

FR 8001282

CEA-N-2118

- Note CEA-N-2118 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Département de Physique des Particules Élémentaires

**ETUDE DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS DU FAISCEAU
A BANDE ETROITE DE 200 GeV DU CERN DANS LA CHAMBRE
A BULLES BEBC REMPLIE D'UN MELANGE LOURD NEON-HYDROGENE**

par

Yves SACQUIN

- Mars 1980 -

Note CEA-N-2118 - Yves SACQUIN

ETUDE DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS DU FAISCEAU A BANDE ETROITE DE 200 GeV DU CERN, DANS LA CHAMBRE A BULLES BEBC REMPLIE D'UN MELANGE LOURD NEON-HYDROGENE

Sommaire. - Cette thèse présente des résultats obtenus dans le cadre de la collaboration ABCLOS (Aix, Bonn, Cern, Londres, Oxford, Saclay) sur l'étude des interactions faibles de neutrinos dans la chambre à bulles BEBC. Cette expérience utilise le faisceau à bande étroite de 200 GeV du CERN et l'indicateur externe de muons (EMI) qui sont décrits dans la thèse. Les données se composent de 1806 événements ν et 520 $\bar{\nu}$. L'étude porte d'abord sur les sections efficaces CC et CN dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam. L'étude des fonctions de structure du nucléon montre des violations de l'invariance d'échelle qui permettent de présenter des tests quantitatifs de QCD. L'étude de la gerbe hadronique produite porte sur les dileptons, la fragmentation des quarks et l'apparition de particules à grands moments transverses, et la production de π^0 et de mésons vecteurs ρ^0 , ω^0 . Les taux de production sont donnés.

1980

232 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

Note CEA-N-2118 - Yves SACQUIN

STUDY OF INTERACTIONS OF THE 200 GeV-CERN NARROW BAND NEUTRINO BEAM IN BEBC FILLED WITH Ne-H₂ HEAVY LIQUID MIXTURE

Summary. - This thesis presents results obtained by the ABCLOS collaboration (Aachen, Bonn, Cern, London, Oxford, Saclay) in the study of neutrino induced weak interactions with BEBC. The experiment is made with the CERN 200 GeV neutrino narrow-band-beam, and uses the External Muon Identifier. Both are described in the thesis. The data obtained involve 1806 ν events and 520 $\bar{\nu}$ events. The CC and NC cross-sections are first calculated, the NC one being interpreted in the frame of Weinberg-Salam model. The study of nucleon structure functions shows scaling violations, allowing quantitative tests of QCD. The study of hadronic shower gives results on dileptons production, quark fragmentation with apparition of high transverse momentum particles, and π^0 and ρ^0 and ω^0 vector meson production.

1980

232 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

Note CEA-N-2118

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français : REACTIONS PAR NEUTRINOS - INTERACTIONS FAIBLES - INTERACTIONS PAR COURANTS CHARGES - SECTIONS EFFICACES - INVARIANCE D'ECHELLE - MODELE DU PARTON - PARTICULES CHARGEES - COURANTS NEUTRES - FAISCEAUX DE NEUTRINOS - CHAMBRES A BULLES CRYOGENIQUES - IDENTIFICATION DES PARTICULES - MUONS - NEUTRINOS - ANTINEUTRINOS - IMPULSION TRANSVERSE - INVARIANCE P - FONCTIONS DE STRUCTURE - QUARKS - ANTIQUARKS - CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE - MESONS PI - MULTIPLICITE - RESONANCES MESIQUES - FACTEURS DE FORME.

en anglais : NEUTRINO REACTIONS - WEAK INTERACTIONS - CHARGED-CURRENT INTERACTIONS - CROSS SECTIONS - SCALE INVARIANCE - PARTON MODEL - CHARM PARTICLES - NEUTRAL CURRENTS - NEUTRINO BEAMS - CRYOGENIC BUBBLE CHAMBERS - PARTICLE IDENTIFICATION - MUONS - NEUTRINOS - ANTINEUTRINOS - TRANSVERSE MOMENTUM - P INVARIANCE - STRUCTURE FUNCTIONS - QUARKS - ANTIQUARKS - QUANTUM CHROMODYNAMICS - PIONS - MULTIPLICITY - MESON RESONANCES - FORM FACTORS.

ORSAY
N° d'ordre : 2165

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

**ETUDE DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS DU FAISCEAU
A BANDE ETROITE DE 200 GeV DU CERN DANS LA CHAMBRE
A BULLES BEBC REMPLIE D'UN MELANGE LOURD NEON-HYDROGENE**

par

Yves SACQUIN

Soutenue le 8 juin 1979, devant la Commission d'Examen

MM. P. LEHMANN	Président
A. BERTHELOT	
Ch. PEYROU	Examineurs
F. HAYOT	
B. TALLINI	

- Note CEA-N-2118 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Département de Physique des Particules Élémentaires

ETUDE DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS DU FAISCEAU
A BANDE ETROITE DE 200 GeV DU CERN DANS LA CHAMBRE
A BULLES BEBC REMPLIE D'UN MELANGE LOURD NEON-HYDROGENE

par

Yves SACQUIN

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I - <u>LA PHYSIQUE DU NEUTRINO ET DES INTERACTIONS FAIBLES.</u>	1
- <u>INTRODUCTION</u>	1
I.1. Rapide historique	2
I.2. Le cadre actuel de la théorie des interactions faibles	4
I.3. La section efficace des interactions à courants chargés	
Fonctions de structure et invariance d'échelle	8
I.4. Le modèle des partons	13
I.5. Violation de l'invariance d'échelle	
Liberté asymptotique	15
I.6. Production de charme	19
I.7. Courants neutres	24
CHAPITRE II - <u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	27
- <u>INTRODUCTION</u>	27
II.1. Le faisceau dichromatique du CERN	28
II.2. La chambre à bulles BEBC	42
II.3. L'E.M.I.	45
CHAPITRE III - <u>ANALYSE DES PHOTOS</u>	63
III.1. Dépouillement et mesure	63
III.2. Reconstruction géométrique.	66
III.3. Traitement de L'EMI	73
III.4. Résultat des mesures	
Estimation de l'énergie hadronique	76

CHAPITRE IV - <u>DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES</u>	85
IV.1. Sections efficaces des courants chargés	85
IV.2. Sections efficaces des courants neutres	97
CHAPITRE V - <u>RESULTATS SUR LA STRUCTURE DU NUCLEON :</u>	
<u>LES FONCTIONS DE STRUCTURE ET LE MODELE DES PARTONS</u>	115
V.1. Calcul des fonctions de structure ; les violations de l'invariance d'échelle [50]	115
V.2. Tests du modèle des quarks-partons et de QCD	127
V.3. Etude des moments des fonctions de structures : Tests quantitatifs de QCD	138
CHAPITRE VI - <u>ETUDE DU SYSTEME HADRONIQUE PRODUIT DANS LES INTERACTIONS $\nu, \bar{\nu}$.</u>	155
- <u>INTRODUCTION</u>	155
VI.1. Les dileptons et la production de particules charmées [59]	155
VI.2. Etude de la gerbe hadronique : la fragmentation des quarks [63]	173
VI.3. Production de π^0 et de résonances	196
CONCLUSION	215
APPENDICE A : FACTEURS DE FORME ELASTIQUES	217
APPENDICE B : FORME DES MOMENTS DE F_3 AU-DELA DU PREMIER ORDRE EN QCD	218
APPENDICE C : PARAMETRES DU DEVELOPPEMENT DES MOMENTS DE NACHTMANN DE F_2	219
REFERENCES	221

Chapitre I

LA PHYSIQUE DU NEUTRINO ET DES INTERACTIONS FAIBLES.

INTRODUCTION.

L'objet de cette thèse est l'étude d'interactions de neutrinos. Ces particules neutres, de masse nulle et de spin $1/2$ sont l'objet de nombreuses études depuis quelques années. Ceci est dû principalement aux nouvelles possibilités techniques qui sont apparues avec les grands accélérateurs du CERN et du laboratoire Fermi, ainsi qu'aux propriétés très particulières de ces particules. En effet, étant de charge nulle, les neutrinos ne sont pas soumis aux forces électromagnétiques et il est apparu dès leur origine qu'ils ne subissaient que les forces dites "faibles". C'est donc un outil précieux de l'étude des interactions faibles, qui devient utilisable à une période où ces interactions connaissent un développement théorique spectaculaire grâce aux théories de jauge.

Par ailleurs le neutrino apparaît comme une sonde très fine pour "voir" la composition des nucléons, et tester ainsi la validité des modèles décrivant cette composition par une théorie des interactions fortes.

Dans la voie d'une théorie unifiée des interactions fortes, électromagnétiques et faibles, le neutrino apparaît donc comme un outil au champ d'action très étendu. L'étude que nous nous proposons de faire porte sur divers aspects de ces applications, sans toutefois être exhaustive. Après un rappel historique de la physique des interactions faibles, nous passerons en revue quelques propriétés de ces interactions, essentiellement dans le cadre des modèles théoriques les mieux vérifiés, en essayant de dégager les propriétés qui feront l'objet de l'analyse expérimentale.

I.1. RAPIDE HISTORIQUE.

La théorie des interactions faibles remonte à l'hypothèse du neutrino, émise par Pauli en 1930 pour expliquer certains problèmes tels la désintégration β des noyaux :

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

(A est le nombre de nucléons, Z le nombre de protons).

