivie B	$\frac{3}{2}-2\sin^2\theta_W$	1/2	$\frac{3}{2}-2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}\varepsilon$
Gürsey - Sikivie C	$1+\frac{1}{2}\cos^2\frac{2\alpha}{2}-2\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2}\cos^2\frac{2\alpha}{2}$	$3-\frac{3}{2}\cos^2\frac{2\alpha}{2}-2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}\varepsilon\cos^2\frac{2\alpha}{2}$

ε est le rapport des facteurs de forme axial et vectoriel.

2.2.2 - PREVISIONS DES MODELES

A partir de la forme des courants faibles leptoniques et hadroniques donnée précédemment et le lagrangien effectif de l'interaction faible $L_{eff} = \frac{G}{\sqrt{2}}(j_\mu J^+_\mu + h.c.)$, on peut déduire la formule de la section efficace différentielle pour la diffusion antineutrino-proton.

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2}{2\pi}\frac{1}{16M^2E^2}\left[(q^2+m^2-4ME)^2W_2+(q^2+m^2)[8M^2W_1-(q^2+4M^2)W_2+m^2W_4]-2q^2(q^2+m^2-4ME)W_3\right] \quad (6)$$

E est l'énergie de l'antineutrino incident

M est la masse du nucléon cible (pour nous la masse du proton)

m est la masse du lepton sortant

$m = 0$ pour $\bar{\nu}p \to \bar{\nu}p$

$m = m_\mu$ pour $\bar{\nu}p \to \mu n$

q^2 est le transfert de quadri-impulsion.

Les W_i sont les fonctions de structure qui ne dépendent que de q^2.

W_4 ne contribue pas au courant neutre ($m = 0$)

Les fonctions de structure W_i qui contribuent au courant neutre sont les suivantes :

$$W_1 = (1+\tau)(G_A{}^\circ)^2 + \tau(G_M{}^\circ)^2$$

$$W_2 = (G_A{}^\circ)^2 + [(G_E{}^\circ)^2 + \tau(G_M{}^\circ)^2]/(1+\tau) \qquad (7)$$

$$W_3 = -2G_M{}^\circ G_A{}^\circ \qquad \text{où } \tau = \frac{q^2}{4M^2}$$

L'indice ° indique que l'on a affaire au facteur de forme du courant neutre. Ces facteurs de forme sont les suivants, en fonction des facteurs de forme relatifs aux interactions de courants chargés habituels G_E, G_M, G_A :

$$G_E{}^\circ(q^2) = \frac{1}{2}(\alpha+\gamma)G_E(q^2)$$

$$G_M{}^\circ(q^2) = \frac{1}{2}(\alpha+0,88\gamma/4,7)G_M(q^2) \qquad (8)$$

$$G_A{}^\circ(q^2) = \frac{1}{2}(\beta+\delta)G_A(q^2)$$

Le choix des α β γ et δ est spécifique à chaque modèle étudié et a été défini précédemment.

G_E et G_M sont des facteurs de forme vectoriels électrique et magnétique. Ils proviennent, en utilisant l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel (CVC), de la diffusion élastique e^--p.

G_A est le facteur de forme axial. Il a été mesuré en utilisant les réactions élastiques courant chargé et les réactions avec production d'un π. Ces résultats permettent de déterminer M_A.

On a les relations suivantes :

$$G_E(q^2) = (1+q^2/M_V{}^2)^{-2}$$

$$G_M(q^2) = 4,7\ (1+q^2/M_V{}^2)^{-2} \qquad (9)$$

$$G_A(q^2) = 1,24\ (1+q^2/M_A{}^2)^{-2}$$

M_V est la masse vectorielle : $M_V{}^2 = 0,71\ \text{GeV}^2$

M_A est la masse axiale.

Les calculs seront faits pour la valeur actuelle de M_A^2 correspondant aux mesures : $M_A = 0,92$ et $M_A^2 = 0,846$ GeV^2 (12).

Les W_i correspondant au courant chargé sont les suivants :

$$\begin{aligned} W_1 &= (1+\tau)G_A^2 + \tau\, G_M^2 \\ W_2 &= G_A^2 + (G_E^2 + \tau\, G_M^2)/(1+\tau) \\ W_3 &= -\, 2G_M G_A \\ W_4 &= -\, G_M^2 - G_A^2 \end{aligned} \qquad (10)$$

Partant de ces formules on peut calculer le rapport des sections efficaces courant neutre sur courant chargé

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}p \to \bar{\nu}p)}{\sigma(\bar{\nu}p \to \mu^+ n)} \qquad (11)$$

Pour pouvoir comparer les résultats théoriques avec les données expérimentales, puisqu'on ne travaille pas à énergie unique, on intègre sur le flux les sections efficaces et on tient compte des coupures expérimentales en q^2 :

$$(q^2 \leq 0,30\ GeV^2)$$

On en déduit la variation de $R_{\bar{\nu}}$ en fonction de $\sin^2\theta_W$ pour tous les modèles proposés (Fig. 7 à 11).

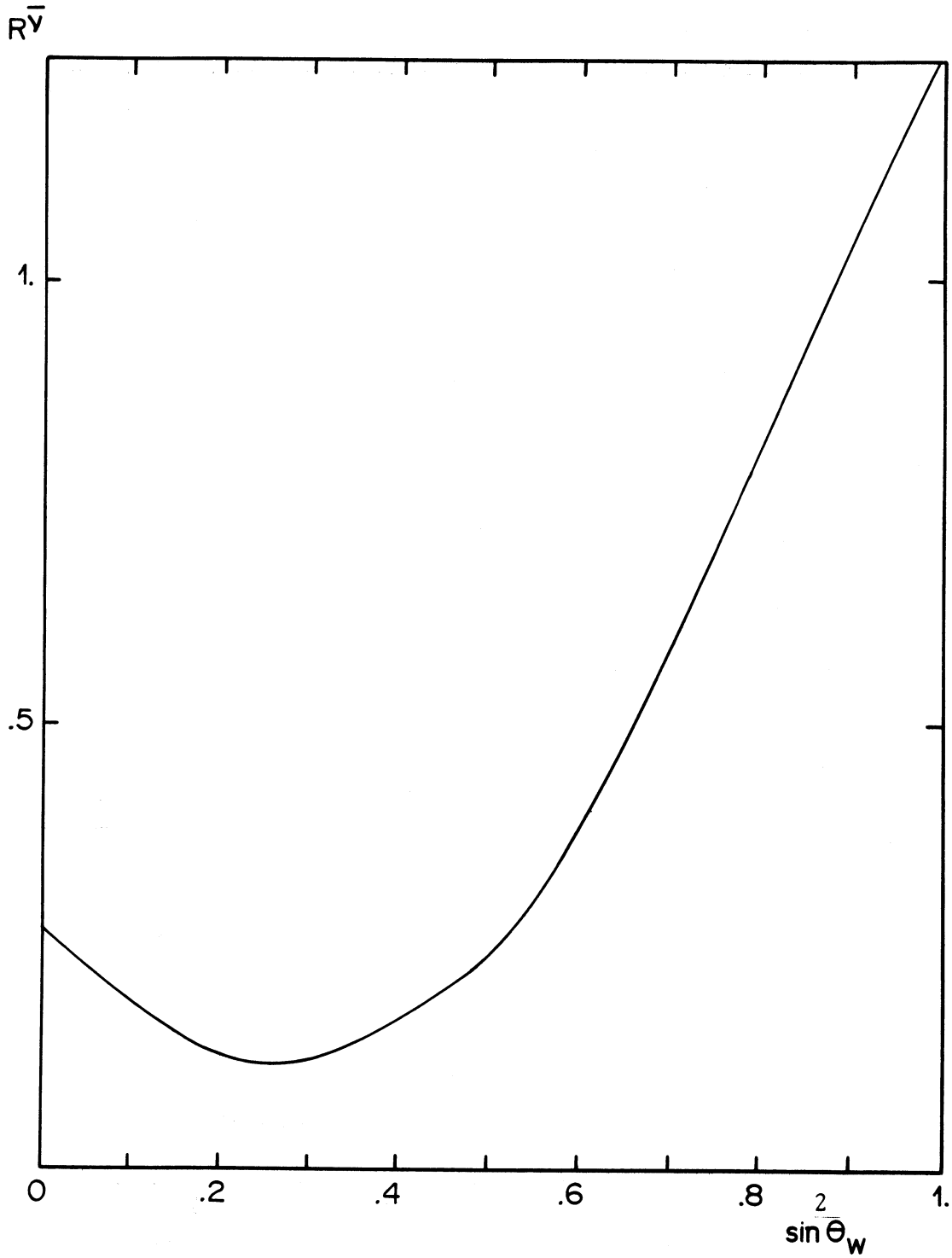


Figure 7

Modèle de Weinberg et Salam.

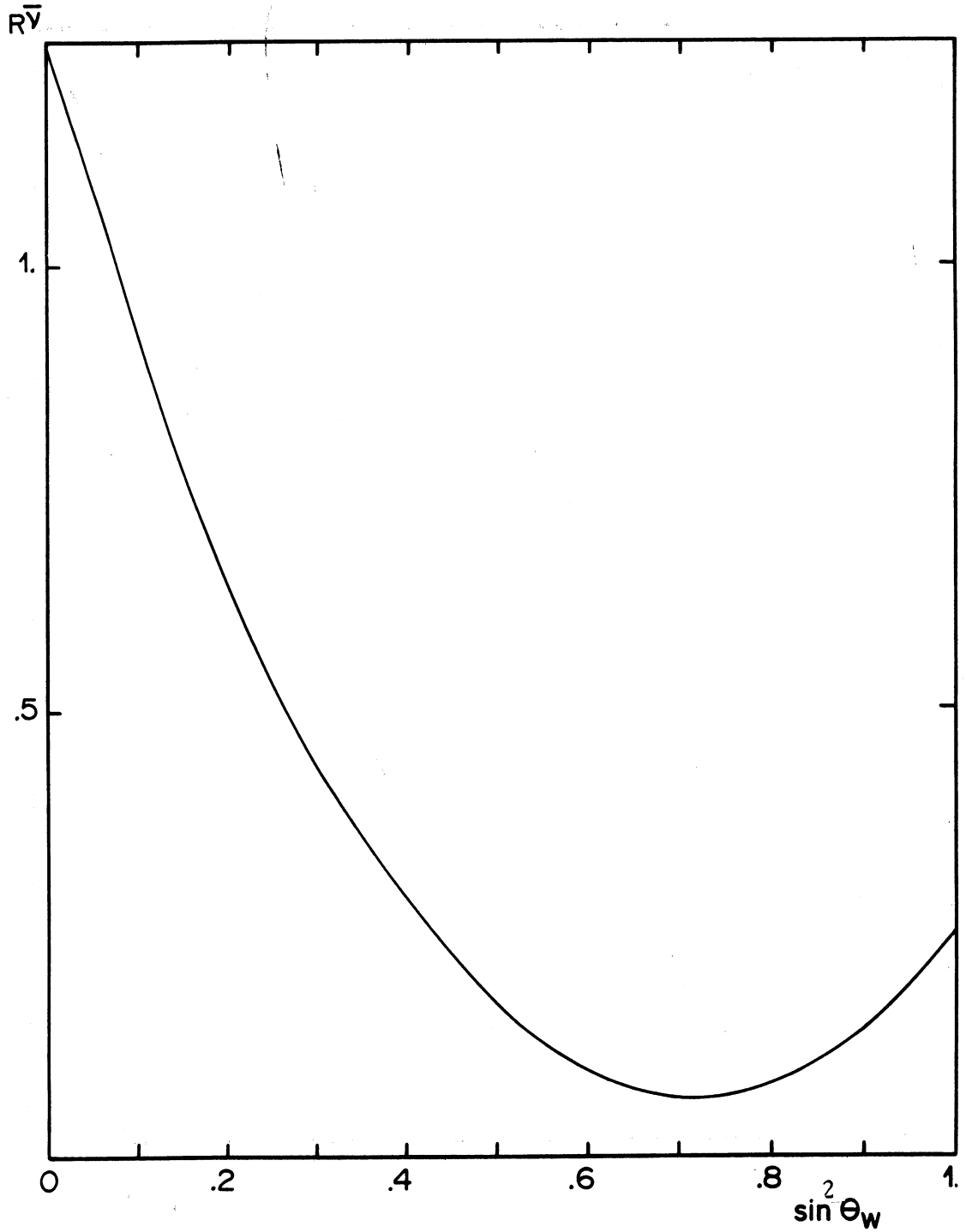


Figure 8

Modèle Vecteur

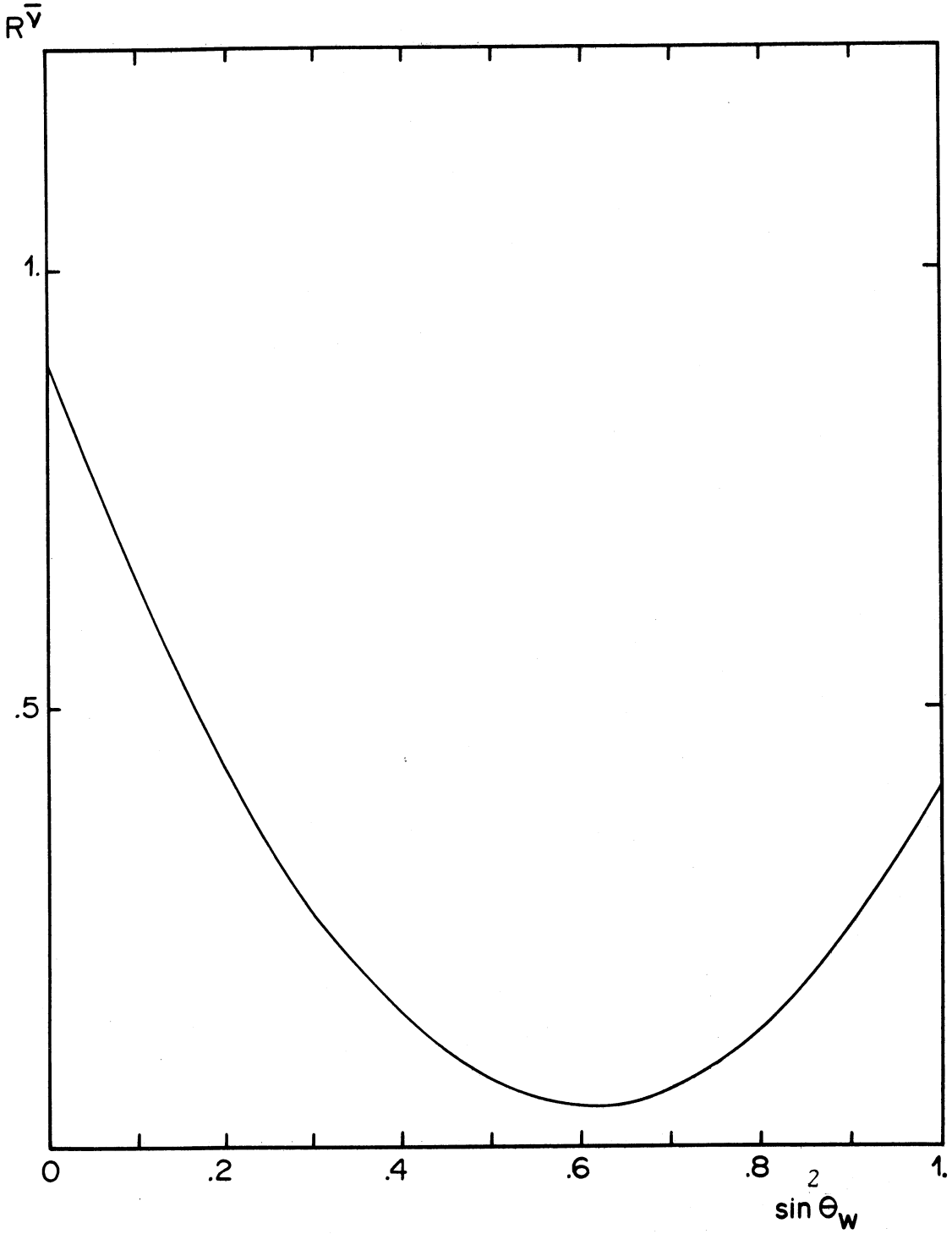


Figure 9

Modèle A.K.W.