Fermi donna une formulation du phénomène en théorie des champs, avec une densité de lagrangien sous forme d'un produit de courants, pour la désintégration du neutron :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L} = J_h^+ \cdot J_1 + \text{h.c.} \quad (1.3)$$

Dans cette formulation les courants sont formés par les opérateurs de champs et les matrices de Dirac, et sont séparés en courant hadronique J_h et courant leptonique J_1 :

$$J_h = \bar{\psi}_p \Theta_h \psi_n \quad (1.4)$$

$$J_1 = \bar{\psi}_e \Theta_1 \psi_{\nu_e}$$

Cette formulation des interactions faibles se révéla très fructueuse dans de nombreux cas, le premier problème étant de déterminer quelles étaient les constantes de couplage à appliquer devant les différentes matrices de Dirac, qui déterminent les courants comme scalaires (S), vecteurs (V), pseudovecteurs (ou axiaux, A), tenseurs (T). Il a fallu 25 ans et la découverte de la violation de la parité pour établir la structure "V-moins-A" du courant faible leptonique, le neutrino ayant une polarisation (chiralité) "gauche". Le courant (1.4) s'écrit alors :

$$J_1 = \bar{\psi}_e \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_{\nu_e} \quad (1.5)$$

dans la métrique "de Feynman" ou encore "à la Bjorken and Drell" [1]

Suivant les auteurs il sera commode d'utiliser la métrique "de Pauli" ou encore "à la Källen" [2], où l'on a :

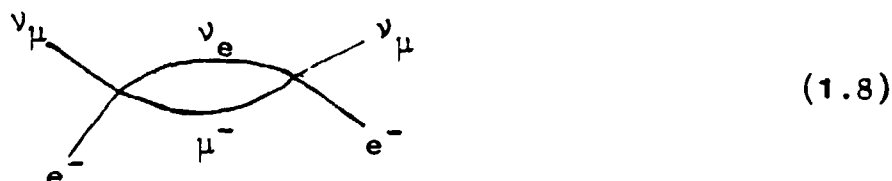
$$J_1 = \bar{\psi}_e \frac{1 + \gamma_5}{2} \bar{\psi}_{\nu_e} \quad (1.6)$$

La théorie des interactions faibles s'est complétée par l'établissement de l'universalité μ -e, une même constante de couplage G s'appliquant pour les interactions faibles faisant intervenir des muons ou des électrons.

A ce stade les interactions faibles sont assez bien décrites de manière phénoménologique et au premier ordre en G. Des divergences apparaissent toutefois dans les calculs de diagrammes d'ordre plus élevé. Par exemple dans le cas de la diffusion :

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- , \quad (1.7)$$

le diagramme



comporte une intégrale $\int^\infty k dk$ quadratiquement divergente, qui ne peut être éliminée par une renormalisation. Par ailleurs on montre que les prédictions de cette théorie violent l'unitarité de la matrice S, pour des énergies très élevées (vers une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} \simeq 650 \text{ GeV}$).

L'étape suivante du développement de la théorie des interactions faibles correspond aux progrès faits en théorie de jauge. Ces théories ont d'abord permis de formuler l'électromagnétisme, grâce à la renormalisabilité des théories abéliennes à masses nulles. Pour être appliquées aux interactions faibles, ces théories doivent utiliser une jauge non abélienne, pour faire apparaître des champs intermédiaires porteurs de charge, analogues au champ A_μ de l'électromagnétisme. On obtient alors une théorie de jauge qui unifie les interactions faibles et électromagnétiques. Le problème est ensuite de donner une masse aux

bosons intermédiaires des interactions faibles, sans perdre la renormalisabilité de la théorie. Ceci est possible grâce aux mécanismes de brisure spontanée de symétrie et au phénomène de Higgs.

Le modèle de théorie de jauge le mieux vérifié est actuellement celui utilisant la symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$, proposé indépendamment par Salam et Weinberg [3], la démonstration de la renormalisabilité étant due à t'Hooft et Veltman [4]. Ce modèle prédit l'existence de courants neutres, et c'est la découverte de ceux-ci en 1973 [5] qui lui donna son intérêt, confirmé par de nombreuses expériences.

Le modèle de Salam-Weinberg est à l'origine purement leptonique. La partie hadronique greffée sur ce modèle comportait des problèmes, dont celui de l'absence de courants neutres changeant l'étrangeté. L'introduction du modèle hadronique à quatre quarks (Glashow, Iliopoulos, Maiani, 1970 [6]) permit de résoudre ce problème. Ce modèle fut confirmé par l'observation expérimentale des particules charmées (1974, découverte du J/ψ , [7]).

I.2. LE CADRE ACTUEL DE LA THEORIE DES INTERACTIONS FAIBLES.

Nous décrirons les interactions faibles dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam étendu aux hadrons par le mécanisme de G.I.M..

Ce modèle introduit une structure des leptons en doublets "gauche" L et singlets droit "R" qui s'écrivent, dans la métrique de Pauli :

$$L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

$$R = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e \quad (1.10)$$

Les mêmes objets sont introduits pour les muons et leurs neutrinos ν_μ . Ils permettent d'écrire un lagrangien pour les leptons. Ce lagrangien doit être invariant sous $SU(2)$ pour conserver les charges des courants, et sous $U(1)$ pour conserver l'hypercharge. Ces invariances amènent à introduire un champ vectoriel $\vec{A}_\mu$ et un champ scalaire B_μ , ce qui donne le lagrangien :

$$\mathcal{L} = -\bar{R}\gamma_\mu (\partial_\mu + ig'B_\mu)R - \bar{L}\gamma_\mu (\partial_\mu - ig\frac{\vec{z}}{2} \cdot \vec{A}_\mu + ig'/2 B_\mu)L \quad (1.11)$$

Le développement de ce lagrangien comporte une partie de couplage des leptons aux champs de jauge qui s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{int} = & \frac{i}{4} \sqrt{g^2 + g'^2} \bar{\nu}\gamma_\mu (1 + \gamma_5)\nu Z_\mu \\ & + \frac{i}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}\gamma_\mu \left[\frac{1 - \gamma_5}{2} g'^2 + \frac{1 + \gamma_5}{4} (g'^2 - g^2) \right] e Z_\mu \quad \left. \vphantom{\frac{i}{4} \sqrt{g^2 + g'^2}} \right\} \begin{array}{l} \text{courant} \\ \text{neutre} \\ \text{faible} \end{array} \\ & + i \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}\gamma_\mu e A_\mu \quad \left. \vphantom{\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}} \right\} \begin{array}{l} \text{courant} \\ \text{électro-} \\ \text{magnétique} \end{array} \\ & + i \frac{g}{4} \bar{\nu}\gamma_\mu (1 + \gamma_5)e W_\mu^- \\ & + i \frac{g}{4} \bar{e}\gamma_\mu (1 + \gamma_5)\nu W_\mu^+ \quad \left. \vphantom{\frac{g}{4}} \right\} \begin{array}{l} \text{courant} \\ \text{chargé} \\ \text{faible} \end{array} \end{aligned} \quad (1.12)$$

où l'on a utilisé la notation :

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (-g' B_\mu + g A_\mu^3) \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (-g' A_\mu^0 + g B_\mu) \\ (-) W^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 (-) + i A_\mu^2) \end{aligned} \quad (1.13)$$

On identifie le champ A_μ au champ électromagnétique par son couplage au courant électromagnétique $\bar{e}\gamma_\mu e$ et on lui conserve une masse nulle. Les deux constantes de couplages g et g' introduites comme paramètres du modèle sont alors reliées par l'identification de la charge électrique dans (1.12) :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.14)$$

Le modèle ne contient donc plus qu'un paramètre. On utilise pour cela l'angle θ_w tel que $g'/g = \tan \theta_w$.

Les masses des trois champs $W^\pm$ et Z sont obtenues par le mécanisme de Higgs :

$$\begin{aligned} M_{W^+} &= M_{W^-} = \frac{e}{2\sin\theta_w} \cdot \frac{1}{\sqrt{G}\sqrt{2}} \\ M_Z &= \frac{M_W}{\cos\theta_w} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Ces valeurs sont obtenues en identifiant le lagrangien effectif phénoménologique de la théorie V-A avec le lagrangien obtenu, ce qui permet de trouver la relation :

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_W^2} \quad (1.16)$$

où G est la constante de fermi, $G = 1.01 \cdot 10^{-5} M_p^{-2}$.

Ce modèle s'étend aux hadrons par l'emploi de deux doublets de quarks $\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}$, faisant intervenir l'angle de Cabbibo θ_c ($\sin^2 \theta_c \simeq 0.06$)

$$\begin{aligned} d_c &= d \cos\theta_c + s \sin\theta_c \\ s_c &= s \cos\theta_c - d \sin\theta_c \end{aligned} \quad (1.17)$$

Dans le lagrangien d'interaction (1.12), les courants chargés désignent les courants changeant la charge, donc la saveur du quark. Ces courants chargés peuvent être exprimés sous la forme phénoménologique (1.3), grâce à l'approximation que les transferts d'énergie sont faibles devant la masse du boson intermédiaire, et en utilisant la relation (1.16). L'approximation est justifiée par le fait que les masses prédites pour ces bosons sont assez grandes dans le modèle de Weinberg-Salam :

$$\left. \begin{aligned} M_W &= \frac{37.6}{\sin \theta_w} \simeq 78 \text{ GeV}/c^2 \\ M_{Z^0} &= \frac{76}{\sin^2 \theta_w} \simeq 90 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} \right\} \text{ pour } \sin^2 \theta_w = 0,22 \quad [8] \quad (1.18)$$

Notons que ces bosons n'ont pas encore été découverts et la détermination de leurs masses constitue un test important du modèle. Nous négligeons la contribution du propagateur $M_W^2/(Q^2 + M_W^2)$ qui, dans notre gamme d'énergie, produirait une variation de l'ordre de 1% dans la section efficace. Le lagrangien effectif pour les courants chargés dans les interactions neutrino-nucléon sera :

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{cc}} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu^+ \cdot J^\mu \quad (1.19)$$

avec :

$$J_\mu = J_\mu^1 + J_\mu^h \quad (1.20)$$

$$J_\mu^1 = \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e + \dots \quad (1.21)$$

$$J_\mu^h = \bar{u} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d_c + \bar{c} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) s_c + \dots \quad (1.22)$$

Nous voyons également apparaître dans le lagrangien général (1.12) des courants neutres. L'extension aux hadrons de ces courants neutres se fait comme pour les courants chargés, les différents courants étant :

$$\begin{aligned} J_\mu^1(\text{CN}) &= \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_\mu + \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_e + \dots \\ &+ \bar{\mu} \gamma_\mu (2x - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \gamma_5) \mu + \bar{e} \gamma_\mu (2x - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \gamma_5) e + \dots \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} J_\mu^h(\text{CN}) &= \bar{u} \gamma_\mu (\frac{1}{2} - \frac{4}{3} x + \frac{1}{2} \gamma_5) u + \bar{d} \gamma_\mu (-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} x - \frac{1}{2} \gamma_5) d \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (1.24)$$

où $x = \sin^2 \theta_w$. Nous avons négligé en première approximation les termes attachés aux quarks s et c (analogues aux termes en d et u), et aucuns termes changeant l'étrangeté ou le charme n'apparaissent dans le courant

(1.24). Les pointillés dans les formules (1.21) à (1.24) sont là pour les nouveaux leptons (τ , ν_τ) et quarks (b, t, ...).

Le modèle présenté permet de calculer une grande variété de quantités en termes de $\sin^2 \theta_W$. Les tests spécifiques du modèle de Salam-Weinberg n'apparaissent que dans les courants neutres, car les courants chargés retrouvent leur forme phénoménologique V-A, à condition de négliger les termes en Q^2 devant M_W^2 .

Une étude plus générale des courants neutres consiste à écrire l'interaction sous une forme beaucoup plus générale et à calculer les différentes constantes de couplage, de manière à déterminer la structure en courants vectoriels et axiaux. Nous ne nous y attacherons pas dans cette étude.

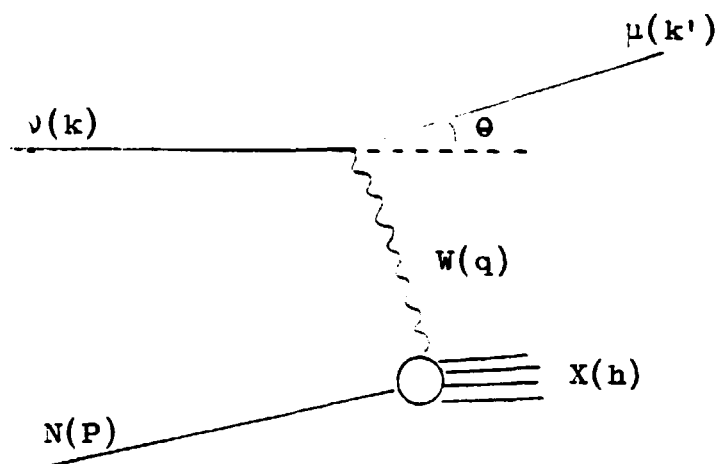
I.3. LA SECTION EFFICACE DES INTERACTIONS A COURANTS CHARGES. FONCTIONS DE STRUCTURE ET INVARIANCE D'ECHELLE.

Nous nous intéressons ici aux réactions inclusives semi-leptoniques :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\longrightarrow \mu^- + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\longrightarrow \mu^+ + X \end{aligned} \tag{1.25}$$

Les variables cinématiques dont nous disposons sont les quadri-impulsions des particules :

neutrino	$k = (E, \vec{k})$	$k^2 = 0$
muon	$k' = (E', \vec{k}')$	$k'^2 = m_\mu^2$
boson virtuel	$q = k - k'$	
nucléon	$P = (M, \vec{0})$	
système hadronique h	$= P + q$	



- Les invariants relativistes utilisés sont :

$$Q^2 = -q^2 \quad , \quad Q^2 = 4EE' \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \text{ dans le laboratoire}$$

$$P \cdot q = M(E - E') = M\nu \quad , \quad \text{où } \nu = E - E'$$

$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$, carré de la masse hadronique, et les variables sans dimensions, dites "variables de scaling", suivantes :

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{k \cdot P} = \frac{\nu}{E}$$

- La section efficace des réactions (1.25) s'écrit à partir du lagrangien (1.19), en utilisant une forme générale pour le courant hadronique. L'amplitude de transition comporte un terme leptonique explicite et un terme hadronique $\langle X | J^\mu | N \rangle$. La section efficace elle-même s'écrit alors :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dQ^2 d\nu} \propto \frac{G^2}{4\pi} l_{\mu\nu}^{+(-)} \cdot W_{\mu\nu}^{+(-)} \quad (1.26)$$

$l_{\mu\nu}$ est le tenseur obtenu en élevant au carré le module de la partie leptonique. La moyenne sur les spins et le calcul des traces des matrices donnent :

$$l_{\mu\nu}^{+(-)} = k_\mu' k_\nu + k_\nu' k_\mu - (k \cdot k') g_{\mu\nu} \pm i \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} k_\alpha k_\beta' \quad (1.27)$$

$W_{\mu\nu}$ est le tenseur de la partie hadronique, qui contient toute la dynamique du processus inélastique. On peut le décomposer sur une base des tenseurs covariants de Lorentz, avec des coefficients W_i :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{+(-)} = & \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) + \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - q_\mu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \left(p_\nu - q_\nu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) W_2^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) \\ & - i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{p^\alpha q^\beta}{2M^2} W_3^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) \\ & + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} W_4^{\nu(\bar{\nu})} + \frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{M^2} W_5^{\nu(\bar{\nu})} + i \left(\frac{p_\mu q_\nu - p_\nu q_\mu}{M^2} \right) W_6^{\nu(\bar{\nu})} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Les deux premiers termes sont analogues à ceux obtenus dans l'électroproduction, la troisième contient l'interférence vectoriel-axial qui viole la parité. L'invariance par renversement du temps amène à mettre W_6 nul, et nous pouvons calculer explicitement (1.26). Dans ce calcul les termes de l'ordre de la masse du muon sont négligés devant les autres termes, ce qui nous amène au résultat classique ne comportant que trois fonctions de structures W_1, W_2, W_3 :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dQ^2 d\nu} = & \frac{G^2}{2\pi} \frac{E'}{E} \left[2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_1^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_2^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) \right. \\ & \left. + \left(\frac{-}{+} \right) \frac{E + E'}{M} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_3^{\nu(\bar{\nu})}(\nu, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (1.29)$$

Cette expression s'écrit, en fonction des variables x et y :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = & \frac{G^2}{2\pi} ME \left[xy^2 MW_1^{\nu(\bar{\nu})}(x, y) + (1 - y - xy \frac{M}{2E})_\nu W_2^{\nu(\bar{\nu})}(x, y) \right. \\ & \left. + \left(\frac{-}{+} \right) xy(1 - y/2)_\nu W_3^{\nu(\bar{\nu})}(x, y) \right] \end{aligned} \quad (1.30)$$

Les fonctions de structure sont caractéristiques du type de neutrino et du type de cible. Nous les écrivons pour une cible isoscalaire avec la convention $W_i^{\nu(\bar{\nu})} = \frac{1}{2}(W_{i,p}^{\nu(\bar{\nu})} + W_{i,n}^{\nu(\bar{\nu})})$.

En 1969, Bjorken [9] émit l'idée de l'invariance d'échelle pour les fonctions de structure : à la limite de la région profondément inélastique, où les masses deviennent négligeables devant les autres quantités cinématiques

$$\begin{aligned} Q^2 &\gg M^2 \\ M.v &\gg M^2, \end{aligned}$$

le rapport $x = \frac{Q^2}{2Mv}$ gardant une valeur finie

$$0 \leq x \leq 1,$$

les fonctions W_i , multipliées par une quantité qui les rend sans dimension, ne dépendent plus que de la variable sans dimension x

$$\begin{aligned} MW_1(v, Q^2) &\longrightarrow F_1(x) \\ vW_2(v, Q^2) &\longrightarrow F_2(x) \\ vW_3(v, Q^2) &\longrightarrow F_3(x) \end{aligned} \quad (1.31)$$

Cela amène à la section efficace :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2}{\pi} ME \left[\frac{y^2}{2} \cdot 2xF_1^{\nu(\bar{\nu})}(x) + (1 - y - y \frac{Mx}{2E}) F_2^{\nu(\bar{\nu})}(x) \right. \\ \left. + y(1 - y/2) \cdot xF_3^{\nu(\bar{\nu})}(x) \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

L'hypothèse de symétrie de charge : $F^{\nu p} = F^{\bar{\nu} n}$, $F^{\nu n} = F^{\bar{\nu} p}$ nous permet d'écrire, pour les fonctions sur cible isoscalaire $F_1^{\nu} = F_1^{\bar{\nu}} = F_1$. Cette approximation est conservée le long de ces calculs, et est valable tant que l'on néglige les transitions $\Delta S = 1$.

Quelques conséquences de l'invariance d'échelle sont :

- la section efficace totale croît linéairement avec l'énergie :
la formule (1.32) donne immédiatement :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{total}}^{\nu(\bar{\nu})} &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{d^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} \\
 &= \frac{G^2}{\pi} M \left[\frac{1}{6} \int_0^1 2xF_1(x) dx + \frac{1}{2} \int_0^1 \left(1 - \frac{Mx}{2E} \right) F_2(x) dx \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(-)}{+} \frac{1}{3} \int_0^1 xF_3(x) dx \right] . E
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

= $\alpha \cdot E$, où α ne dépend plus de l'énergie.