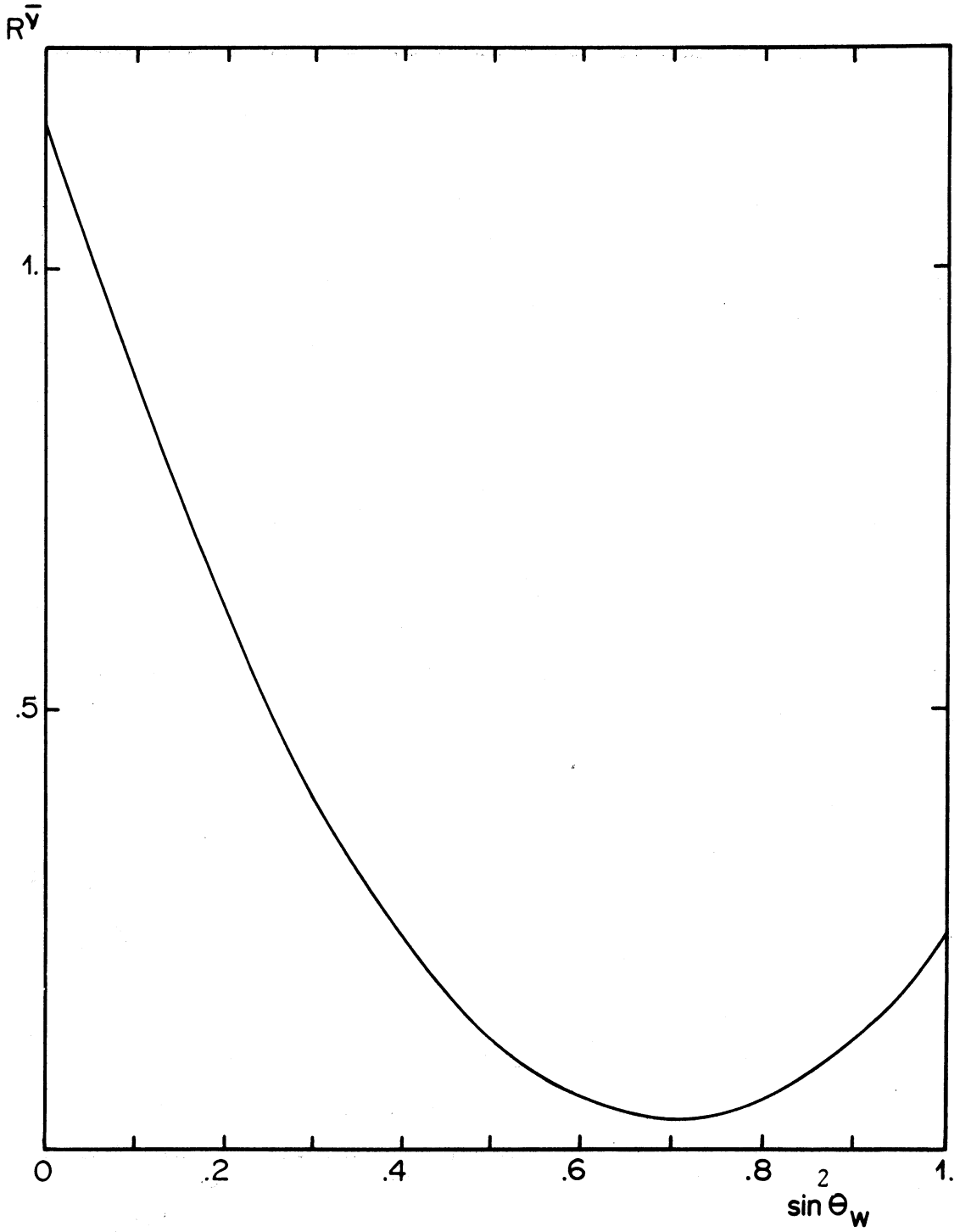


Figure 10

Modèle G.S.(B)

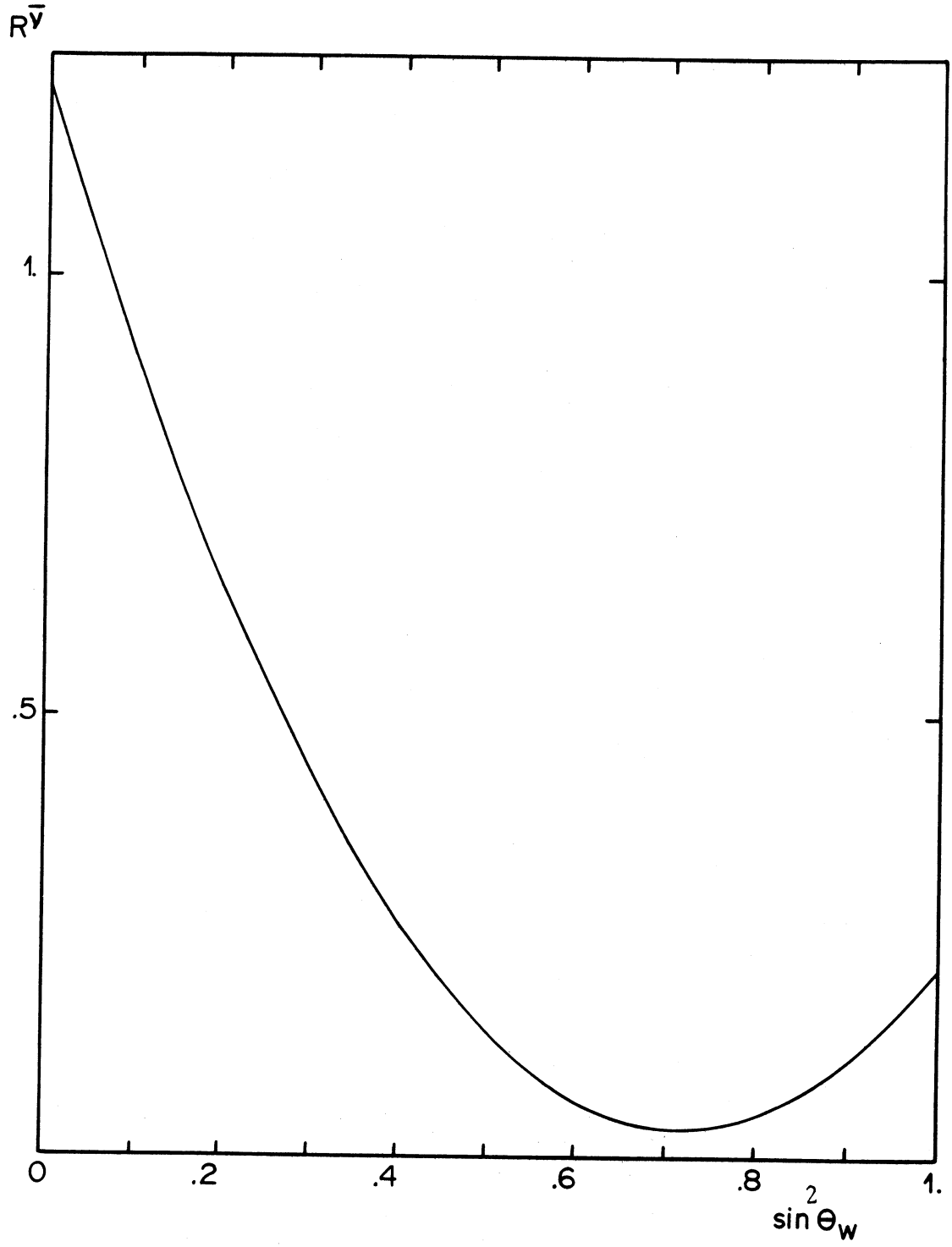


Figure 11

Modèle G.S.(C)

C H A P I T R E III

OBTENTION DU LOT DE CANDIDATS A LA REACTION $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$: BRUITS DE FOND ET COUPURE. ETUDE DE LA REACTION UTILISEE POUR LA NORMALISATION : $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$.

Le but de notre travail est de trouver tous les protons candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$. Ces candidats peuvent se trouver dans trois types d'événements :

. les protons isolés : ce sont des traces positives qui s'arrêtent (traces S^+) dans la chambre et qui sont identifiées comme protons.

. les protons qui intéragissent : ce sont des traces intéragissantes positives (I^+) où l'hypothèse proton n'est pas exclue (interaction caractéristique, par exemple : diffusion élastique $pp \rightarrow pp$).

. les protons qui sortent de la chambre : ce sont des traces sortantes positives (L^+) où l'hypothèse proton n'est pas exclue.

Malheureusement, les protons que nous rencontrons ne sont pas forcément dûs à une interaction neutrino ; ce sont la plupart du temps des protons dûs aux bruits de fond que nous allons étudier.

III.1 - LES BRUITS DE FOND

Les bruits de fond que nous rencontrons dans cette étude sont dûs principalement à des neutrons. Nous verrons qu'il existe d'autres types de bruits de fond dont nous devrons tenir compte.

Les bruits de fond de neutrons se divisent en deux catégories : les neutrons entrant par le haut de la chambre (d'où leur nom "skyshine") et les neutrons en équilibre avec le faisceau (produits par le faisceau d'antineutrinos).

3.1.1 - LES NEUTRONS "SKYSHINE"

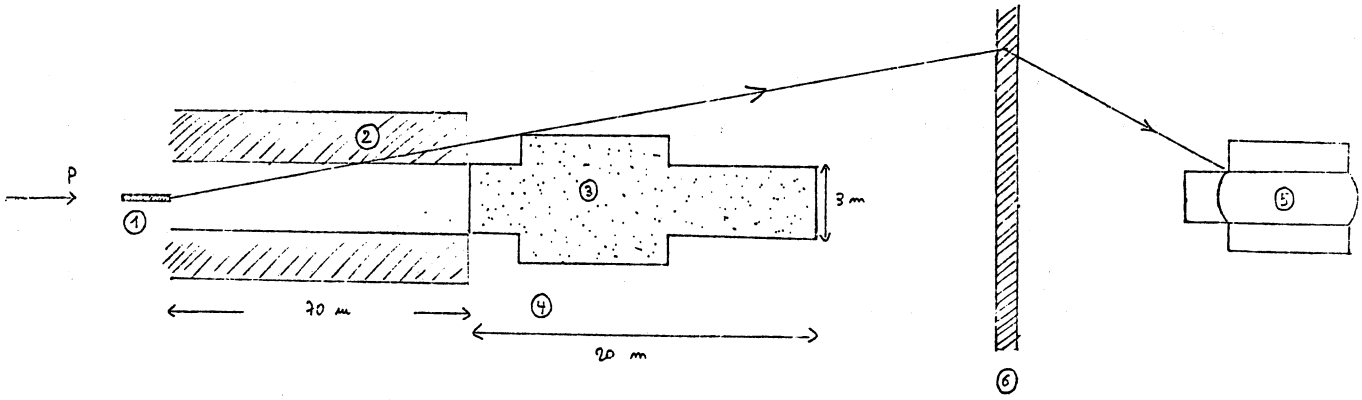
Les neutrons "skyshine" forment la partie la plus importante du bruit de fond. Ces neutrons entrent par le haut de la chambre comme il est indiqué sur la figure suivante :

1 Cible 2 Terre et béton

3 Blindage 4 Terre

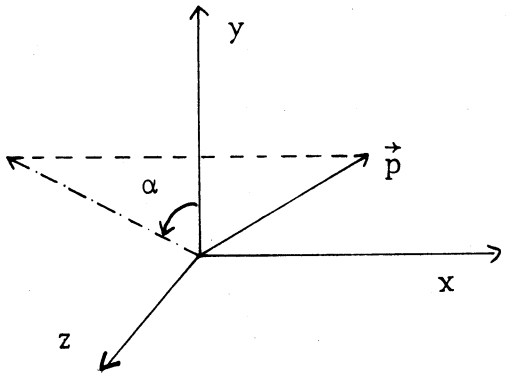
5 Gargamelle 6 Beton

7 Neutrons "skyshine"



Du fait de la direction des neutrons "skyshine", les protons dus à la réaction $n_s p \rightarrow n_s p$ ont des distributions caractéristiques dans la chambre.

Ceci est mis particulièrement en évidence quand on examine la distribution en X du vertex des protons isolés (Fig. 12) et le diagramme X-α (Fig. 13) de ces mêmes protons. α est l'angle par rapport à OY de la projection de l'impulsion du proton $\vec{P}$ sur le plan YOZ



La distribution en X montre une accumulation en début de chambre. Ceci ne peut pas être attribué à des événements neutrino, qui devraient être répartis uniformément dans la chambre. Lorsqu'on examine la Fig. 12 on voit que la distribution est constituée d'un fond constant et d'une exponentielle décroissante.