- Le rapport des sections efficaces neutrinos et antineutrinos est indépendant de E . On peut écrire la section efficace totale sous la forme :

$$\sigma^{\nu(\bar{\nu})} = \frac{G^2 M E}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{6} A + \frac{(-)}{+} \frac{1}{3} B \right] \int_0^1 F_2(x) dx , \tag{1.34}$$

en négligeant le terme $Mx/2E$ devant 1 et en posant :

$$A = \frac{\int_0^1 2xF_1(x) dx}{\int_0^1 F_2(x) dx} \quad B = \frac{\int_0^1 xF_3(x) dx}{\int_0^1 F_2(x) dx} , \tag{1.35}$$

ce qui permet d'écrire :

$$r = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = \frac{2 + A - 2B}{2 + A + 2B} \tag{1.36}$$

et r est bien indépendant de l'énergie.

- La valeur moyenne de Q^2 croît linéairement avec l'énergie. En effet on a :

$$Q^2 = 2Mxy E$$

et

$$\langle Q^2 \rangle = E \iint dx dy \, 2Mxy \cdot \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dx dy} \quad (1.37)$$

L'intégrale ne dépend pas de l'énergie, et $\frac{\langle Q^2 \rangle}{E}$ doit donc être indépendant de E.

L'hypothèse de l'invariance d'échelle n'a été à l'origine qu'une extrapolation théorique, et ses prédictions ne devaient être observées qu'à très haute énergie. Il a été néanmoins surprenant d'en observer la vérification dès 1972 dans des expériences de diffusion électrons-nucléons [10], puis en 1973 pour la diffusion neutrino-nucléon [11]. Ces expériences, à une énergie de 1 à 10 GeV donnaient une très bonne vérification de l'hypothèse d'invariance d'échelle dès $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Les quelques déviations observées pouvaient être absorbées par le choix d'une nouvelle variable à la place de x [12]

$$x' = \frac{x}{1 + \frac{M^2 x}{Q^2}}$$

Avec un tel facteur correctif à x, tendant vers 1 pour $Q^2 \rightarrow \infty$, la limite de Bjorken reste toujours valable. Pourtant des déviations plus notables apparaissent dans les expériences à plus haute énergie [13], que l'on ne peut expliquer que par une étude plus approfondie.

I.4. LE MODELE DES PARTONS.

Lorsque l'on écrit le courant faible hadronique (1.22) ou (1.24) l'hypothèse faite sur l'interaction du neutrino relève d'un cadre plus restreint sur la composition du nucléon. Dans cette théorie le nucléon est composé de "grains" durs, les partons, sur lesquels peuvent interagir ponctuellement les neutrinos. Chacun de ces partons emporte une fraction ξ de l'impulsion totale du nucléon, et les calculs cinématiques montrent que $x = \xi$ du parton frappé. La distribution de la variable x représentera donc la distribution de la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par un parton. Les expériences de Gargamelle ont montré [14], après les expériences d'électroproduction, que le nombre de partons doit être très grand et que ceux-ci n'emportent environ que la moitié

de l'impulsion du nucléon. La fraction restante est alors attribuée à des objets neutres dans le nucléon, les gluons. Les partons sont généralement assimilés aux quarks qui donnent leurs nombres quantiques aux hadrons. Ces quarks ont un spin $1/2$, en accord avec les expériences d'électroproduction qui donnent un rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ proche de 0, résultat prévu pour les partons de spin $1/2$. Ce résultat se traduit par la relation de Callan-Gross [15] :

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (1.38)$$

Les fonctions de structure et les sections efficaces peuvent s'exprimer à l'aide des densités en x des partons et des antipartons dans le nucléon, q et $\bar{q}$. On obtient :

$$\begin{aligned} F_2(x) &= x [q(x) + \bar{q}(x)] \\ xF_3(x) &= x [q(x) - \bar{q}(x)] \end{aligned} \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} &= \frac{G^2_{ME}}{\pi} [x q(x) + x \bar{q}(x) (1-y)^2] \\ \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} &= \frac{G^2_{ME}}{\pi} [x \bar{q}(x) + x q(x) (1-y)^2] \end{aligned} \quad (1.40)$$

Ces résultats peuvent être testés simplement. Le paramètre B dans (1.35) devient :

$$B = \frac{Q - \bar{Q}}{Q + \bar{Q}} \quad (1.41)$$

où $Q = \int xq(x)dx$, $\bar{Q} = \int x\bar{q}(x)dx$ représentent les fractions totales d'impulsion emportées par les partons et les antipartons. La détermination de B donnera donc la composition en partons et antipartons du nucléon.

Par ailleurs nous pouvons tester des propriétés telles que les distributions en y , spécialement vers l'avant (relation de symétrie de charge) :

$$\left(\frac{d\sigma^\nu}{dy} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \right) \xrightarrow{y \rightarrow 0} 0 \quad (1.42)$$

Cette relation est indépendante des valeurs de A et de B et permet de calculer $\int F_2(x)dx$ indépendamment de ces paramètres. Cette dernière intégrale représente la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par tous les partons :

$$\int_0^1 x[q(x) + \bar{q}(x)] dx = \int F_2(x) dx = \lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\pi}{2G^2 ME} \left(\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \right) \quad (1.43)$$

L'intégrale de F_3 permet de tester la règle de somme de Gross Llewellyn-Smith [16]

$$\int_0^1 xF_3(x) \cdot \frac{dx}{x} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta_c) \simeq 3 \quad (1.44)$$

Cette règle permet de mesurer le nombre de quarks de valence dans le nucléon.

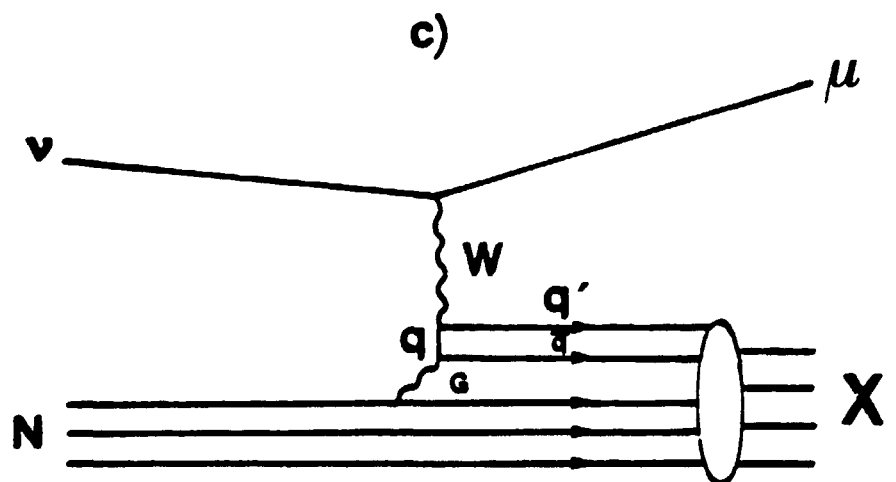
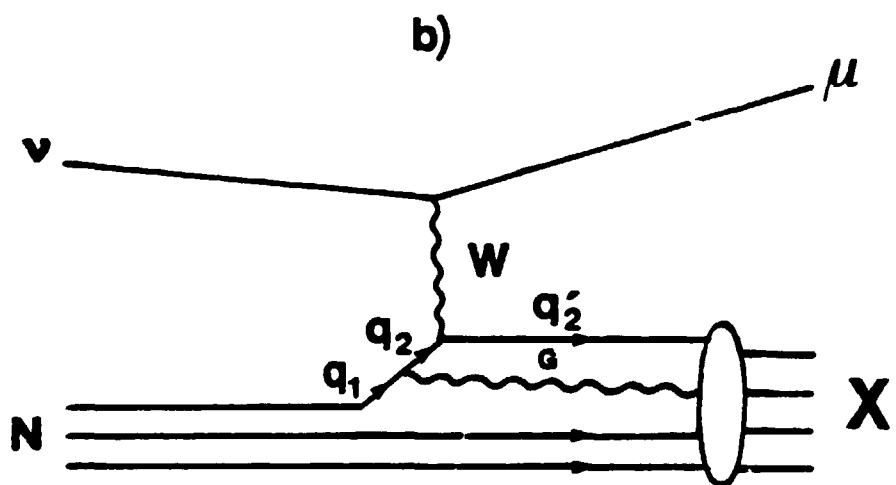
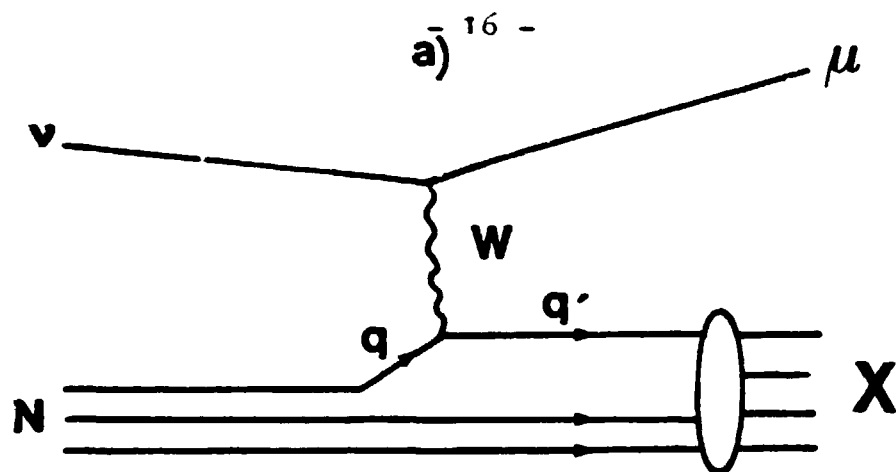
I.5. VIOLATION DE L'INVARIANCE D'ECHELLE. LIBERTE ASYMPTOTIQUE.

Les premières expériences neutrino, à moyenne énergie (1 - 10 GeV) vérifiaient assez bien l'hypothèse de l'invariance d'échelle. Cependant dès 1975 des violations de cette invariance ont été trouvées [13], à des énergies plus élevées et en électro-ou muon-production. Ces violations se manifestent par une variation avec Q^2 des fonctions de structure. Il était dès lors intéressant d'une part de retrouver ces violations en neutrino-production, d'autre part de tester les différents modèles pouvant les expliquer.

Afin de mieux comparer divers résultats entre eux, un ajustement sur les variations découvertes en électro et muon-production a été fait [17], qui donne la relation empirique

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x, Q_0^2) (Q^2/Q_0^2)^{0,25-x} \quad (1.45)$$

Cette relation peut être comparée à nos données qui n'ont pas été utilisées pour cet ajustement. Cela permet de tester l'universalité des déviations de l'invariance d'échelle.



Graphes contribuant aux violations de Scaling en QCD :

- a) premier ordre
- b) corrections radiatives
- c) bremsstrahlung de gluon.

Du point de vue théorique ces déviations reçoivent une interprétation dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie est une théorie de jauge non abélienne, de groupe SU(3) de couleur, des champs de quarks et de gluons, et qui possède la liberté asymptotique [18, 19]. Cette liberté asymptotique se traduit par une constante de couplage effective g entre les différents champs qui varie avec Q^2 :

$$\frac{g^2}{4\pi} = \alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2m) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.46)$$

m est le nombre de saveurs de quarks et Λ un paramètre d'échelle de la théorie. La liberté asymptotique vient du comportement à grand Q^2 :

$$\alpha_S \xrightarrow[Q^2 \rightarrow \infty]{} 0$$

Cette théorie représente une tentative de formulation des interactions fortes, et permet sinon de calculer les différentes densités des quarks dans le noyau, du moins leurs éventuelles variations avec Q^2 . Au diagramme le plus simple (Fig. I.1.a) s'ajoutent les diagrammes de corrections radiatives (Fig. I.1.b) et de "bremsstrahlung" de gluons (Fig. I.1.c). Ainsi à partir d'une distribution de quarks $q(x, Q_0^2)$, cette théorie permet de décrire des variations en Q^2 , en utilisant pour paramètre Λ^2 de (1.46) et une distribution de gluons $G(x, Q_0^2)$ nécessaire pour les contributions des diagrammes de type (Fig. I.1. c)

Afin de comparer les prédictions aux résultats, on utilise les moments des fonctions de structure :

$$M_i(N, Q^2) = \int_0^1 x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx \quad (1.47)$$

$$F_1 = F_2 \quad \text{ou} \quad xF_3$$

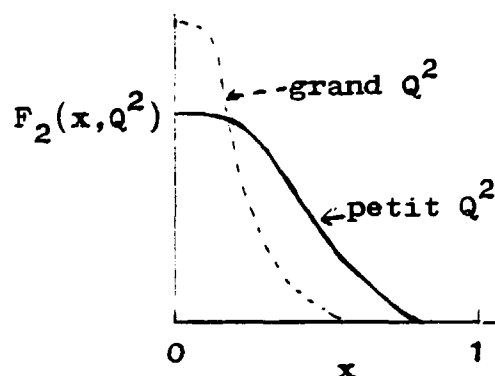
On utilise aussi une forme plus élaborée qui fait intervenir des corrections de masse, les moments de Nachtmann. Ces moments se développent d'une manière générale en somme de trois termes [20] correspondant aux contributions des quarks de valence, de la mer et des gluons :

$$M(N, Q^2) = \sum_{i=1}^3 C_N^i(Q^2) \quad (1.48)$$

avec :

$$C_N^i(Q^2) = \frac{a_N^i}{[\ln(Q^2/\Lambda^2)]^{A_N^i}} \quad (1.49)$$

Dans le cas de F_3 , le moment de Nachtmann se décompose en un seul terme dans (1.48). Les paramètres a_N^i sont des constantes, A_N^i a un comportement en $\ln(N)$. Cela entraîne que les $M(N, Q^2)$ décroissent avec Q^2 et avec N . Ce résultat s'interprète en remarquant que dans les graphes (I.1 b et c) la valeur de x du quark entrant en réaction avec le boson virtuel est inférieure à celle du quark (ou du gluon) originel du nucléon. Cette importance croissante des quarks à petites valeurs de x se traduit par une décroissance des moments avec Q^2 dans (1.47). On obtient la variation de F_2 suivante ("shrinking" de F_2) :



A la limite $Q^2 \rightarrow \infty$, on obtient les limites suivantes pour les quantités d'impulsion emportées par tous les quarks ou uniquement ceux de valence :

$$\int_0^1 F_2(x, Q^2) dx \xrightarrow[Q^2 \rightarrow \infty]{} \frac{3m}{3m + 16} \quad (1.50)$$

$$\int_0^1 xF_3(x, Q^2) dx \xrightarrow[Q^2 \rightarrow \infty]{} 0$$

où m est le nombre de saveurs de quarks.

Expérimentalement nous pourrions comparer quantitativement les moments trouvés aux valeurs prédites par la théorie. Cette comparaison permet de tester la théorie QCD et de déterminer Λ . Il ne s'agira pas d'une preuve de QCD dans la mesure où cela nécessite de couvrir toutes les valeurs possibles en Q^2 et E . De plus d'autres modèles, différents de QCD aux grands Q^2 , peuvent prédire, dans la gamme restreinte en Q^2 couverte par notre expérience, des comportements de même type.

I.6. PRODUCTION DE CHARME.

Le modèle original de Salam-Weinberg $SU(2) \otimes U(1)$ ne fait pas d'hypothèses sur la partie hadronique des interactions faibles. Si l'on prenait le modèle à trois quarks, la théorie prédisait alors l'existence de courants neutres changeant l'étrangeté, suivant le diagramme de la figure I.2.a par exemple, en contradiction avec l'observation expérimentale des très faibles taux de branchements :

$$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad BR = 9,1 \cdot 10^{-9} \quad (1.51)$$

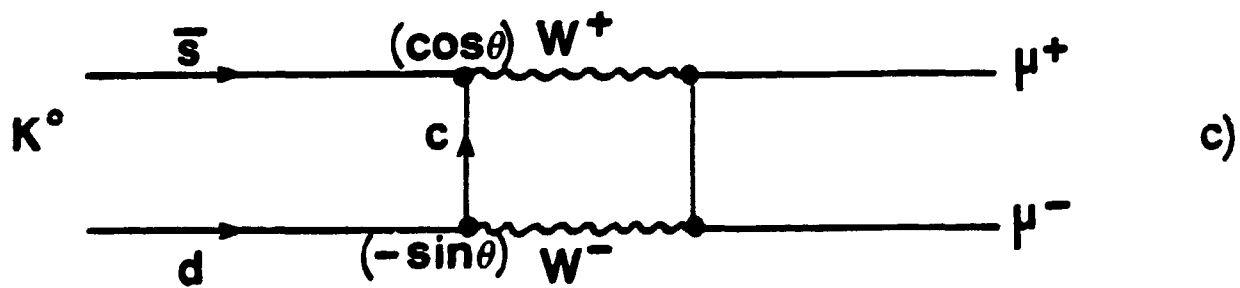
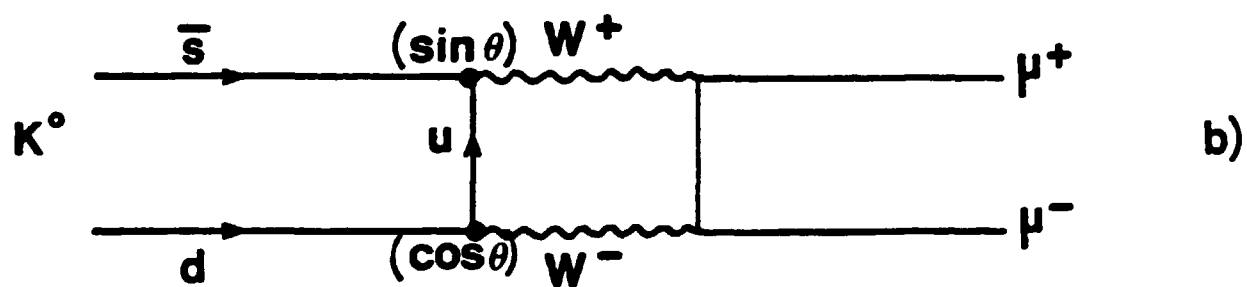
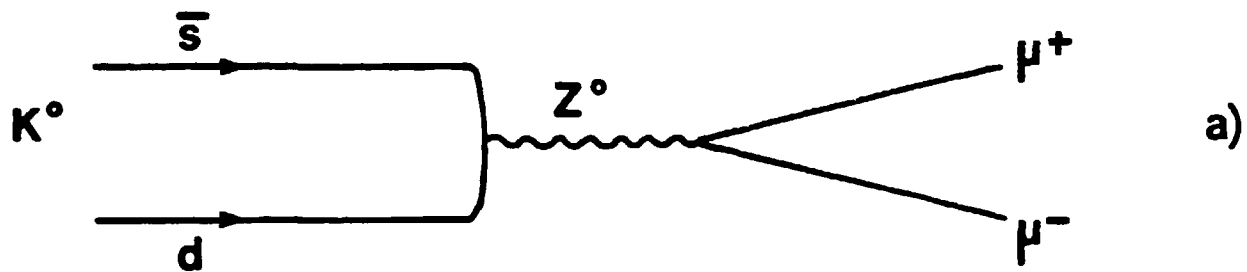
$$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^- \quad BR = 2,6 \cdot 10^{-7} \quad (1.52)$$

Ce problème fut résolu par l'introduction d'un quatrième quark, le quark charmé, dans le modèle dit de GIM [6]. On retrouve alors une symétrie quarks-leptons qui amène à regrouper les quarks en deux doublets "gauches"

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}_L$$

avec la relation (1.17), et des singlets "droits" u_R, d_R, c_R, s_R .