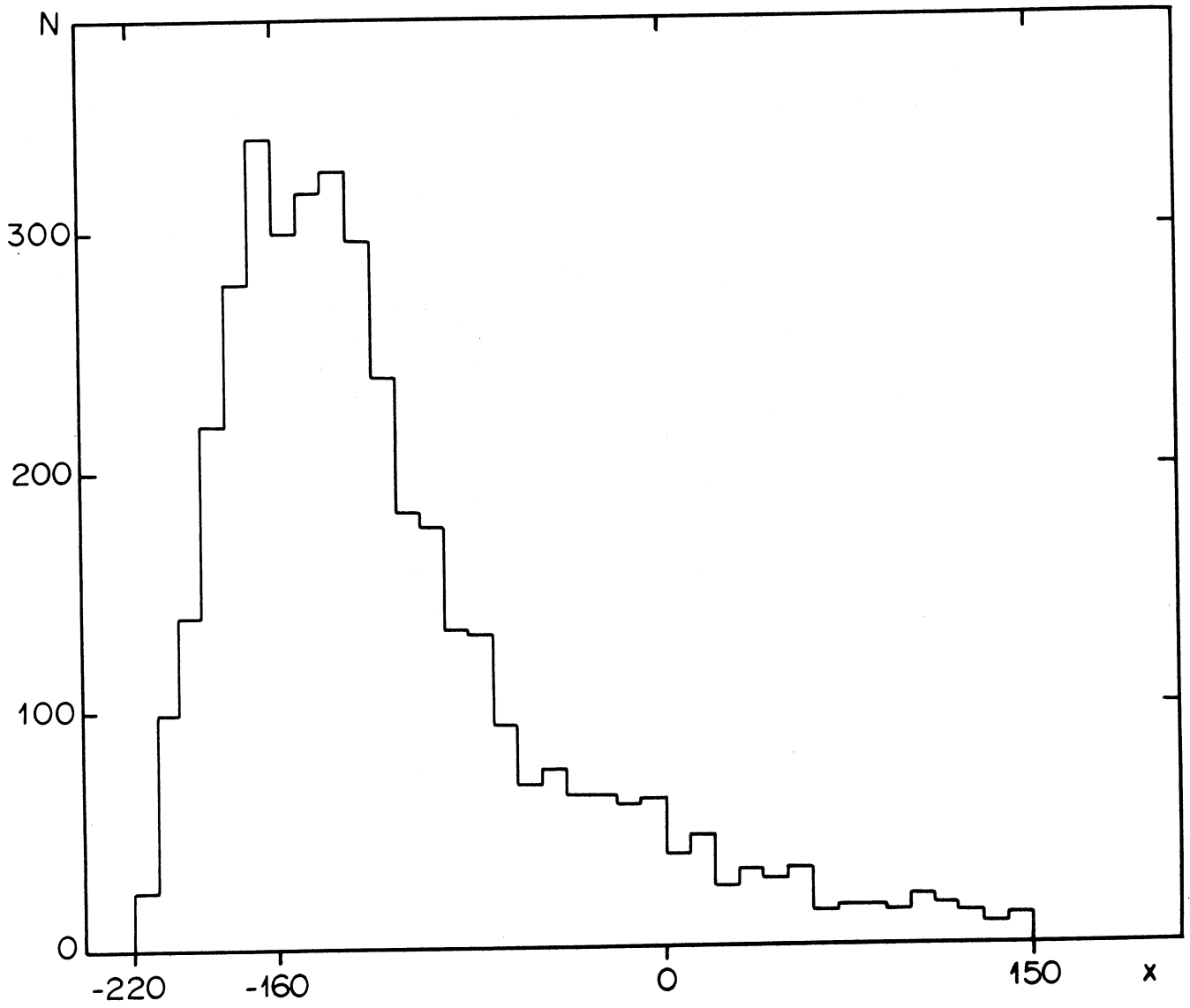


Figure 12

Distribution selon l'axe OX des protons S^+
Coupure en volume fiduciaire

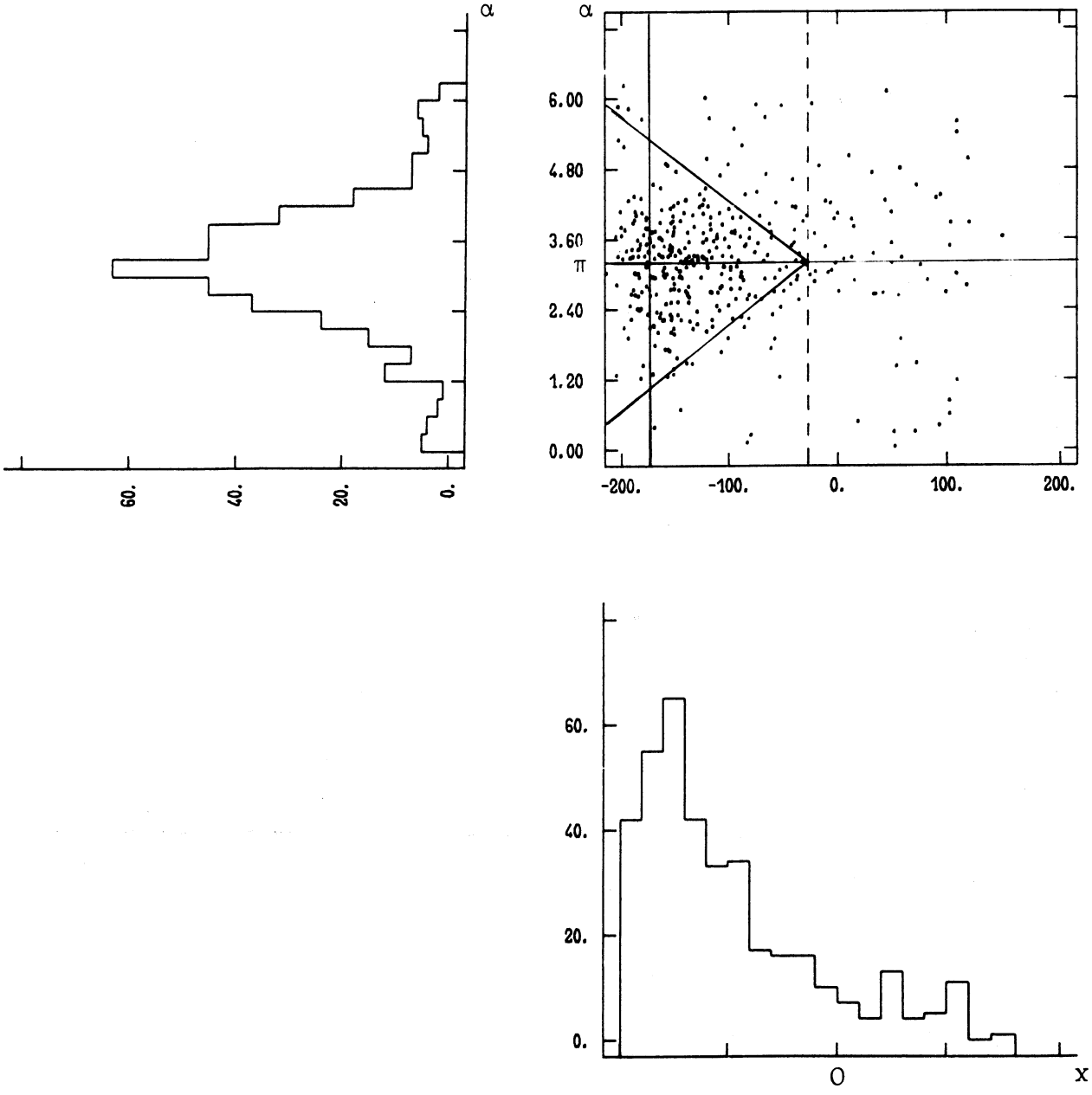
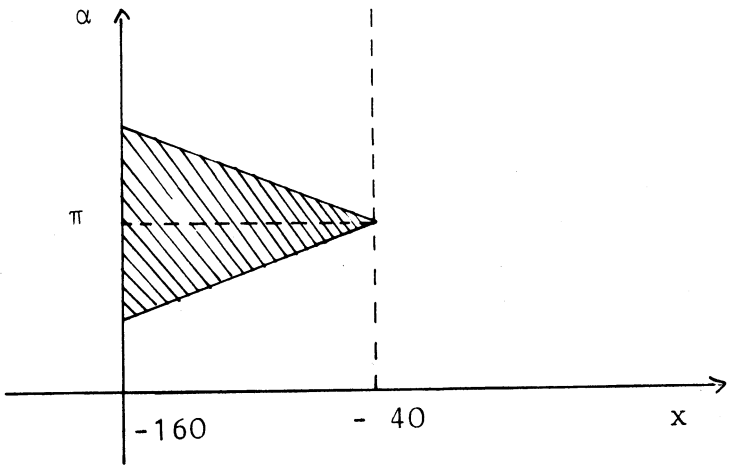


Figure 13

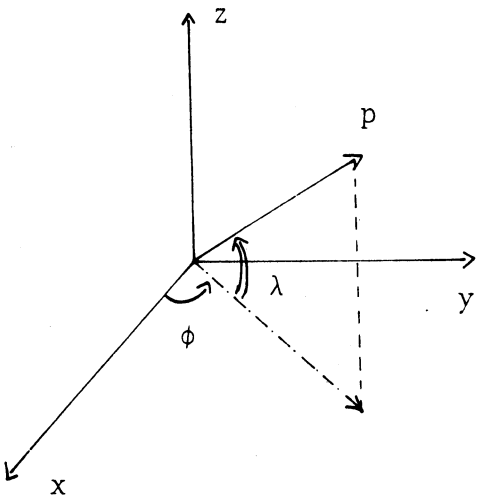
Diagramme X vs α des protons S^+
après coupures systématiques.

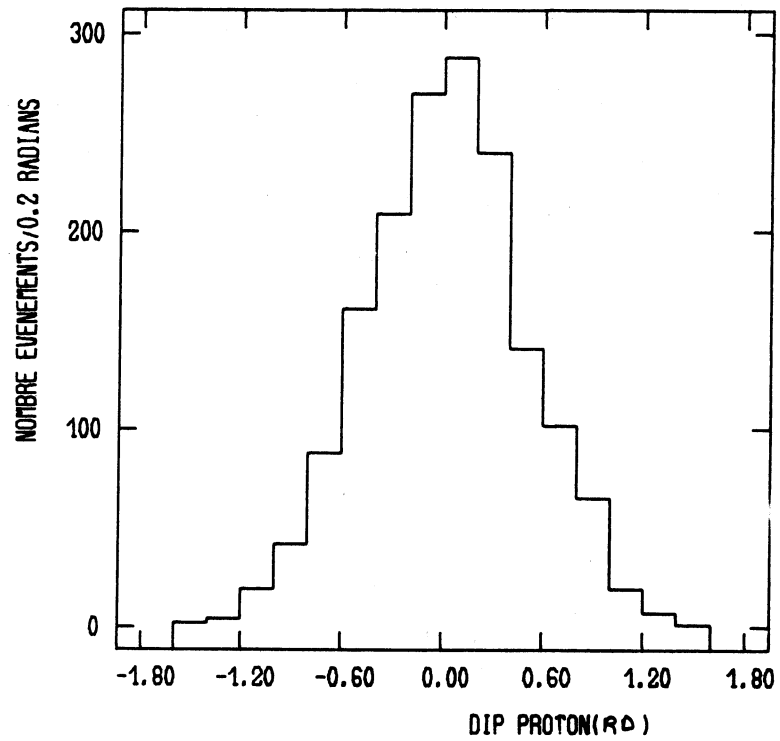
$$N = N_o \, e^{-x/\lambda} + F_o$$

Le diagramme X-α montre une accumulation en début de chambre et pour α voisin de π, comme nous pouvons le voir sur la figure ci-dessous et la figure 13, alors que ce diagramme présente une densité uniforme pour de vrais événements antineutrinos.



La distribution en angle azimutal φ (Fig. 14) montre nettement qu'une grande partie des protons arrive par le haut de la chambre. La distribution est piquée pour φ = 5,1 rd . La figure ci-dessous définit l'angle φ et l'angle d'enfoncement λ




300
200
100
0
NOMBRE EVENEMENTS/0.2 RADIANS
-1.80
-1.20
-0.60
0.00
0.60
1.20
1.80
DIP PROTON(RD)

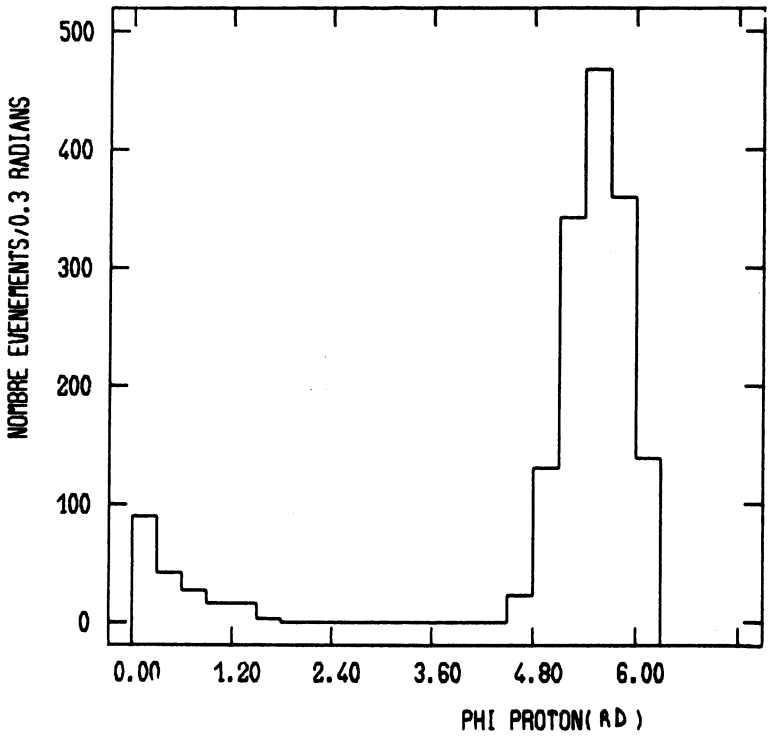

500
400
300
200
100
0
NOMBRE EVENEMENTS/0.3 RADIANS
0.00
1.20
2.40
3.60
4.80
6.00
PHI PROTON(RD)

Figure 14

Pour nous résumer, les protons dûs aux neutrons "skyshine" ont un comportement caractéristique que l'on peut décrire ainsi :

. Distribution en X présentant une accumulation à décroissance exponentielle en début de chambre.

. Anisotropie dans le plan YOZ, avec une accumulation se rapprochant de $\alpha=\pi$ pour les X croissants.

. Anisotropie dans le plan XOY, avec une accumulation pour $\varphi = 5,1$rd.

3.1.2 - BRUIT DE FOND DES NEUTRONS "EN EQUILIBRE"

Il existe un deuxième bruit de fond de neutrons plus difficile à mettre en évidence que le premier. Il s'agit de celui des neutrons en équilibre dans le faisceau. Ces neutrons sont dus aux interactions des antineutrinos dans le blindage et dans le corps de chambre. Les protons dus aux réactions $n_e p \rightarrow n_e p$ sont distribués uniformément dans la chambre, tout comme ceux dus aux réactions antineutrinos. Il nous est donc impossible de savoir à priori dans le fond constant F_o de la distribution en X des protons, la proportion de signal S et de bruit de fond en équilibre B.

La seule manière d'estimer la contribution de ce bruit de fond est d'utiliser un programme de Monte-Carlo qui simule des interactions de neutrons produits par des interactions d'antineutrinos dans le blindage et le corps de chambre. Nous allons décrire sommairement ce programme[17].

Nous donnons tout d'abord quelques définitions :

. Nous appelons "particule neutre visible" (par exemple neutrino visible) une particule neutre qui interagit dans le volume visible de Gargamelle.

. Nous appelons événement neutron associé à un événement neutrino, un événement produit dans la chambre en aval d'une interaction de neutrino. Si le vertex de l'événement neutrino n'est pas visible, l'événement associé peut simuler un courant neutre.

Nous utilisons le programme de la manière suivante : nous générons des événements protons dus à des neutrons produits lors d'interactions antineutrinos dans le blindage et le corps de chambre et nous effectuons différentes coupures sur ces événements (coupures en q^2 et $\frac{Px-T}{T}$) de manière à connaître le comportement de ce bruit de fond.

Gargamelle est placée dans l'entrefer d'un aimant dont la culasse et les bobines sont des sources possibles de neutrons produits par le flux d'antineutrinos. Dans le programme, on remplace cette matière par des volumes géométriques et on compare le nombre de neutrons dûs aux interactions d'antineutrinos dans ces volumes et visibles dans le volume fiduciel au nombre de neutrons observés dans le volume fiduciel associés à des antineutrinos visibles. Pour ce faire on simule une trajectoire de neutron produit dans une interaction antineutrino à partir du flux d'antineutrinos, de la densité de matière rencontrée par les antineutrinos et des distributions expérimentales de neutrons associés.

La logique du programme est faite de la manière suivante :

. On simule une interaction antineutrino à partir de la distribution radiale des interactions antineutrino, des probabilités d'interaction par nucléon et de la distribution de matière.

. On génère la direction de la ligne de vol du neutron d'après la distribution expérimentale pour les événements associés.

. On génère sur cette ligne de vol une longueur de parcours avant l'interaction du neutron ; on en déduit les coordonnées de l'étoile neutre.

. On procède à la vérification : le résultat du tirage (point d'interaction et impulsion $\vec{p}$ visible du neutron) doit satisfaire au critère appliqué aux candidats courant neutre : visibilité de tous les secondaires.

3.1.3 - LES AUTRES BRUITS DE FOND

Il existe principalement trois sources de bruits de fond autres que les neutrons produisant la réaction np → np.

Il s'agit des réactions à un pion en courant neutre

$$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^\circ \qquad (1)$$

$$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^- \qquad (2)$$

et de la réaction élastique courant neutre ayant lieu sur neutron, le neutron réintéragissant pour donner un proton

$$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \quad \rightarrow np \rightarrow np \qquad (3)$$

Nous allons décrire ces bruits de fond.

a) Les réactions à un pion

La réaction (1) induit un bruit de fond quand le π° n'est pas détecté, c'est-à-dire quand on ne voit aucun des gammas provenant de la désintégration du π°, ou bien lorsque le π° est absorbé.

La réaction (2) simule la réaction élastique $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$ quand le π^- est absorbé dans le noyau où il est créé.

Nous allons calculer la contribution de ces deux bruits de fond en utilisant le lot des candidats à la réaction courant neutre avec production d'un pion [15].

Dans un premier temps, nous suivons une démarche identique pour les deux réactions. Nous sélectionnons les événements candidats aux réactions (1) et (2) et nous appliquons à ces lots nos coupures systématiques, à savoir :

- vertex dans le volume fiduciaire
- $x > -160$cm
- $q^2 > 0{,}30\,\mathrm{GeV}^2$ (q^2 calculé avec le proton en ignorant le π)

(la raison de ces coupures est donnée plus loin).

ceci pour des événements appartenant aux trois laboratoires G, S et U et aux trois runs 40 - 42 et 45. Nous appliquons aux événements trouvés la coupure cinématique

$$.188 < \frac{Px - T}{T} < .938$$

pour la trace proton. Nous obtenons le tableau suivant, donnant le nombre d'événements trouvés :

	Réaction (1)	Réaction (2)
	$p\gamma$ ou $p\gamma\gamma$	$p\pi^-$
après coupures systématiques	10	6
après coupure cinématique	$N^{(1)} = 6$	$N^{(2)} = 2$

A partir des nombres $N^{(1)}$ et $N^{(2)}$, nous allons calculer la contribution de chaque bruit de fond.