Les nombres quantiques des quarks sont regroupés dans la table I.1



Graphes possibles pour $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$:
 a) par courant neutre changeant l'étrangeté
 b,c) dans le modèle GIM.

Fig. (I.2)

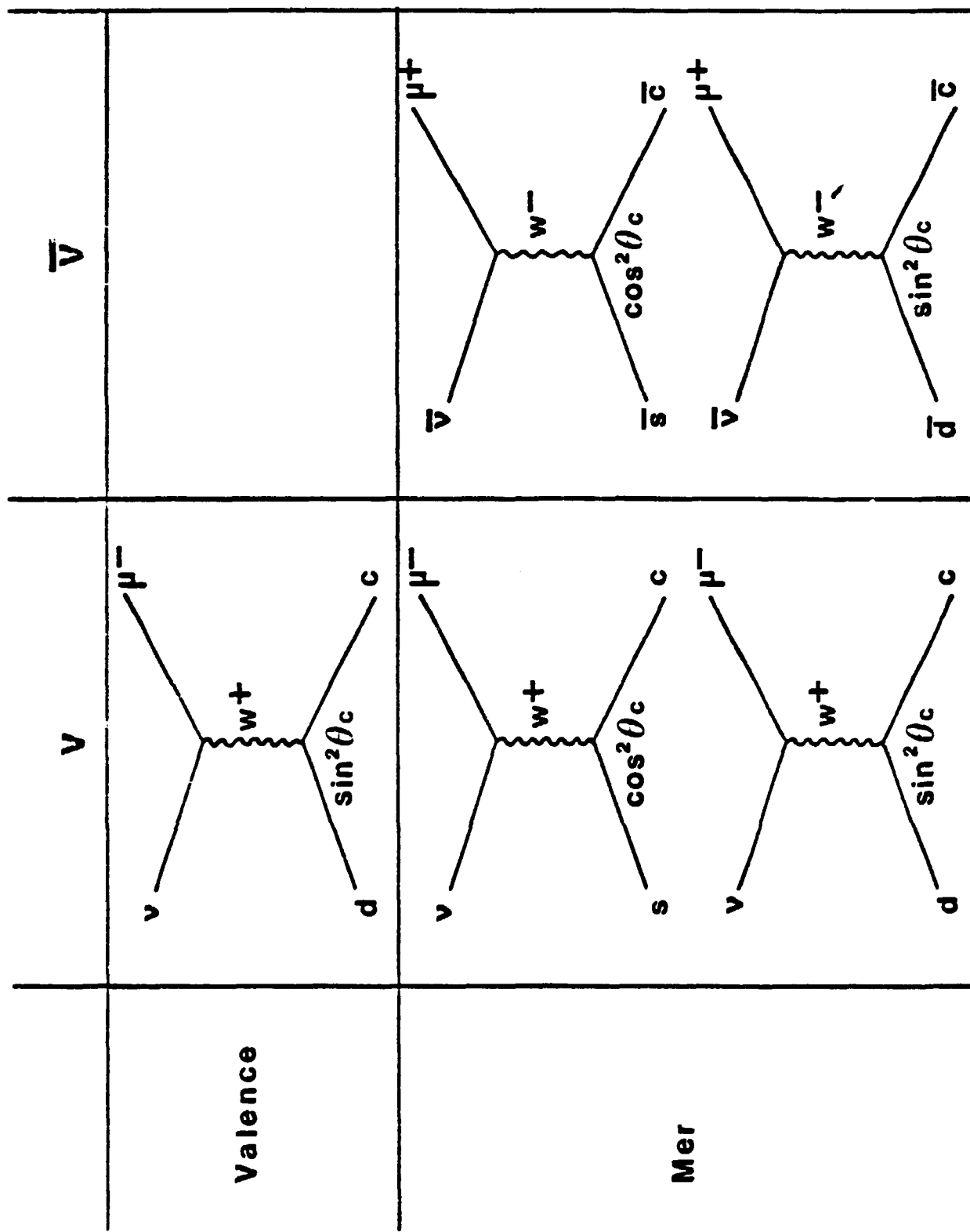
	I	I_3	Q	S	C
u	1/2	+1/2	+2/3	0	0
d	1/2	-1/2	-1/3	0	0
s	0	0	-1/3	-1	0
c	0	0	+2/3	0	1

Table I.1

Dans ce cadre, les termes contribuant au diagramme (I.2a) disparaissent dans le courant neutre hadronique (1.24) et la désintégration (1.51) par les courants chargés se fait par les diagrammes des figures I .2b et c). Ces deux diagrammes se soustraient, ce que l'on voit dans le développement du courant chargé hadronique (1.22). La symétrie des quarks n'étant pas parfaite, la contribution totale est de l'ordre de la différence des carrés des masses des quarks u et c. Le résultat expérimental (1.51) est en bon accord avec ce modèle et permet d'estimer la faible différence entre les masses des quarks u et c.

La production de particules charmées dans les interactions neutrinos est possible dans les événements courants chargés selon les diagrammes de la figure I.3. La production de particules charmées pourra se faire, en neutrino, sur les quarks de valence et sur ceux de la mer. En raison du facteur suppressif $\sin^2 \theta_c \simeq 0,06$ qui s'applique aux interactions sur les quarks d de valence, les deux contributions, mer et valence, seront du même ordre pour la production du quark c. En antineutrino seuls les quarks de la mer interviendront. Au total le taux de production est de l'ordre de 5 à 10% et représente un signal difficile à détecter.

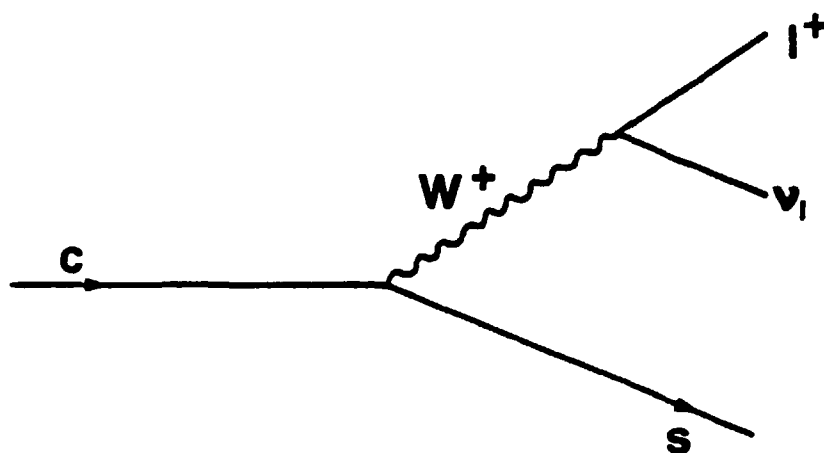
La recherche des particules charmées nécessite donc une signature très claire, qui est obtenue dans les désintégrations semi-leptoniques des particules charmées, représentées dans les diagrammes I.4a et b). Le taux de branchement semi-leptonique du charme est estimé de l'ordre de 20%. Ces désintégrations sont caractérisées par la présence d'un lep-



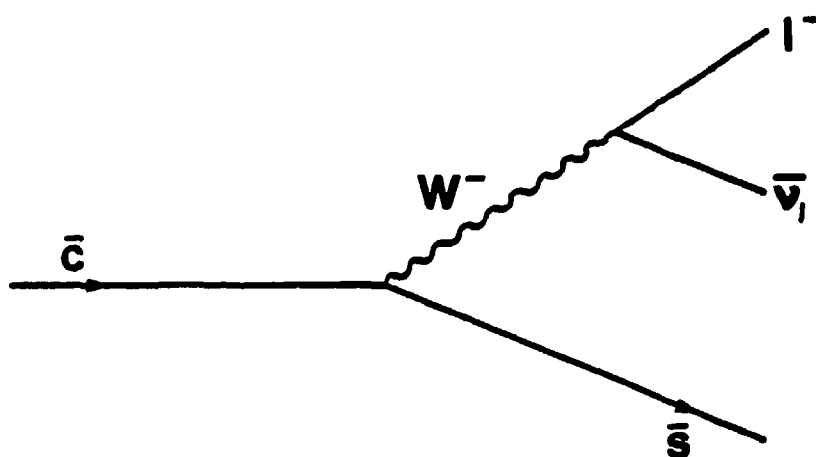
Production de charme en ν ($\bar{\nu}$)

Fig. (I.3)

a)



b)



Désintégrations semileptoniques de $c(\bar{c})$

ton chargé et d'une particule étrange, ce qui donne une signature claire en chambre à bulles. Nous y observerons des événements avec un deuxième lepton, e ou μ , dans l'état final des courants chargés. Ces dileptons s'accompagneront en outre d'une ou plusieurs particules étranges, qui sont détectées dans la chambre à bulles quand elles sont neutres. Cette production de particules étranges pourra également être enregistrée de manière inclusive.

La recherche des particules charmées se concentrera principalement autour des événements dileptons, et donc en courant chargé. La production de charme en courant neutre ne peut se faire que par excitation d'une paire $c\bar{c}$ de la mer, ce qui rend cette production négligeable. De plus les signatures leptoniques peuvent alors être confondues avec des neutrinos du fond ν_e ou $\bar{\nu}$ (en ν) et ν (en $\bar{\nu}$) qui sont plus importants que l'éventuel signal. Cette étude ne sera pas entreprise dans ce travail.