- <u>Pour la réaction (1)</u>

Nous calculons tout d'abord le nombre vrai d'événements corrigé en tenant compte de la probabilité de ne voir ni un, ni deux gammas qui est de 16% ± 2%. $N^{(1)}$ est un petit nombre. Nous appliquons la statistique de Poisson pour avoir l'erreur à 68% de confiance [16].

$$N^{(1)} = 6 \begin{smallmatrix} +3,6 \\ -2,4 \end{smallmatrix}$$

$$N^{(1)}_{vrai} = \frac{N^{(1)}}{1-\alpha}$$ où α est la probabilité de ne voir ni un ni deux gammas.

$$N^{(1)}_{vrai} = 7,1 \begin{smallmatrix} +5,2 \\ -3,8 \end{smallmatrix}$$

Le π° peut ne pas être vu (ni un ni deux gammas ne sont vus), ou peut être absorbé. Ceci nous amène à calculer la contribution de deux bruits de fond $B_1^{(1)}$ et $B_2^{(1)}$ des π° non détectés et absorbés.

* Calcul de $B_1^{(1)}$

$$B_1^{(1)} = N_{vrai}^{(1)} \times \alpha = 1,1 \begin{array}{l} +\ 1,0 \\ -\ 0,7 \end{array}$$

* Calcul de $B_2^{(1)}$

Nous devons tenir compte de la probabilité qu'un π soit absorbé : $\beta = 17\% \pm 3\%$

$$B_2^{(1)} = N_{vrai}^{(1)} \times \frac{\beta}{1-\beta} = 1,5 \begin{array}{l} +\ 1,4 \\ -\ 1,0 \end{array}$$

Nous obtenons la contribution totale du bruit de fond dû aux π° :

$$B^{(1)} = B_1^{(1)} + B_2^{(1)}$$

$$B^{(1)} = 2,6 \begin{array}{l} +\ 2,4 \\ -\ 1,8 \end{array}$$

- <u>Pour la réaction (2)</u>

Nous calculons tout d'abord $N_{vrai}^{(2)}$, en tenant compte de la probabilité β pour qu'un π soit absorbé.

$$N_{vrai}^{(2)} = \frac{N^{(2)}}{1-\beta}$$

$$N^{(2)} = 2 \begin{array}{l} +\ 2,6 \\ -\ 1,3 \end{array}$$

$$N_{vrai}^{(2)} = 2,4 \begin{array}{l} +\ 3,6 \\ -\ 2,0 \end{array}$$

Le bruit de fond $B^{(2)}$ produit par le π^- absorbé sera :

$$B^{(2)} = N_{vrai}^{(2)} \times \beta = 0,4 \begin{array}{l} +\ 0,7 \\ -\ 0,4 \end{array}$$

b) <u>La réaction élastique courant neutre</u> $\bar{\nu}_\mu n \to \bar{\nu}_\mu n$

La réaction $\bar{\nu}_\mu n \to \bar{\nu}_\mu n$ simule la réaction $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$ quand le neutron réintéragit dans le noyau, où il est créé ou dans un autre, pour donner un proton.

On ne peut avoir aucune information expérimentale sur la réaction $\bar{\nu}n \to \bar{\nu}n$. Il faut par conséquent utiliser un programme de Monte-Carlo [14] pour calculer la correction f. Cette correction doit être appliquée au rapport $R^{\bar{\nu}}$. $R^{\bar{\nu}}$ étant notre résultat expérimental qui ne tient pas compte de la contribution de $\bar{\nu}n \to \bar{\nu}n$ qui dépend d'un modèle. On aura :

$$R^{\bar{\nu}}_{cor} = f \times R^{\bar{\nu}}$$

Pour évaluer cette correction, il faut tenir compte de :

- la probabilité α_0 pour qu'un proton entrant dans les coupures reste dans ces coupures après réinteraction.
- les probabilités α_1 et α_2 qu'un neutron produise, via réinteraction dans le noyau où il a été créé ou dans un autre noyau, un proton entrant dans les coupures.
- le rapport c du nombre de cibles proton sur neutron
- le rapport théorique r des sections efficaces des réactions courant neutre élastiques ayant lieu sur proton et sur neutron. Ce rapport dépend du modèle choisi.

Compte tenu de ceci, l'expression de f est la suivante :

$$f = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 + (\alpha_1+\alpha_2)\ c\ r}$$

Pour calculer α_0, α_1 et α_2 , nous utilisons un programme de Monte-Carlo qui simule des réinteractions sur noyau.

α_0 est donné plus loin, ainsi que le détail du calcul : $\alpha_0 = 0{,}826$.

α_1 et α_2 sont calculés de la façon suivante : pour α_1 : on génère des neutrons qui réinteragissent dans le noyau pour donner un proton. On impose que avant et après réintéraction les conditions suivantes soient remplies : $P_x > 0$, $q^2 > 0,3$,

$$0,188 < \frac{P_x - T}{T} < 0,938.$$

Soient N_1 le nombre avant réintéraction et N_2 le nombre après réintéraction. Pour les noyaux composant le mélange, on obtient le tableau suivant :

	F	Br	C
N_2/N_1	0,0039	0,0070	0,0025
% de nucléon cible	0,105	0,137	0,532

d'où $\alpha_1 = 0,0027$

On applique le même raisonnement pour α_2. On obtient le tableau suivant :

	F	Br	C
N_2/N_1	0,0040	0	0,0052
% de nucléon cible	0,105	0,137	0,532

d'où $\alpha_2 = 0,0032$

Le rapport c est connu [19] c = 1,22 . On utilise le modèle de Weinberg-Salam pour le calcul de r. Dans ce modèle r est voisin de 1 [2]. La valeur du facteur de correction f est : f = 0,99 .

III.2 - LES COUPURES

Pour disposer d'un lot d'événements satisfaisant, nous sommes amenés à effectuer différentes coupures. Ces coupures sont de deux sortes : les coupures systématiques que nous faisons sur chaque lot d'événements et les coupures spécifiques aux bruits de fond, destinées à éliminer ces derniers.

3.2.1 - LES COUPURES SYSTEMATIQUES

La plus évidente de ces coupures est celle en volume fiduciaire. Nous ne tenons compte dans toute cette étude que des événements dont le vertex est dans ce volume.

Vient ensuite la coupure en q^2 (quadri-moment transféré), nécessaire pour assurer une bonne compatibilité des résultats entre les différents laboratoires. Comme le montrent la figure 15 et le tableau des valeurs des X^2 (figure 16), nous sommes amenés à $q^2 = 0{,}30\ GeV^2$ pour avoir un nombre d'événements par bobine et par run compatible pour les trois laboratoires utilisés (Bergen G, Strasbourg S et UCL U). Dans tout le travail, nous utilisons uniquement les trois premiers runs : 40-42 et 45.

Une autre coupure sera faite systématiquement : nous ne prendrons que les événements avec $x > -160cm$, ceci pour éviter les effets dus à la calotte sphérique du volume fiduciaire entre -220 et -160cm (cf. distribution en x).

Nous introduisons d'autres coupures systématiques mais spécifiques à chaque type d'événement étudié :

a) Pour les protons isolés

Nous prenons en compte les protons isolés seulement si sur la photo, il n'y a pas d'autres événements A, B ou V ; ceci pour éviter que le proton (ou les protons) soit une étoile neutre associée aux événements A, B ou V. Par contre, nous tolérons d'autres protons ou étoiles de protons sur la même photo et des gammas à

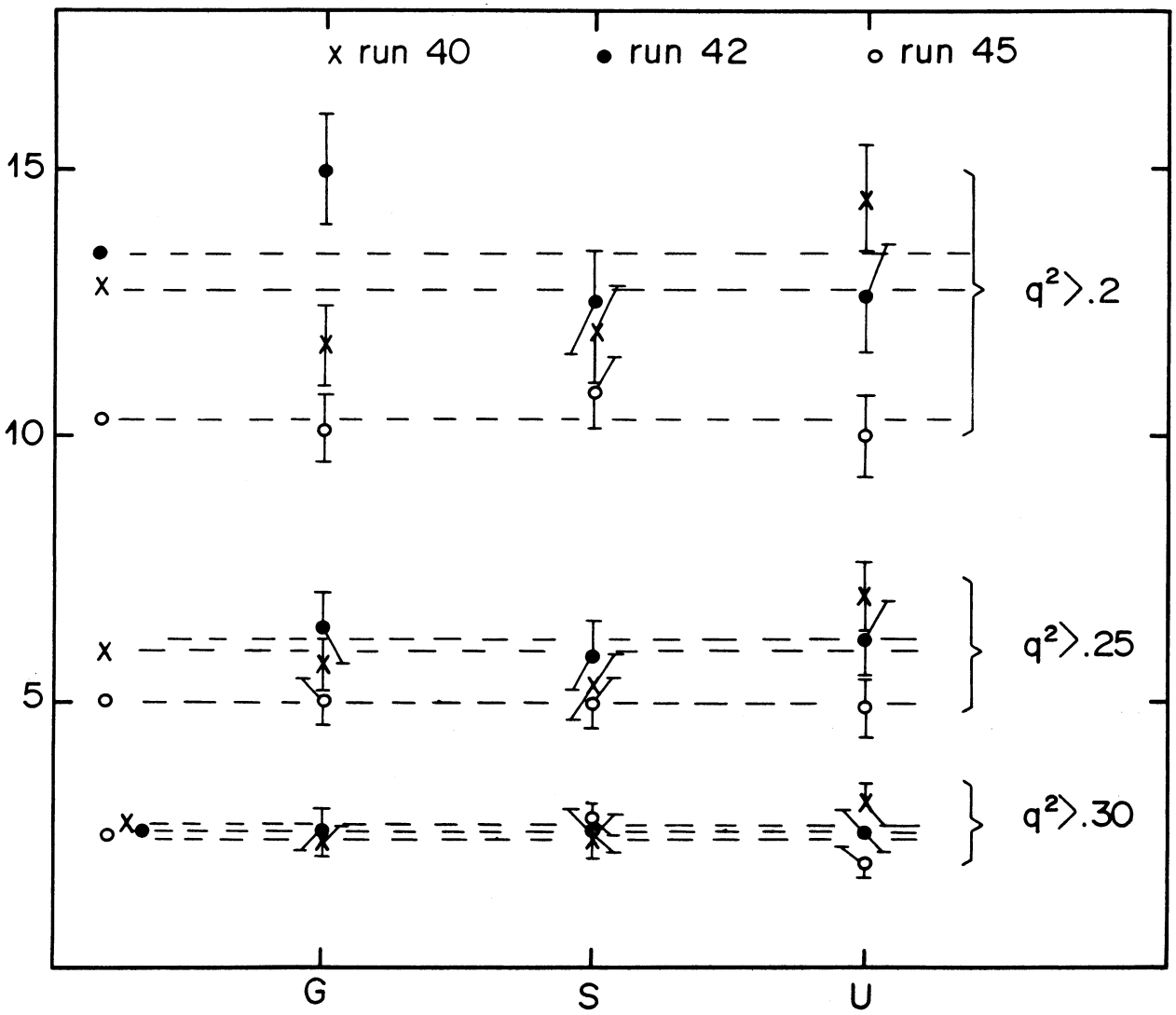


Figure 15

Nombre d'événements protons S^+ par bobine, pour chaque run et chaque laboratoire et pour différentes coupures en q^2.

RUN / $q^2 \geq$	40	42	45
0,20	5,83	3,91	0,50
0,25	4,00	0,30	0,03
0,30	1,85	0,00	2,94

Figure 16

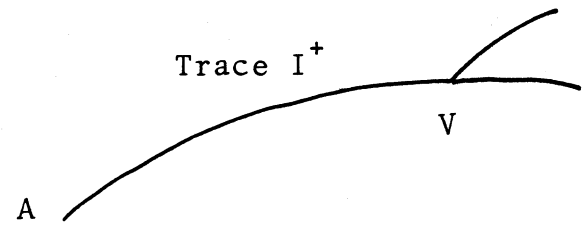
Tableau des χ^2 pour les différents runs et les différentes coupures en q^2

condition que ceux-ci ne pointent sur aucun proton (auquel cas on aurait un événement B).

Afin de minimiser les problèmes dus aux réintéractions sur le noyau, nous ne conservons que des événements propres. Nous ne tenons donc pas compte des protons avec un blob au vertex ni des étoiles avec plusieurs protons.

b) Pour les traces I^+

Nous voulons sélectionner des traces I^+ ayant une bonne probabilité d'être des protons produits lors d'une réaction antineutrino. Ceci nous impose de ne prendre que les événements avec une trace I^+ au vertex et sans blob. La configuration demandée est la suivante :



Les traces I^+ sont ambigues π/p. Pour réduire au maximum cette ambiguité, nous ne prenons que des traces sans rayon δ. On peut montrer [18] en effet que les traces I^+ d'impulsion $p > 0.2$ GeV/c et présentant un rayon δ sont des π. On peut calculer [18] que la proportion de π dans les traces I^+ sans δ est de 7 ± 6 %.

Sur une même photo, on ne veut qu'un événement B ayant la configuration voulue. On rejette donc tous les événements B accompagnés d'un événement A, B ou V. On garde les événements avec un (ou des) gamma qui ne pointe pas et des protons isolés. Ceci, pour les mêmes raisons que précédemment.

c) Pour les traces L^+

On traite les traces L^+ de la même façon que les traces I^+. On ne prend que les événements propres, c'est-à-dire sans autre trace ni blob ou vertex, et sans rayon δ sur la trace L^+. On applique les mêmes restrictions que précédemment pour les autres événements présents sur la photo.

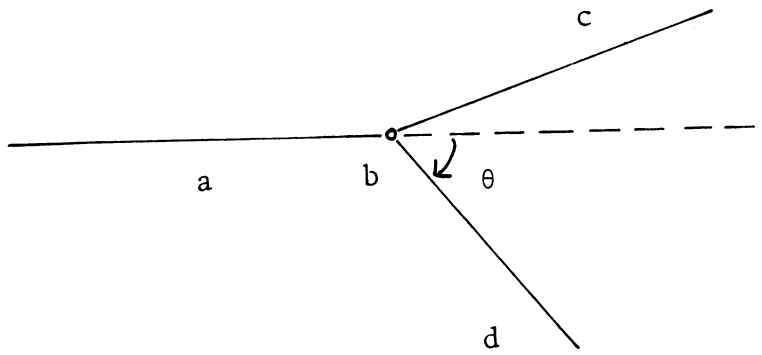
3.2.2 - LES COUPURES IMPOSEES PAR LES BRUITS DE FOND

Pour isoler le signal $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$ du bruit de fond $np \to np$, il nous faut trouver des critères spécifiques à la réaction antineutrino. En appliquant la coupure correspondante, nous diminuons un maximum de bruit de fond sans trop altérer le signal.

La plus importante de ces coupures est celle en $\frac{P_x - T}{T}$. P_x est la projection sur l'axe OX de l'impulsion du proton et T est son énergie cinétique. Pour des antineutrinos d'énergie telle que $1 < E_{\bar{\nu}} < 5$ GeV, on doit avoir la relation suivante :

$$\frac{M_p}{E_{\bar{\nu}}^{max}} < \frac{P_x - T}{T} < \frac{M_p}{E_{\bar{\nu}}^{min}}$$ où M_p est la masse du proton.

Cette relation découle de l'équation de conservation de la quadri-impulsion P pour la réaction $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$. Soient a et b l'antineutrino et le proton incidents ; c et d l'antineutrino et le proton sortants.



On a : $(\underline{P}_a+\underline{P}_b)^2 = (\underline{P}_c+\underline{P}_d)^2$ (quadrivecteurs)

en développant :

$$E_a^2 + E_b^2 + 2E_aE_b - P_a^2 - P_b^2 - 2\vec{P}_a\vec{P}_b = E_c^2 + E_d^2 + 2E_cE_d - P_c^2 - P_d^2 - 2\vec{P}_c\vec{P}_d$$

On sait que

$E^2 = p^2+m^2$ et que $\vec{p}_b = 0$ (on suppose le nucléon cible libre).