I.7. COURANTS NEUTRES.

La section efficace courant neutre se calcule comme pour les courants chargés, les fonctions de structure étant cette fois spécifiques des courants neutres, F_{1NC} , F_{2NC} , F_{3NC} . Leur expression dans le modèle à quatre quarks prend la forme :

$$\begin{aligned}
 F_{\nu P}(x)_{NC} &= x \left[\left(\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \right)^2 + \frac{1}{4} \right) (u(x) + c(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)) \right. \\
 &\quad \left. + \left(\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right)^2 + \frac{1}{4} \right) (d(x) + s(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)) \right] \\
 xF_{\nu P}(x)_{NC} &= x \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \right) (u(x) - \bar{u}(x) + c(x) - \bar{c}(x)) \right. \\
 &\quad \left. + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) (d(x) - \bar{d}(x) + s(x) - \bar{s}(x)) \right]
 \end{aligned} \tag{1.53}$$

$F_{2NC}^{\nu n}(x)$ et $F_{3NC}^{\nu n}(x)$ se déduisent de (1.53) par échange des densités u et d .

Ces formules permettent de mesurer directement la valeur de $\sin^2 \theta_w$ en déterminant la section efficace courant neutre. La méthode la plus simple consiste à utiliser les sections efficaces totales sur cible isos-

calaire obtenues lorsque l'on néglige les contributions de la mer :

$$\sigma_{NC}^{\nu(\bar{\nu})} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \left[\int_0^1 x(u(x) - d(x)) dx \right] \cdot \left(\frac{2}{3}(1-2 \sin^2 \theta_w + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_w) - \frac{1}{3}(1-2 \sin^2 \theta_w) \right) \quad (1.54)$$

$$\sigma_{cc}^{\nu(\bar{\nu})} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \left[\int_0^1 x(u(x) + d(x)) dx \right] \cdot \left(\frac{4}{3} - \frac{2}{3} \right) \quad (1.55)$$

Ces formules donnent immédiatement :

$$\frac{[\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}}]_{NC}}{[\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}}]_{cc}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w \quad (1.56)$$

Les rapports entre les sections efficaces courant neutre et courant chargé s'écrivent :

$$R = \frac{\sigma_{NC}^{\nu}}{\sigma_{cc}^{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_w \quad (1.57)$$

$$\bar{R} = \frac{\sigma_{NC}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{cc}^{\bar{\nu}}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_w \quad (1.58)$$

La mesure directe de ces rapports donne aussi une estimation de $\sin^2 \theta_w$, et on peut aussi déduire de (1.57) et (1.58) une relation indépendante de $\sin^2 \theta_w$:

$$(1-3R+\bar{R})^2 = \frac{27}{10} (R-\bar{R}) \quad (1.59)$$

Cette formule permet de tester le modèle de Weinberg-Salam indépendamment de la valeur de l'angle θ_w .

Une deuxième approche de l'étude des courants neutres est de déterminer expérimentalement la nature des couplages (vectoriels, axiaux, ...) qui les composent. Une telle étude fait intervenir une forme plus générale de la section efficace, et permet de mieux faire apparaître des aspects tels que la violation de la parité. Nous ne développerons pas ce formalisme ici, et nous contenterons dans l'étude expérimentale de montrer l'existence de la violation de la parité dans les courants neutres.

Chapitre II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

INTRODUCTION.

L'étude des interactions de neutrinos nécessite l'emploi de cibles de très grandes masses, en raison de la très faible section efficace de ces particules. Les principaux détecteurs utilisés sont : soit des calorimètres de grande masse, soit de grandes chambres à bulles. L'expérience que nous décrivons utilise la grande chambre à bulles européenne BEBC installée au CERN et placée dans le faisceau dichromatique de neutrinos (dit encore "faisceau à bande étroite"). Cette expérience est la première faite avec un faisceau neutrino dans BEBC et a inauguré le tout nouveau détecteur externe de muons (EMI) qui l'équipe.

Six laboratoires européens se sont réunis en collaboration pour mettre en oeuvre cette expérience : Aix-la-Chapelle, Bonn, CERN, Oxford, Londres (Imperial College), Saclay. La prise de données s'est poursuivie de janvier à juillet 1977, et a permis de prendre les nombres de photos indiquées ci-dessous :

Energie du faisceau	Photos neutrinos	Photos antineutrinos
200 GeV	106.10^3	181.10^3
275 GeV	58.10^3	

Les photos ont été réparties entre les six laboratoires pour leurs mesures et analyses, les résultats étant ensuite rassemblés et redistribués à chaque laboratoire, pour l'analyse physique.

Dans ce chapitre, je me propose de décrire successivement le faisceau neutrino et les détecteurs de flux, la chambre à bulles et l'EMI. L'analyse des photos fera l'objet du chapitre III.

II.1. LE FAISCEAU DICHROMATIQUE DU CERN.

II.1.1. Principe d'un faisceau de neutrinos.

Historiquement les premières sources de neutrinos ont été les réacteurs nucléaires où les phénomènes de fission dégagent des flux importants de neutrinos ν_e dont l'énergie atteint quelques MeV. Pour obtenir des neutrinos de plus haute énergie, on a utilisé les modes de désintégration prédominant des mésons π et K :

$$\begin{aligned}\pi^{+(-)} &\longrightarrow \mu^{+(-)} + \begin{pmatrix} (-) \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix} \quad (\text{rapport de branchement } 99,97\%) \\ K^{+(-)} &\longrightarrow \mu^{+(-)} + \begin{pmatrix} (-) \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix} \quad (\text{rapport de branchement } 63,5\%) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Le principe des faisceaux de neutrinos aux accélérateurs est de produire ces mésons par interaction d'un faisceau de protons avec une cible, de les focaliser vers le détecteur, et de les laisser se désintégrer. Les muons et neutrinos de désintégration sont alors eux aussi relativement focalisés. Un blindage arrêtera les mésons restant, les protons qui n'ont pas interagi et les muons. On obtient alors un faisceau de neutrinos. La sélection du signe des mésons "parents" permet de choisir entre neutrinos et antineutrinos. Enfin un système de mesure du flux de muons dans le blindage permet de remonter au flux des neutrinos traversant le détecteur.

II.1.2. Energie des neutrinos.

L'énergie des neutrinos issus d'une désintégration (2.1) est définie par :

$$E_{\nu} = \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{m_{\pi, K}^2} \right) \cdot \frac{1}{2} \cdot (E_{\pi, K} + P_{\pi, K} \cos \theta^*) \quad (2.2)$$

où l'on a :

E_ν : énergie du neutrino dans le repère du laboratoire ;

E_π, P_π, m_π : énergie, impulsion dans le laboratoire, et masse du méson π parent (de même pour les mésons K) ;

m_μ : masse du muon ;

θ^* est l'angle d'émission du neutrino par rapport à la direction du méson parent, dans le centre de masse de la désintégration.

Pour de très grandes énergies ($E_{\pi,K} \simeq P_{\pi,K}$), nous obtenons :

$$0 < \frac{E_\nu}{E_\pi} \leq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2} \right) = 0,427 \quad (2.3)$$

$$0 < \frac{E_\nu}{E_K} \leq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2} \right) = 0,954 .$$

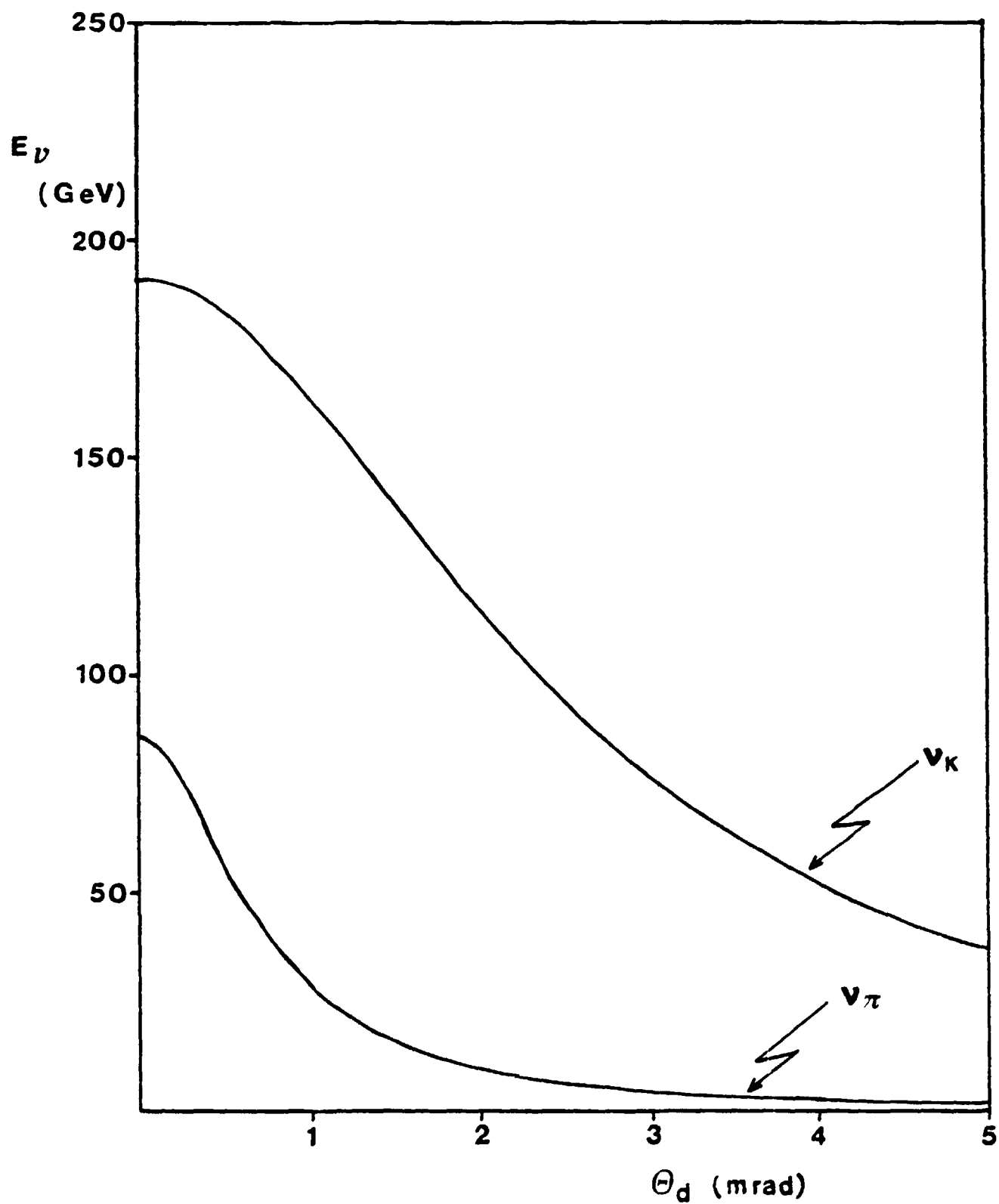
L'énergie du neutrino dépend de son angle d'émission dans le laboratoire, θ_d , suivant la relation :