Il reste :

$$2E_aE_b = 2E_cE_d-2\vec{p}_c\cdot\vec{p}_d$$

$$M_pE_a = (E_a+M_p-E_d)E_d - (\vec{p}_a - \vec{p}_d)\cdot\vec{p}_d$$

Posons $E_a = E_{\bar{\nu}}$

$$M_pE_{\bar{\nu}} = E_{\bar{\nu}}E_d+M_pE_d-E_d^2-\vec{p}_a\cdot\vec{p}_d+||\vec{p}_d||^2$$

$$M_pE_{\bar{\nu}} = E_{\bar{\nu}}E_d+M_pE_d-M_p^2-|E_{\bar{\nu}}|p_x$$

Donc $E_{\bar{\nu}}(M_p-E_d) = M_p(E_d-M_p) - E_{\bar{\nu}}p_x$

d'où $T(E_{\bar{\nu}} + M_p) = E_{\bar{\nu}}p_x$

donc $\dfrac{P_x-T}{T} = \dfrac{M_p}{E_{\bar{\nu}}}$

Nous appliquons aussi une coupure dans le plan x-α. Comme nous l'avons vu précédemment, il y a une accumulation due aux protons "skyshine" formant une pointe dans le diagramme x-α. Nous nous attendons à avoir une contamination importante de bruit de fond "skyshine" dans cette pointe. Nous nous placerons par conséquent à l'extérieur de cette pointe pour obtenir un lot peu contaminé ; puis nous extrapolerons pour obtenir le nombre d'événements dans tout l'espace x-α.

III.3 - ETUDE DE LA REACTION ELASTIQUE COURANT CHARGE SERVANT A LA NORMALISATION $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$

Pour établir le rapport $R^{\bar{\nu}}$ des sections efficaces élastiques courant neutre sur courant chargé, nous avons à utiliser le lot d'événements candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$. Ce travail fait l'objet d'une autre étude [19]. Nous nous contenterons par conséquent d'utiliser les résultats et de définir les coupures et les corrections de façon à obtenir un lot d'événements compatible avec le nôtre.

Nous ne tiendrons compte que des événements élastiques courant chargé des trois runs et des trois laboratoires utilisés pour le lot d'événements courant neutre. Nous appliquons ensuite nos coupures systématiques, à savoir $x > -160$cm et $q^2 > 0{,}30$ GeV^2. Nous obtenons 97 événements. Il faut corriger ce nombre d'événements. La figure 27 montre la distribution en x et le diagramme x-α de ces événements. Elle est parfaitement isotrope, en accord avec ce qu'on attend pour des événements produits par des $\bar{\nu}$.

a) Correction globale

Le lot d'événements trouvés précédemment est de 97 ± 9,8 événements.

Nous appliquons à ce nombre d'événements une correction globale qui tient compte :

- de l'efficacité de dépouillement des événements élastiques courant chargé
- des réinteractions dans le noyau.
- du fait qu'on ne prend que des configurations propres.
- des bruits de fond et contaminations, en particulier des réactions courant chargé à 1 pion.

La correction est (19).

$$C = 1{,}08$$

d'où $N_c = 105 \pm 10{,}6$

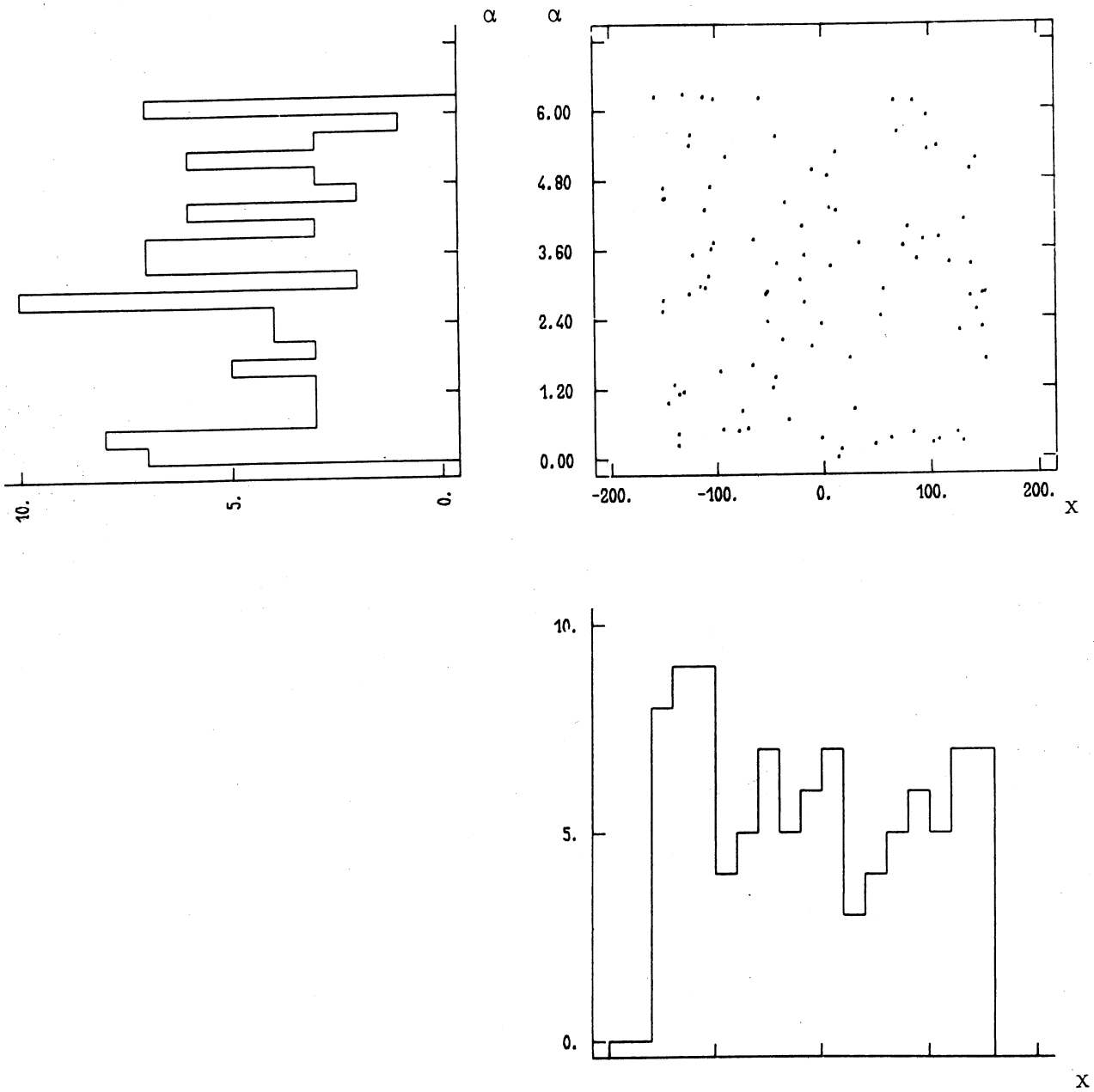


Figure 27

Diagramme x vs α des événements C.C. élastiques

b) Correction pour le nombre de bobines

Les candidats courant chargé ont été étudiés sur un lot de bobines différent de celui des protons S^+ courant neutre. Il nous faut corriger pour tenir compte du rapport des nombres de bobines :

156 pour les protons S^+

163 pour les candidats courant chargé.

$$N_{CC} = 105 \times \frac{156}{163} = 100 \pm 10$$

C H A P I T R E IV

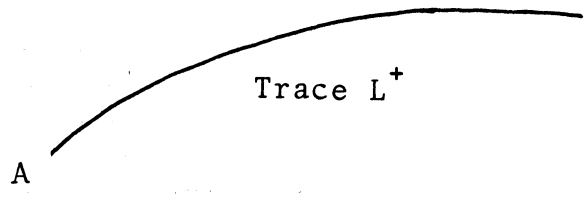
LOT D'EVENEMENTS $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$.
CALCUL DE $R^{\bar{\nu}}$ ET COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DU MODELE DE WEINBERG.

IV.1 - LOT D'EVENEMENTS COURANT NEUTRE ELASTIQUE

Nous avons défini précédemment les différents bruits de fond et les coupures à effectuer pour obtenir un lot de protons candidats à la réaction courant neutre satisfaisant. Nous allons estimer maintenant le nombre d'événements candidats en utilisant les coupures définies précédemment, ceci pour chaque catégorie d'événements étudiés : les protons S^+, les protons I^+ et L^+.

4.1.1 - LES PROTONS L^+

Nous avons sélectionné tous les événements ayant la configuration suivante :



Ces événements sont ambigus $\mu/\pi/p$. L'ambiguité π/p est plus faible parce que nous avons pris des traces sans rayon δ.

Lorsque nous examinons la Fig. 17 nous voyons que la distribution selon l'axe Ox des traces L^+ est pratiquement plate, de plus la distribution en q^2 s'étend vers des q^2 assez élevés (Fig. 18). Nous pouvons croire qu'il y a des chances de trouver de bons candidats parmi les traces L^+. Ceci s'affirme quand on trace

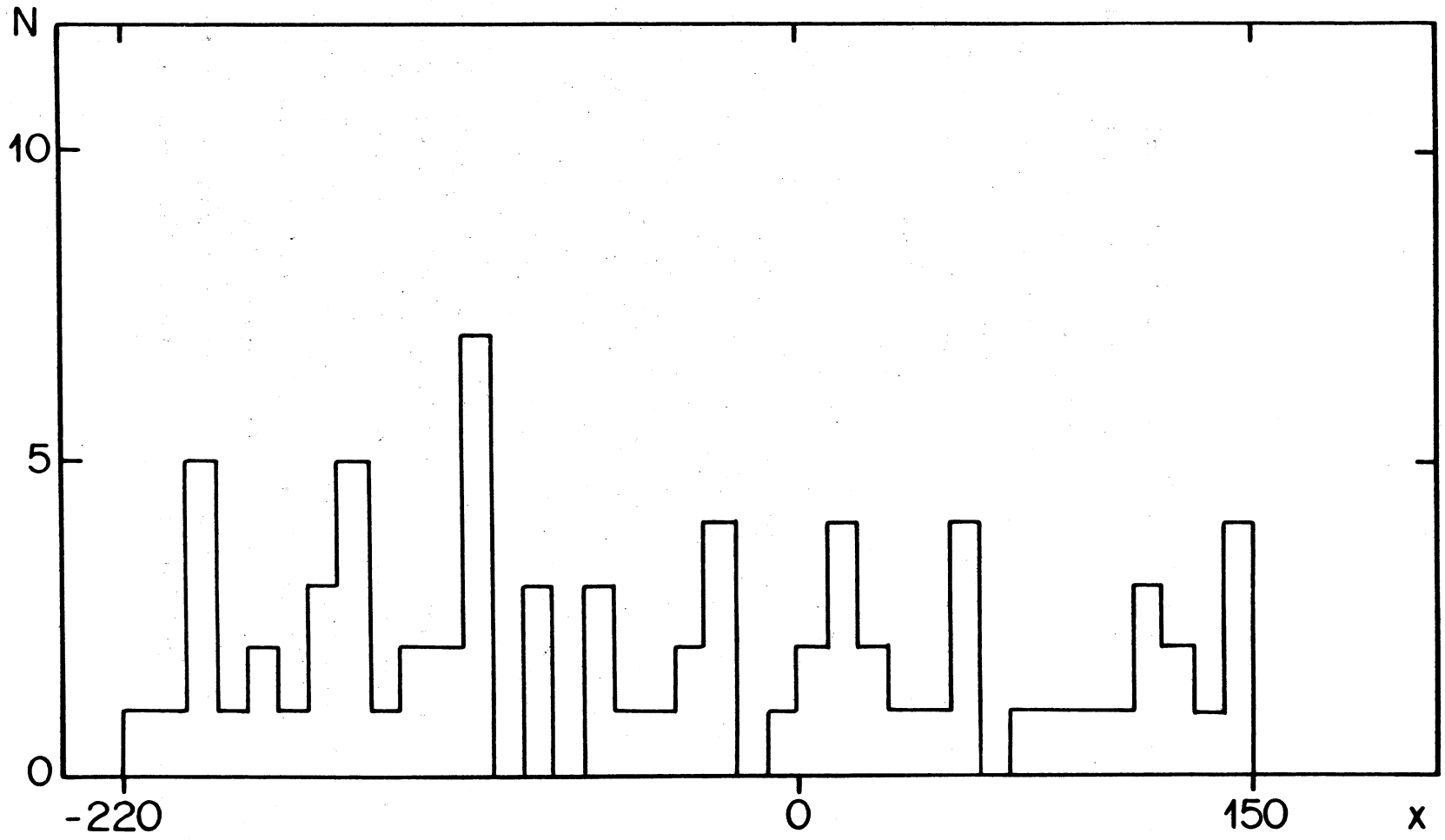


Figure 17

Distribution selon l'axe OX des protons L^+ sans δ ni blob

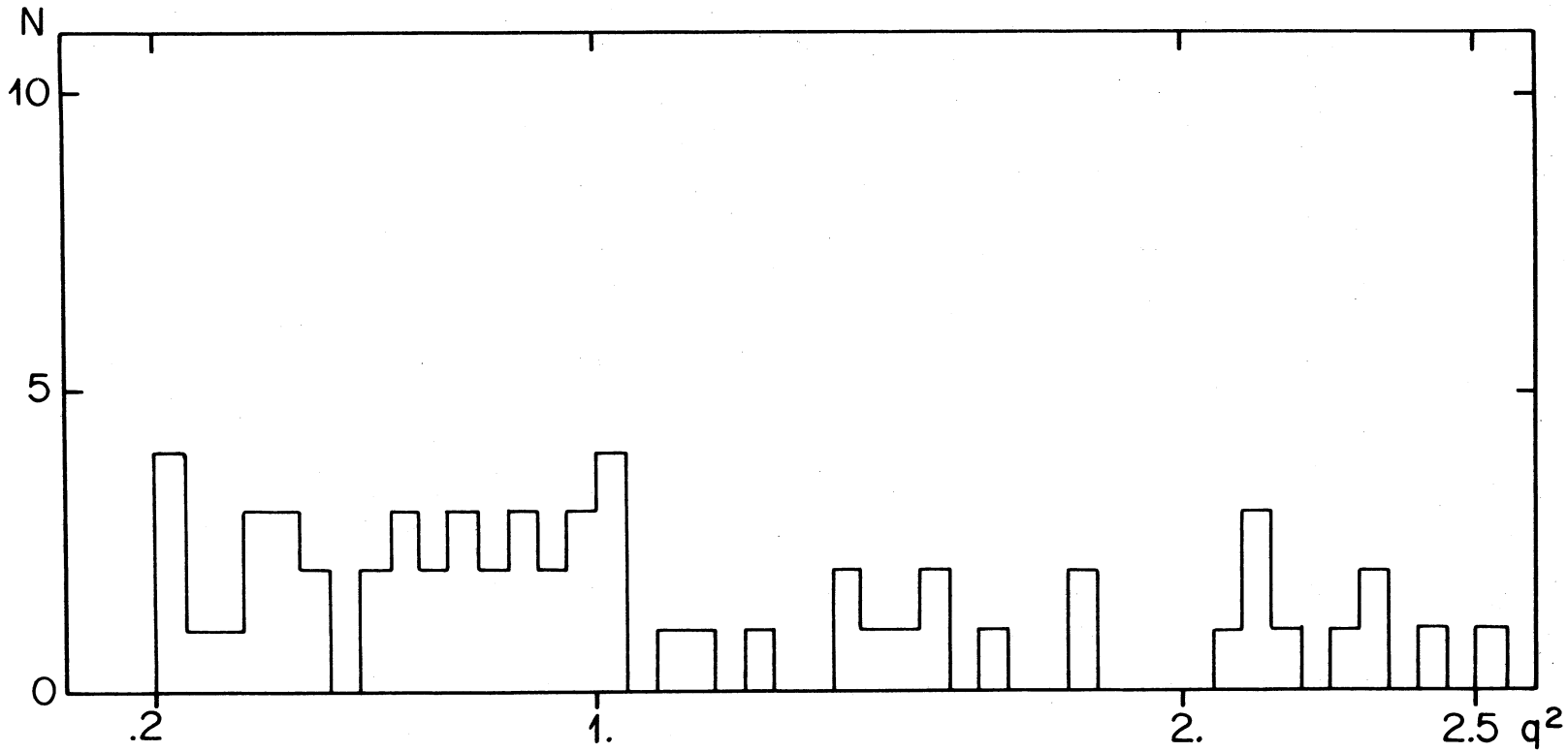


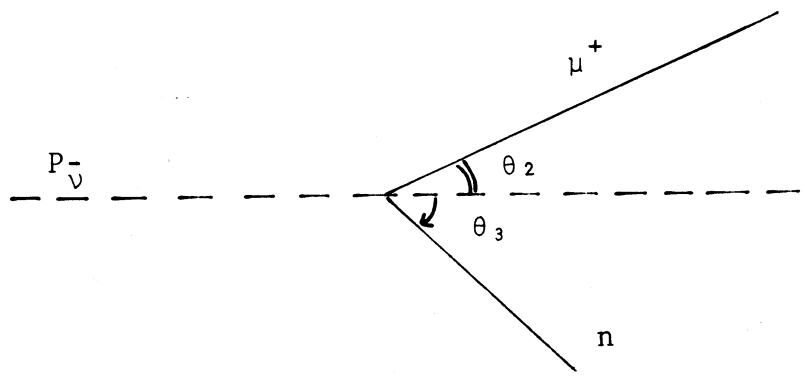
Figure 18
Distribution en q^2 des protons L^+ sans
δ ni blob.

le diagramme P_x-T versus T pour ces traces. En effet, pratiquement tous les candidats L^+ satisfont le critère

$$0,188 < \frac{P_x - T}{T} < 0,938$$

Mais tous ces événements sont ambigus μ/p. Pour savoir s'il est possible de lever cette ambiguité, nous recalculons l'impulsion de l'antineutrino pour les événements L^+ qui satisfont le critère cinématique, en prenant les traces comme des μ. Si le résultat donne une impulsion comprise entre 1 et 5 GeV, l'ambiguité n'est pas levée.

Calculons l'impulsion de l'antineutrino dans la réaction $\bar{\nu}_\mu p \to \mu^+ n$



Si M_p est la masse du proton et M_μ la masse du muon :

$$2p_{\bar{\nu}}[M_p - E_\mu + p_\mu \cos\theta_2] = 2M_p E_\mu - M_\mu^2$$

La distribution en $p_{\bar{\nu}}$ calculée à partir de la formule ci-dessus (fig.19) montre que presque tous les événements se trouvent entre 1 et 5 GeV. Les traces L^+ sont complètement ambigues μ/p. Nous ne les utilisons pas dans le lot des événements $\bar{\nu}p \to \bar{\nu}p$ et ferons les corrections nécessaires.

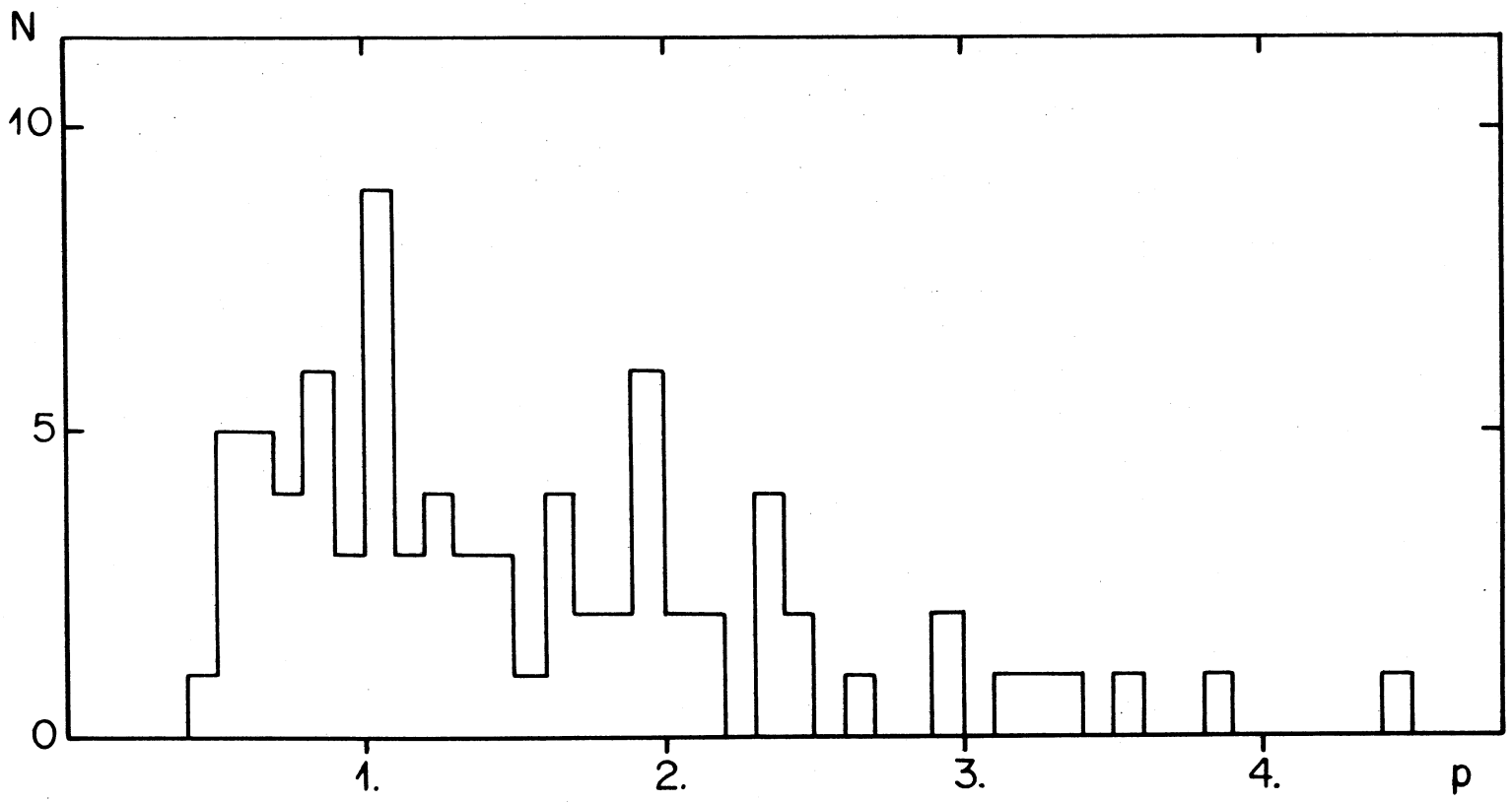


Figure 19

Distribution en impulsion des antineutrinos, l'impulsion étant calculée en prenant la trace L^+ comme un muon de la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$

4.1.2 - LES PROTONS I^+

Nous sélectionnons les traces I^+ sans rayon δ ni blob, avec les coupures définies précédemment, pour les trois runs et les trois laboratoires utilisés. Nous leur appliquons la coupure en q^2 telle que $q^2 > 0{,}30$ GeV/^{2}, ceci pour avoir une bonne compatibilité entre laboratoires. Les figures 20 et 21 montrent les distributions selon l'axe OX et en q^2 de ces protons I^+ qui sont au nombre de 18.

Nous n'appliquons pas la coupure en X-α pour ce lot d'événements. En effet, le diagramme X versus α ne montre pas d'accumulation (Fig. 22) et la distribution en x est pratiquement plate. De plus, la statistique est trop faible.

Nous appliquons la coupure cinématique $\frac{P_x - T}{T}$ pour une énergie d'antineutrino comprise entre 1 et 5 GeV. 9 candidats I^+ satisfont cette condition. Ce nombre d'événements est à corriger pour obtenir le nombre vrai d'événements I^+.

a) Correction pour l'efficacité de dépouillement

Pour les protons : $\varepsilon = 99\ \% \pm 3\ \%$.

$$N_{I^+} = 9 \begin{smallmatrix} +\ 4{,}1 \\ -\ 2{,}9 \end{smallmatrix}$$

Le nombre d'événements corrigé pour l'efficacité de dépouillement est :

$$N^{scan}_{I^+} = \frac{N_{I^+}}{\varepsilon} = 9{,}1 \begin{smallmatrix} +\ 4{,}2 \\ -\ 3{,}0 \end{smallmatrix}$$

b) Correction pour le nombre de bobines

Les candidats I^+ proviennent d'un lot de bobines différent du lot S^+. Il faut corriger pour le rapport des nombres de bobines :

$$N^{bob}_{I^+} = N^{scan}_{I^+} \times \frac{156}{163} = 8{,}7 \begin{smallmatrix} +\ 4{,}2 \\ -\ 3{,}0 \end{smallmatrix}$$

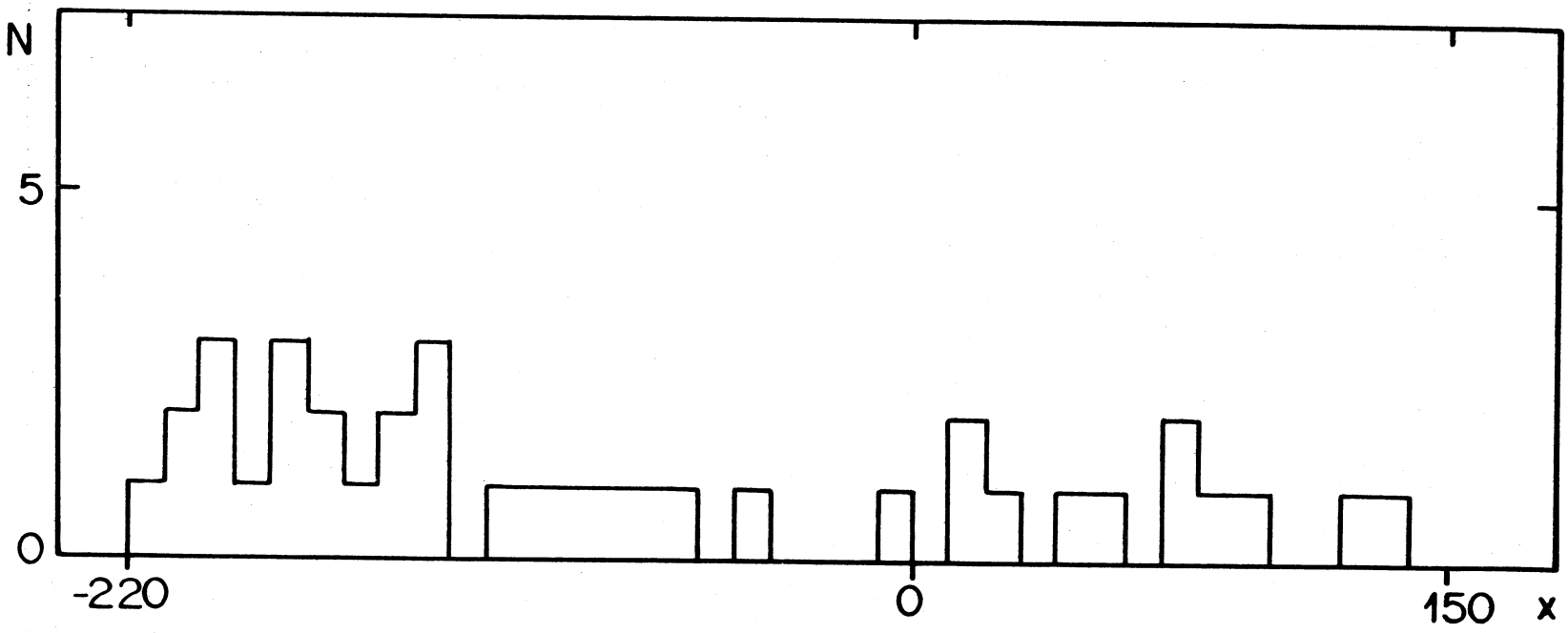


Figure 20

Distribution par rapport à Ox des protons I^+ sans δ ni blob

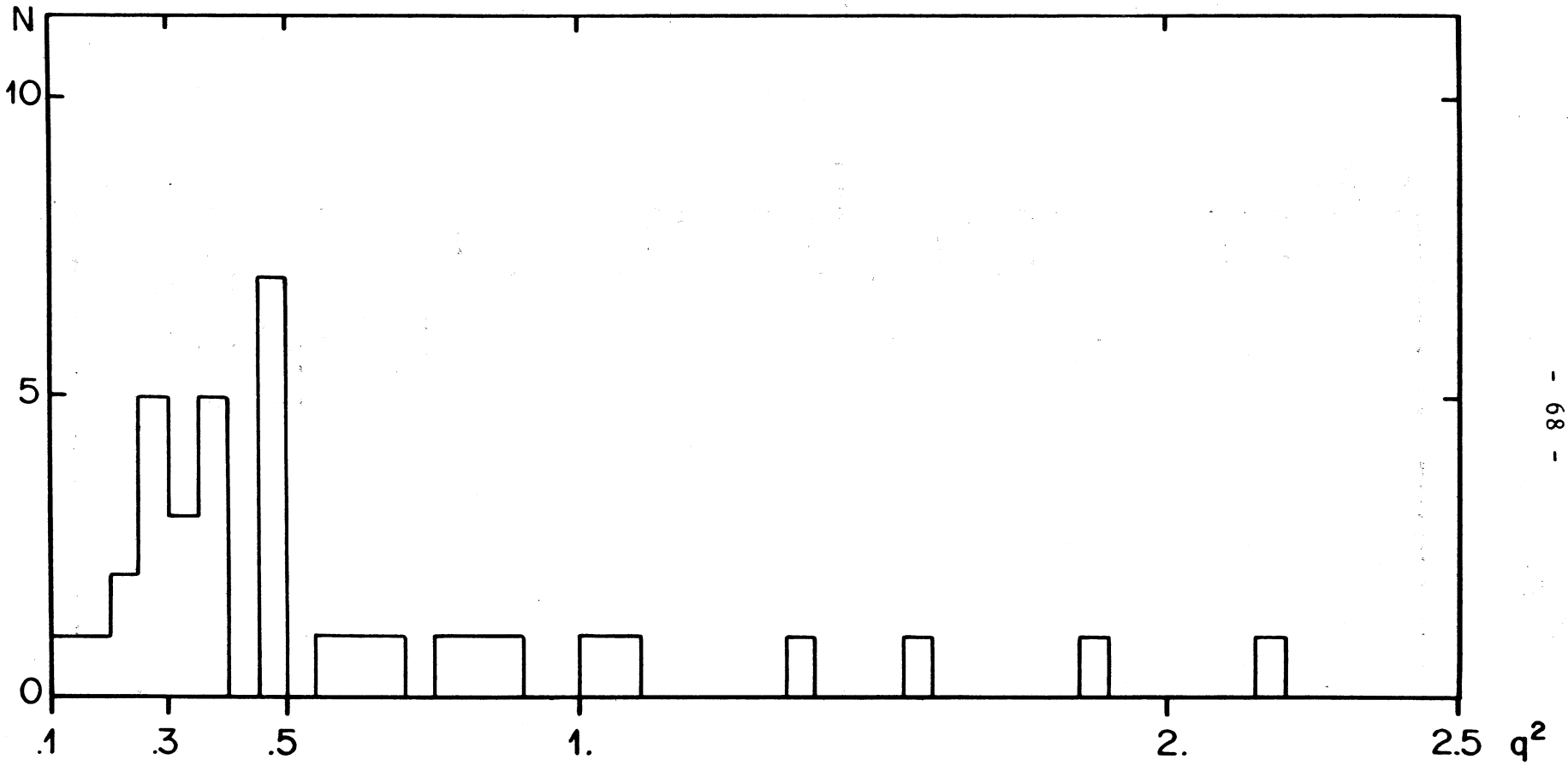


Figure 21

Distribution en q^2 des protons I^+ sans δ ni blob

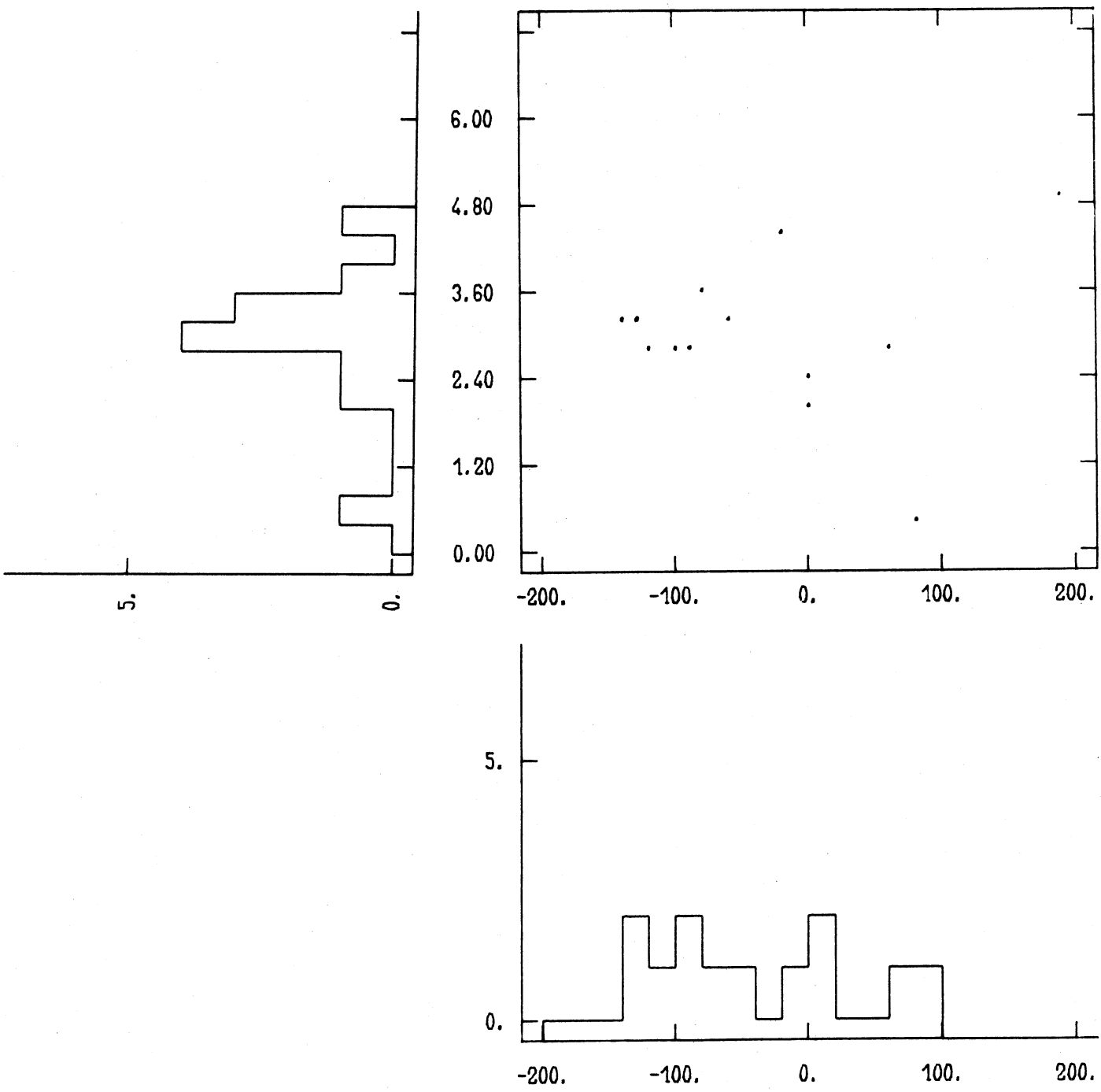


Figure 22

Diagramme X vs α des protons I^+

c) Correction pour la contamination en π

Nous avons vu que les traces I^+ sans rayon δ sont des protons dans 93 % ± 6 % des cas. Il nous faut donc corriger pour tenir compte de ce fait :

$$N^{cent}_{I^+} = N^{bob}_{I^+} \times 0,93 = 8,1 \begin{array}{l} +\ 4,5 \\ -\ 3,3 \end{array}$$

4.1.3 - LES PROTONS S^+

Les protons S^+ forment le lot le plus important de candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$.

Nous appliquons les coupures systématiques définies précédemment et la coupure en $q^2 > 0,3\ GeV^2$. Nous obtenons 281 événements qui, après coupure en x-α, se décomposent en 159 événements dans la pointe et 126 événements en-dehors de la pointe (Fig. 13). Les événements qui se trouvent en-dehors de la pointe formée par l'accumulation des protons dans le diagramme x-α forment au vu de la distribution en x (Fig. 23) et du diagramme x-α (Fig. 13) un lot peu contaminé par le bruit de fond "skyshine". En effet, la distribution en x est presque plate et la répartition dans le diagramme x-α est uniforme.

Nous appliquons la coupure cinématique :

$$0,188 < \frac{P_x - T}{T} < 0,938$$

pour les deux groupes d'événements décrits ci-dessus. Il reste :

. 39 événements sur les 159 dans la pointe
. 22 événements sur les 124 à l'extérieur de la pointe (Fig. 24).

Il nous faut corriger le nombre d'événements restant après les coupures : $N_{S^+} = 22$.

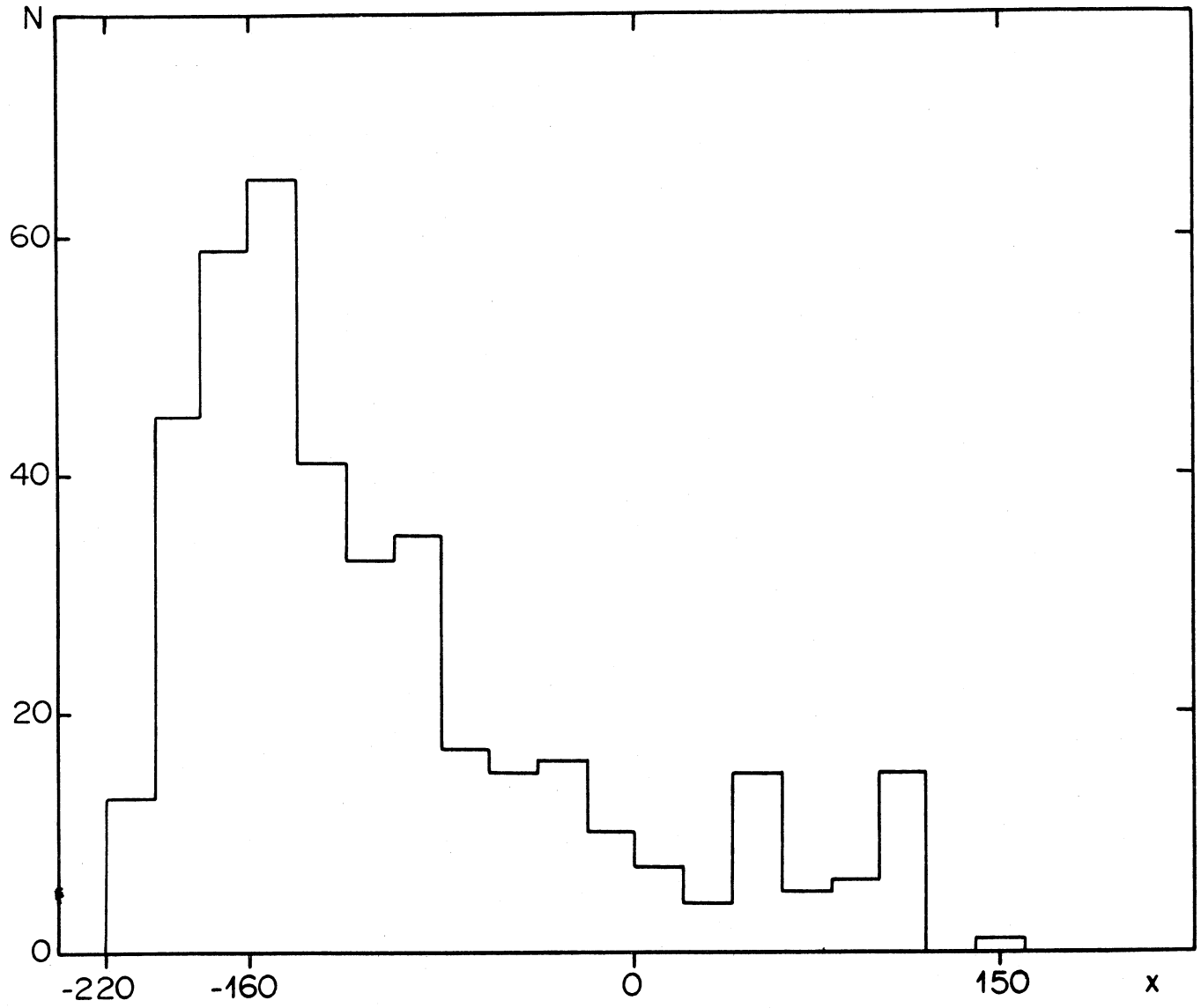


Figure 23

Distribution selon l'axe Ox des protons S^+
Coupures en volume fiduciaire et pour $q^2 \geq 0{,}30 GeV^2$

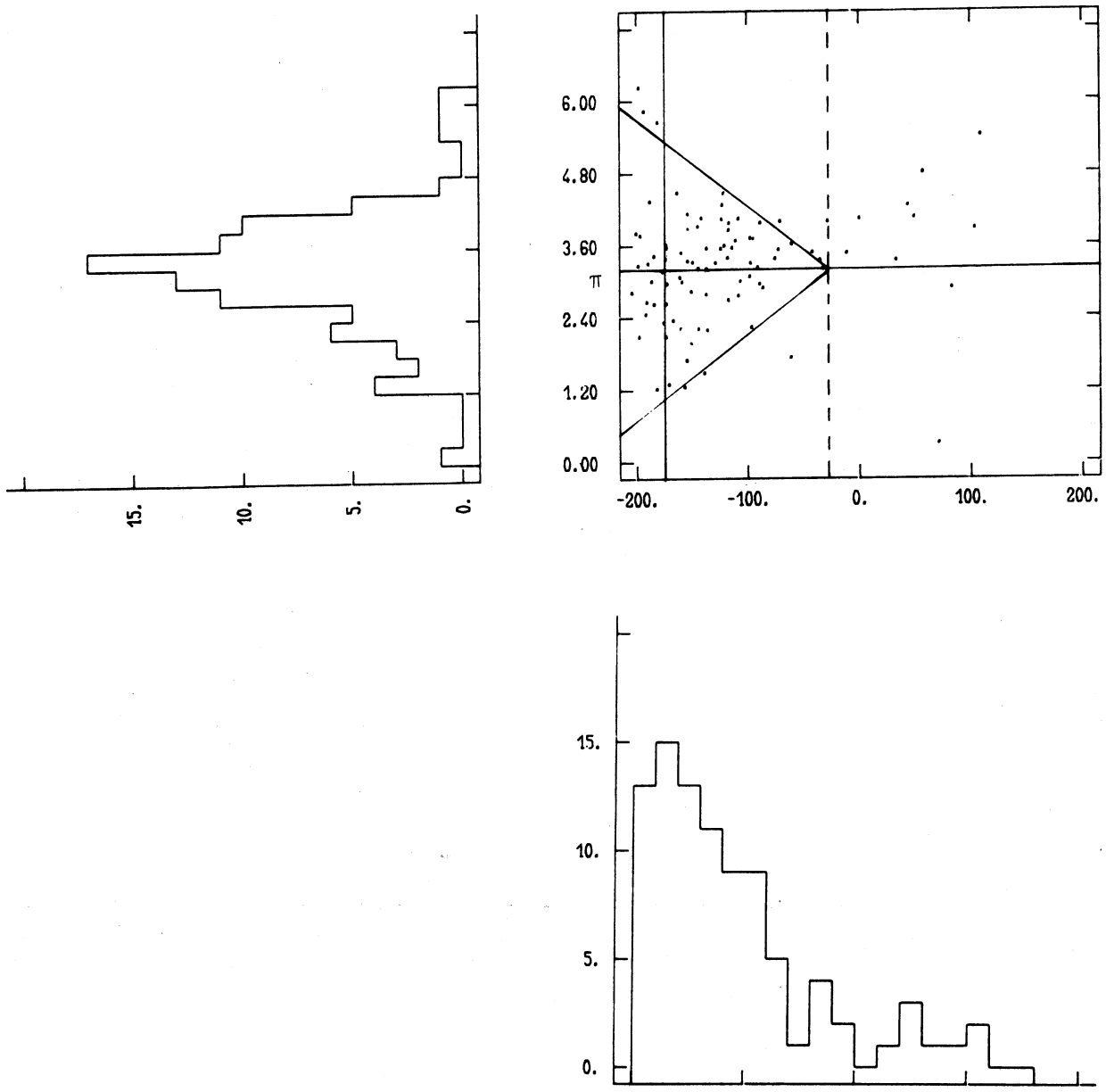


Figure 24

Diagramme x vs α des protons S^+ après coupure cinématique

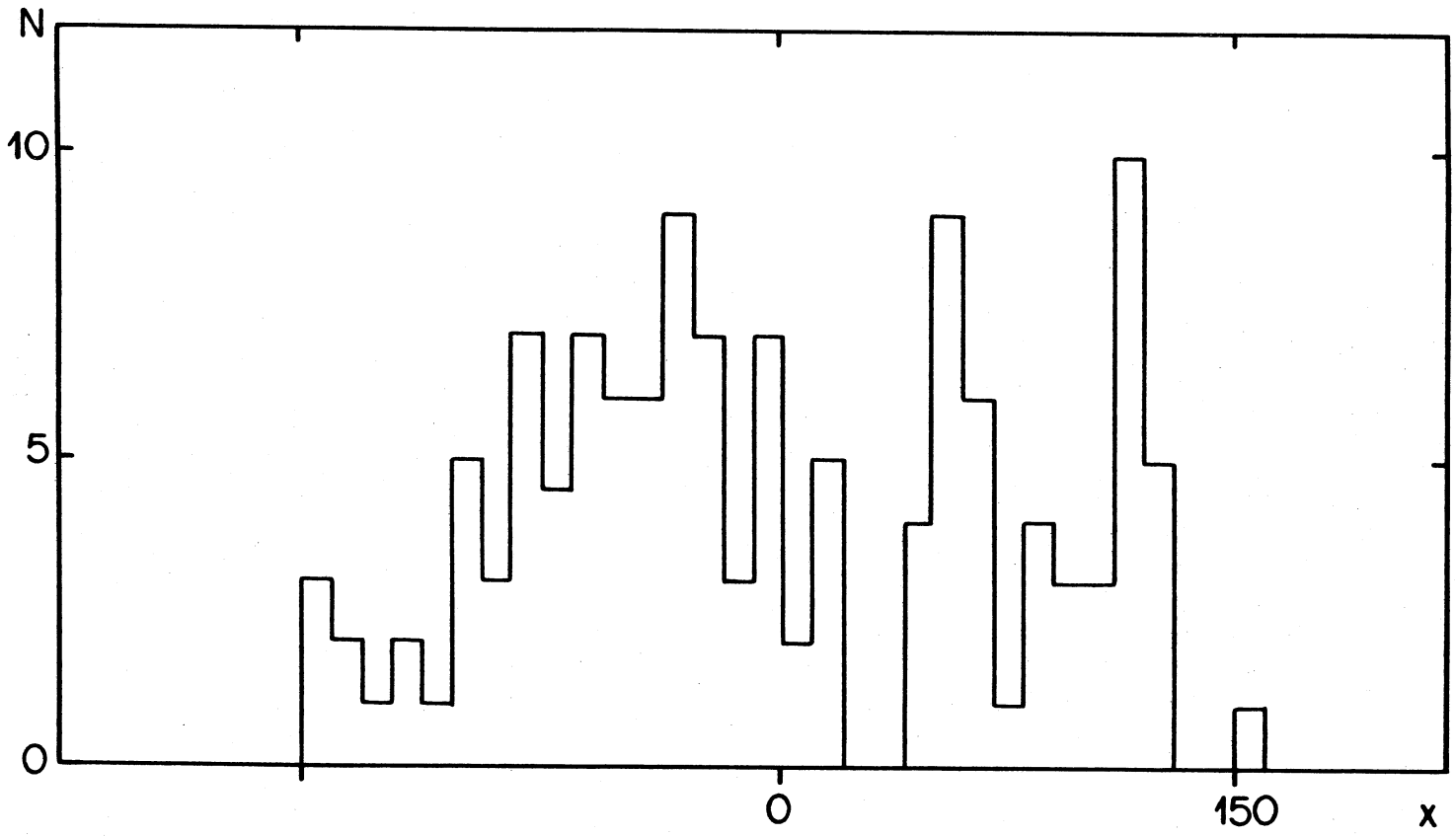


Figure 25

Distribution selon l'axe OX des protons S^+ en-dehors de la pointe

a) Correction pour l'efficacité de dépouillement

Nous avons vu précédemment que $\varepsilon = 99 \pm 3$ % pour les protons. Nous aurons :

$$N^{scan}_{S^+} = \frac{N_{S^+}}{\varepsilon} = 22,2 \pm 5,3$$

b) Correction pour la coupure en x-α

Il nous faut extrapoler le nombre de protons restant après coupure en tenant compte des surfaces de la pointe, et de la partie restante

Surface de la pointe : 216
Surface restante : 1732

Il faut ajouter :

$$22,2 \times \frac{216}{1732} = 2,8 \text{ événements}$$

d'où $$N^{\alpha}_{S^+} = 25,0 \pm 5,3$$

4.1.4 - LOT TOTAL DES PROTONS ET CORRECTIONS

Le lot total d'événements dus à la réaction élastique $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$ est le lot obtenu par

$$N^{\alpha}_{S^+} + N^{cent}_{I^+} = 33,1 \begin{matrix} +\ 9,8 \\ -\ 8,6 \end{matrix}$$

Il faut corriger ce lot, pour tenir compte des bruits de fond 1π, du fait qu'on ne prend pas les L^+, des réintéractions dans le noyau.

a) Corrections dues aux L^+

Nous ne prenons pas les traces qui sortent. Nous perdons par conséquent du signal, car certains protons dus à la réaction

$\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$ peuvent sortir de la chambre. Pour évaluer la proportion de protons sortant dans un lot de protons dus à $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$, nous utilisons un programme de Monte Carlo qui génère des événements dans le volume fiduciaire de Gargamelle. Ce programme calcule en tenant compte des conditions expérimentales telles que l'énergie du faisceau, la longueur d'interaction et la courbe parcours-moment et des coupures, le nombre de protons qui s'arrêtent, qui interagissent et qui sortent.

Nous trouvons que 6 % des protons sortent de la chambre. D'où le nombre corrigé :

$$N = 35,1 \begin{array}{l} +\ 9,8 \\ -\ 8,6 \end{array}$$

b) Déduction des bruits de fond à un pion

Nous avons calculé précédemment la contribution des bruits de fond dus aux π^- absorbés et aux π° non détectés ou absorbés. Nous déduisons ces deux contributions du lot obtenu précédemment. Il reste :

$$N^{1\pi} = 32,2 \begin{array}{l} +\ 12,8 \\ -\ 10,9 \end{array}$$

c) Correction pour les réinteractions dans le noyau

Il faut évaluer les effets dus au noyau sur le nombre de protons entrant dans les coupures. Pour cela, nous utilisons un programme de Monte-Carlo [14] qui génère des événements ayant lieu sur proton, compte tenu de $\frac{d\sigma}{dq^2}$ et de la distribution en énergie des antineutrinos. On veut que les événements générés remplissent les conditions suivantes avant réintéraction :

$$P_x > 0\ ,\ q^2 > 0.30\ ,\ \frac{Mp}{5} < \frac{P_x - T}{T} < Mp$$

Il reste N_1 événements satisfaisant aux conditions ci-dessus. On fait réintéragir ces protons dans le noyau. On veut qu'après réintéraction, ces événements remplissent les conditions définies ci-dessus. Il reste N_2 événements.

Il faut tenir compte, pour le facteur correctif, de la proportion de protons cibles dans le mélange. On établit le tableau suivant :

cible	C	F	Br	H
N_2/N_1	0,816	0,759	0,629	1,00
% de protons cible	0,532	0,105	0,137	0,226

Compte tenu du mélange, on a :

$$N_2/N_1 = 0,826$$

On corrige le lot de protons. Il reste :

$$N^{cor} = 39,0 \begin{array}{l} +\ 12,8 \\ -\ 10,9 \end{array}$$

Nous consignons tous ces résultats dans le tableau des corrections.

IV.2 - CALCUL DU RAPPORT $R^{\bar{\nu}} = \dfrac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \to \mu^+ n)}$ ET COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DU MODELE DE WEINBERG-SALAM

Nous avons vu précédemment que les nombres d'événements élastiques courant neutre et courant chargé sont respectivement

$$N_{CN} = 39,0 \begin{array}{l} +\ 12,8 \\ -\ 10,9 \end{array} \quad \text{et} \quad N_{CC} = 100 \pm 10$$

Nous calculons le rapport $R^{\bar{\nu}}$ à partir de ces nombres d'événements. Nous obtenons :

$$R^{\bar{\nu}} = 0,39 \begin{array}{l} +\ 0,13 \\ -\ 0,12 \end{array}$$

TABLEAU DES CORRECTIONS

Correction	Evénements courant chargé	Evénements courant neutre I^+	Evénements courant neutre S^+
Sans	97 ± 9,8	$9^{+4,1}_{-2,9}$	22 ± 4,7
Efficacité dépouillement	/	$9,1^{+4,2}_{-3,0}$	22,2 ± 5,3
Nb. bobines	/	$8,7^{+4,2}_{-3,0}$	/
Cont. π^+	/	$8,1^{+4,5}_{-3,3}$	/
X - α	/	/	25,0 ± 5,3
		$33,1^{+9,8}_{-8,6}$	
Pertes L^+	/	$35,1^{+9,8}_{-8,6}$	
bdf 1π	/	$32,2^{+12,8}_{-10,9}$	
reinter. noyau	/	$39,0^{+12,8}_{-10,9}$	
Corr. globale	105 ± 10,6		
Nb. bobines	100 ± 10	/	

Il faut corriger ce rapport pour tenir compte du bruit de fond induit par la réaction $\bar{\nu}n \rightarrow \bar{\nu}n$. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le rapport corrigé

$$R^{\bar{\nu}}_{cor} = f.R^{\bar{\nu}}$$

$$R^{\bar{\nu}}_{cor} = 0,38 \begin{smallmatrix} + 0,13 \\ - 0,12 \end{smallmatrix}$$

La correction appliquée à $R^{\bar{\nu}}$ est dépendante du modèle choisi. Dans cette étude, nous utilisons le modèle de Weinberg et Salam pour estimer cette correction.

Le lot d'événements $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$ dont nous disposons après coupures et corrections pour les contaminations n'est pas totalement exempt de bruit de fond provenant de réinteractions de neutrons (skyshine et neutrons en équilibre). Il faut en effet se rappeler que le lot final de 39 événements a été obtenu à partir d'un très grand nombre de candidats (4000) qui sont en majorité de protons induits par les neutrons "skyshine" et que toute coupure visant à les éliminer doit être estimée avec une très grande précision. En plus le lot de bons candidats est faible ce qui ne a pas permis d'étudier en particulier la variation du rapport signal/bruit de fond dans différentes zônes de la chambre afin d'en trouver une où ce rapport tendrait vers une limite supérieure indiquant de ce fait qu'elle est peu contaminée par ce bruit de fond. Par conséquent le résultat trouvé précédemment ne constitue qu'une indication de la valeur du rapport $R^{\bar{\nu}}$ et le résultat physique que nous donnons est donc une limite supérieure de ce rapport, d'où $R^{\bar{\nu}} < 0,51$ à 68 % de confiance. Ce résultat peut être porté sur les courbes théoriques donnant la variation du rapport $R^{\bar{\nu}}$ en fonction de l'angle de Weinberg et calculée précédemment compte tenu du spectre d'énergie des antineutrinos et des coupures effectuées.

Dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam, la limite supérieure trouvée détermine (Fig. 26) une zône interdite, éliminant de ce fait les valeurs de $\sin^2\theta_W$ telles que :

$$\sin^2\theta_W > 0,7$$

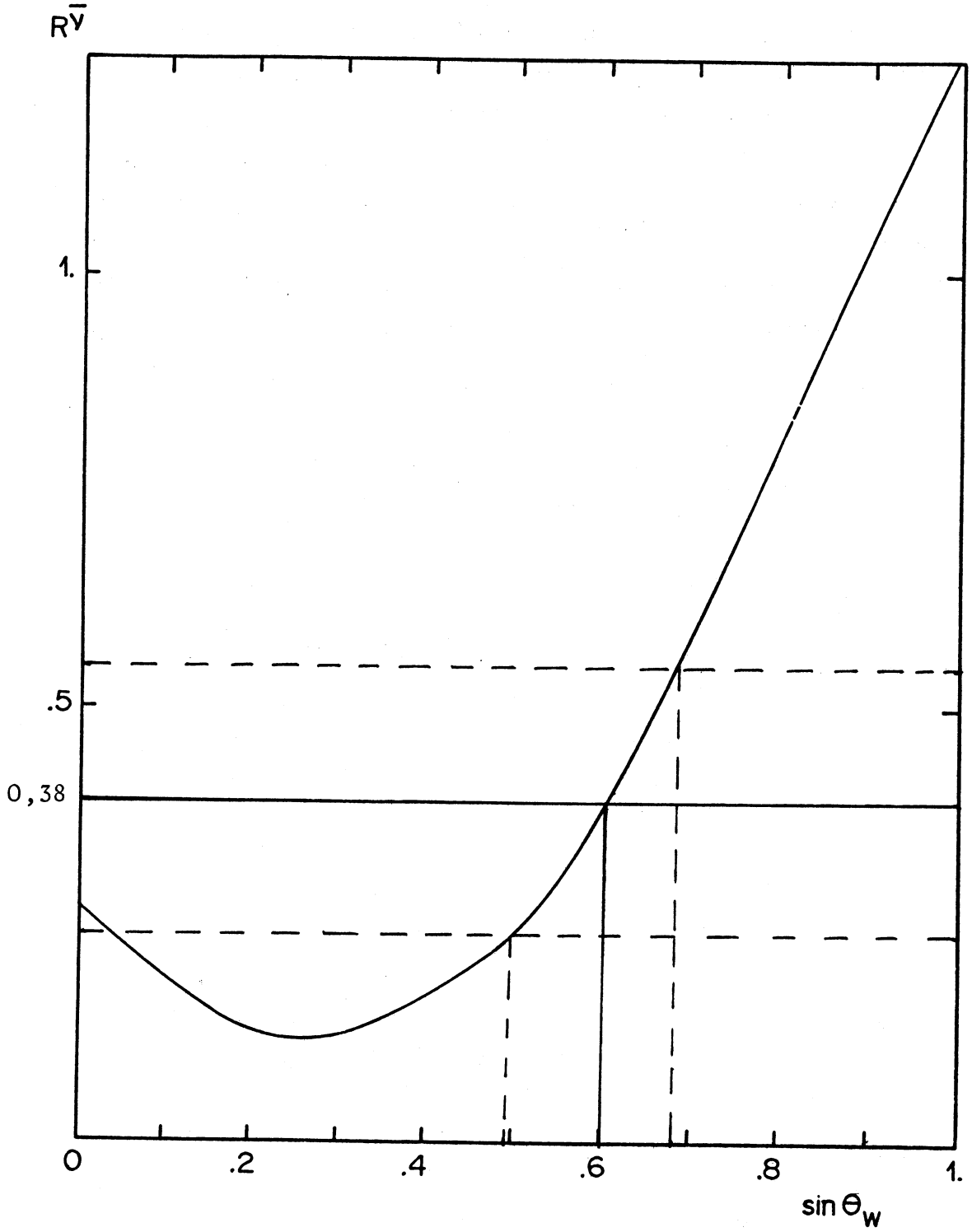


Figure 26

Le résultat que nous avons donné ne représente qu'un résultat provisoire ; la statistique que nous avons utilisée doit être multipliée par deux dans la suite.

La limite supérieure de $R^{\bar{\nu}}$ peut être comparée au résultat expérimental donné par la collaboration Harvard-Pennsylvanie-Wisconsin (1976) : $R^{\bar{\nu}} = 0,2 \pm 0,1$ dont le résultat a été obtenu à partir d'un lot peu contaminé de 14 événements, par une technique de compteurs.

Un autre résultat a été obtenu dans Gargamelle remplie de fréon. Il s'agit du rapport R^{ν} des sections efficaces élastiques courant neutre sur courant chargé, induites par des neutrinos. Ce rapport est le suivant :

$$R^{\nu} = 0,12 \pm 0,06$$

CONCLUSION

Nous nous sommes proposés d'étudier la réaction semi-leptonique en courant neutre produite par des antineutrinos, en utilisant les données de l'expérience prises dans la chambre à bulles "Gargamelle" remplie de propane et exposée à un faisceau d'antineutrinos du P.S. du CERN.

Notre but était de déterminer le rapport $R^{\bar{\nu}}$ des sections efficaces élastiques courant neutre sur courant chargé. L'étude que nous avons faite ne nous a pas permis de donner une valeur précise de ce rapport, les bruits de fond étant très importants et le nombre de vrais candidats très faible. Nous avons par conséquent donné une limite supérieure à 68 % de confiance de ce rapport : $R^{\bar{\nu}} < 0{,}51$.

Nous approfondirons cette étude quand une partie plus importante de la statistique sera disponible (run 46 et autres laboratoires). Nous affinerons les coupures et les programmes de Monte-Carlo afin d'estimer de manière précise la contribution des bruits de fond de neutrons. Dans ce cas, il sera possible de donner la valeur du rapport $R^{\bar{\nu}}$, et de la comparer aux prédictions des différents modèles théoriques étudiés. Il sera intéressant également de comparer le rapport $R^{\bar{\nu}}$ au rapport des sections efficaces élastiques courant neutre sur courant chargé induites par des neutrinos, et d'établir le rapport des sections efficaces élastiques courant neutre induits par des neutrinos et des antineutrinos.

R E F E R E N C E S

1) Système HYDRA
2) C. ALBRIGHT et al. Physical Review 14 B, 1780 (1976)
3) D. CLINE et al. Physical Review Letters 37, 648 (1976)
4) D. CLINE et al. Physical Review Letters 37, 252 (1976)
5) W. LEE et al. Physical Review Letters 37, 186 (1976)
6) J.J. SAKURAI and L.F. URRUTIA , Physical Review D 11, 159 (1975)
7) S. WEINBERG , Physical Review Letters 19, 1264 (1967)
8) A. DE RUJULA et al. Physical Review Letters 35, 702, (1975)
9) Y. ACHIMAN et al. Physics Letters 59 B, 261 (1975)
10) F. GÜRSEY et al. Physical Review Letters 36, 775 (1976)
11) S.L. GLASHOW et al. Physical Review D 2, 1285 (1970)
12) S. BONETTI et al., Nuovo Cimento 38A (1977), 260
13) J.L. PINFOLD, thèse de doctorat, Université de Londres (1977)
14) M. POHL, Aachen Preprint, à publier.
15) O. ERRIQUES et al. Physics Letters 73B, 350 (1978)
16) B. ESCOUBES, Preprint CRN/HE 76-12
17) D. BLUM, Preprint, Orsay 11/09/1973
18) J.L. GUYONNET, rapport interne de la collaboration.
19) D. HUSS, rapport interne de la collaboration.
20) E. FISCHBACH et al. Physical Review Letters 37 (1976), 582

Je tiens à remercier ici S. Guyonnet et G. Roller qui ont assuré la dactylographie et la mise en page du texte.

Mes remerciements vont aussi à tous les physiciens du groupe : R. Arnold, R. Blaes, T. Bolognese, J.M. Brom, G. Bonneaud, K. Bouchakour, J.P. Engel, B. Escoubes, J.L. Guyonnet, D. Huss, M. Paty, P. Petitjean, J.L. Riester, M. Schaeffer, S. Unamuno, qui m'ont aidé de leurs conseils tout au long de ce travail.

Je remercie également l'équipe des techniciennes et techniciens pour leur gentillesse et leur bon accueil.

Enfin, je remercie M. Meyer, R. Strohl, et R. Peter qui ont exécuté dessins et photos, ainsi que R. Huck qui a assuré l'impression de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à tous les thésards, grâce à qui la pause de midi se passait bien agréablement.