$$E = \frac{(m_{\pi,K}^2 - m_\mu^2)}{2(E_{\pi,K} - P_{\pi,K} \cos \theta_d)} \quad (2.4)$$

La figure II.1 montre cette distribution dans la gamme angulaire couverte par le détecteur pour une impulsion des parents de 200 GeV.

L'angle θ_d est relié à la position radiale du neutrino dans le détecteur et à la distance de celui-ci au point de désintégration. Le spectre d'énergie des neutrinos observés dans la chambre à bulles dépendra donc :

- du spectre d'énergie des parents ;
- de la taille du détecteur ;
- de la longueur et de l'éloignement de la zone de désintégration ;
- de la dispersion angulaire des parents.



Relation E_ν -angle dans le laboratoire pour des ν_π et ν_K issus de hadrons de 200 GeV.

Fig. (II.1)

II.1.3. Le faisceau dichromatique.

Deux types de faisceaux neutrinos sont actuellement utilisés, selon que l'on sélectionne ou non l'énergie des mésons "parents". Le faisceau dichromatique de notre expérience est obtenu en sélectionnant l'impulsion des parents avant de les focaliser. Le spectre d'énergie des neutrinos est alors réduit et comprend deux bandes d'énergie correspondant aux désintégrations de mésons π ou K. Le détecteur, étant éloigné de la zone de désintégration, ne peut capter que des neutrinos émis à faible angle θ_d (4 mrad maxi pour la présente expérience). A une distance fixée de l'axe du faisceau, la dispersion en énergie des neutrinos reflète la dispersion angulaire des parents et la longueur de la zone de désintégration.

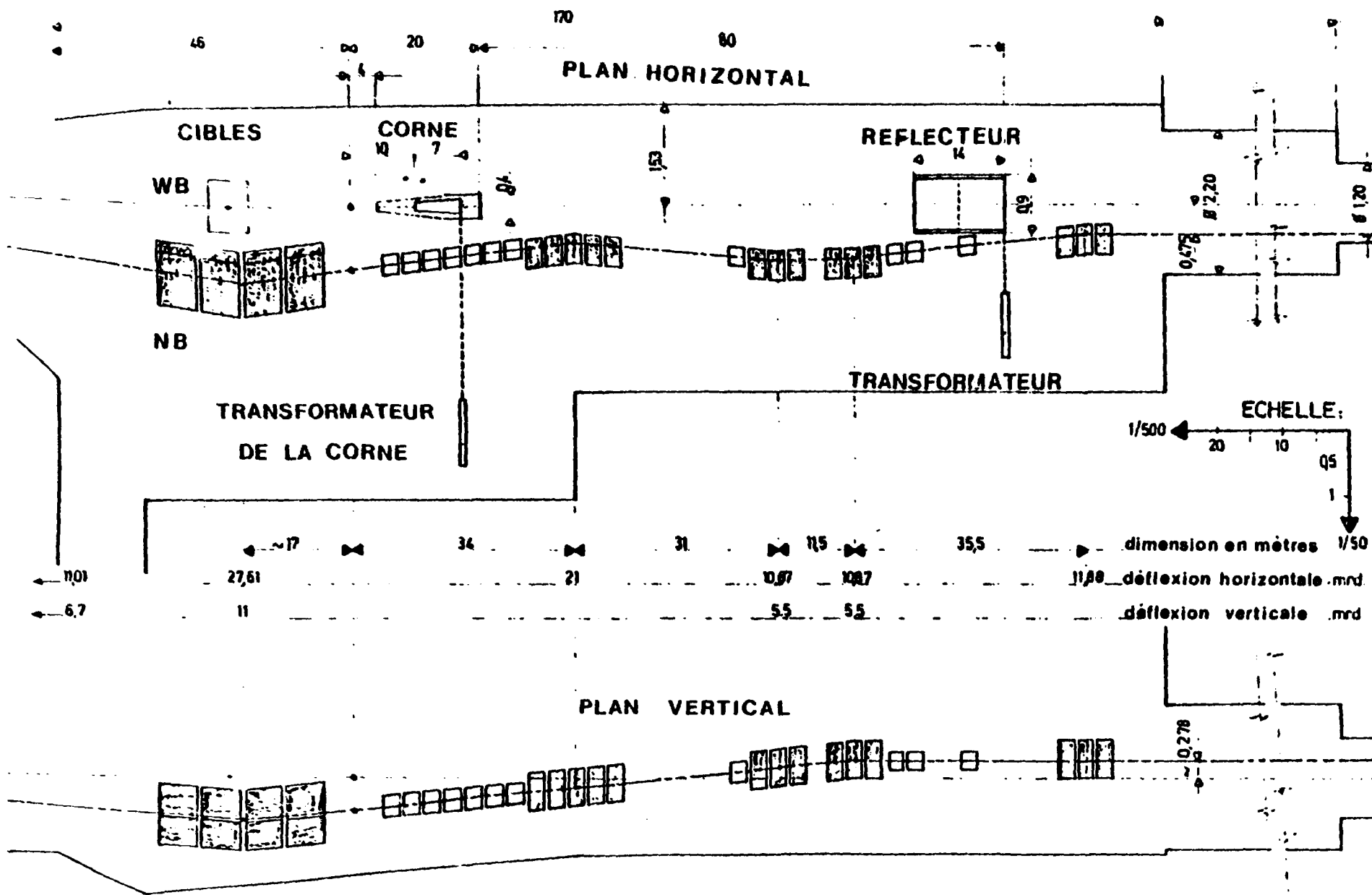
Cette dispersion relativement faible (5 à 20%) permet donc de connaître l'énergie des neutrinos en fonction de leur position radiale, ce qui est le principal avantage de ce type de faisceau. Par ailleurs, le faisceau de parents étant très bien focalisé, et celui des muons aussi, les comptages de ces faisceaux se font dans d'excellentes conditions.

Le principal inconvénient de ce type de faisceau est une nette réduction du flux (d'un facteur 20) par rapport à l'autre type de faisceau possible (large bande) où il n'y a pas de sélection en énergie.

Le faisceau dichromatique du CERN [21] est installé sous terre, dans la zone Ouest du CERN. Les protons accélérés par le SPS à 400 GeV sont envoyés sur une cible de béryllium de 10 mm de diamètre et 50 cm de longueur. Les particules secondaires, émises avec une multiplicité :

$$\frac{N_{\text{particules émises}}}{N_{\text{protons incidents}}} \sim 25, \quad (2.5)$$

sont focalisées et sélectionnées à l'aide d'une série d'aimants dipôles et quadrupôles. Un faisceau de π et K d'impulsion $P \leq 275$ GeV/c est ainsi formé, parallèle et de faible section (Pencil Beam), dans l'axe de BEBC (fig. II.2). Après le dernier aimant, situé à 124 m de la cible, le faisceau a une divergence horizontale de 0,3 mrad, verticale de 0,6 mrad et une dispersion en impulsion $\Delta P/P \simeq \pm 7\%$.



Plan de situation des aimants des faisceaux NDB et WB dans la cave neutrino

Fig. (II.2)

Le faisceau entre alors dans un tunnel de désintégration de 305 m de long. Ce tunnel est clos et maintenu à un vide partiel d'environ 9 mbar destiné à limiter les pertes par collision dans l'air : 170 m d'air produiraient une perte de 15% du faisceau. Dans ce tunnel, pour une énergie nominale de 200 GeV, 3% des π et 18% des K se désintègrent (avec les taux de branchement donnés dans (2.1)).

Après ce tunnel, un blindage de fer de 184 m de long et de terre sur 170 m assure le filtrage des hadrons et des muons. Le faisceau de neutrinos émerge ensuite à la surface et parcourt 50 m dans des matériaux divers (air, murs) avant de traverser BEBC.

II.1.4. Contrôle du faisceau.

Les caractéristiques cinématiques du faisceau permettent de connaître l'énergie des neutrinos traversant la chambre à bulles. Pour évaluer le flux des neutrinos, un certain nombre de dispositifs annexes permettant une connaissance détaillée du faisceau sont installés :

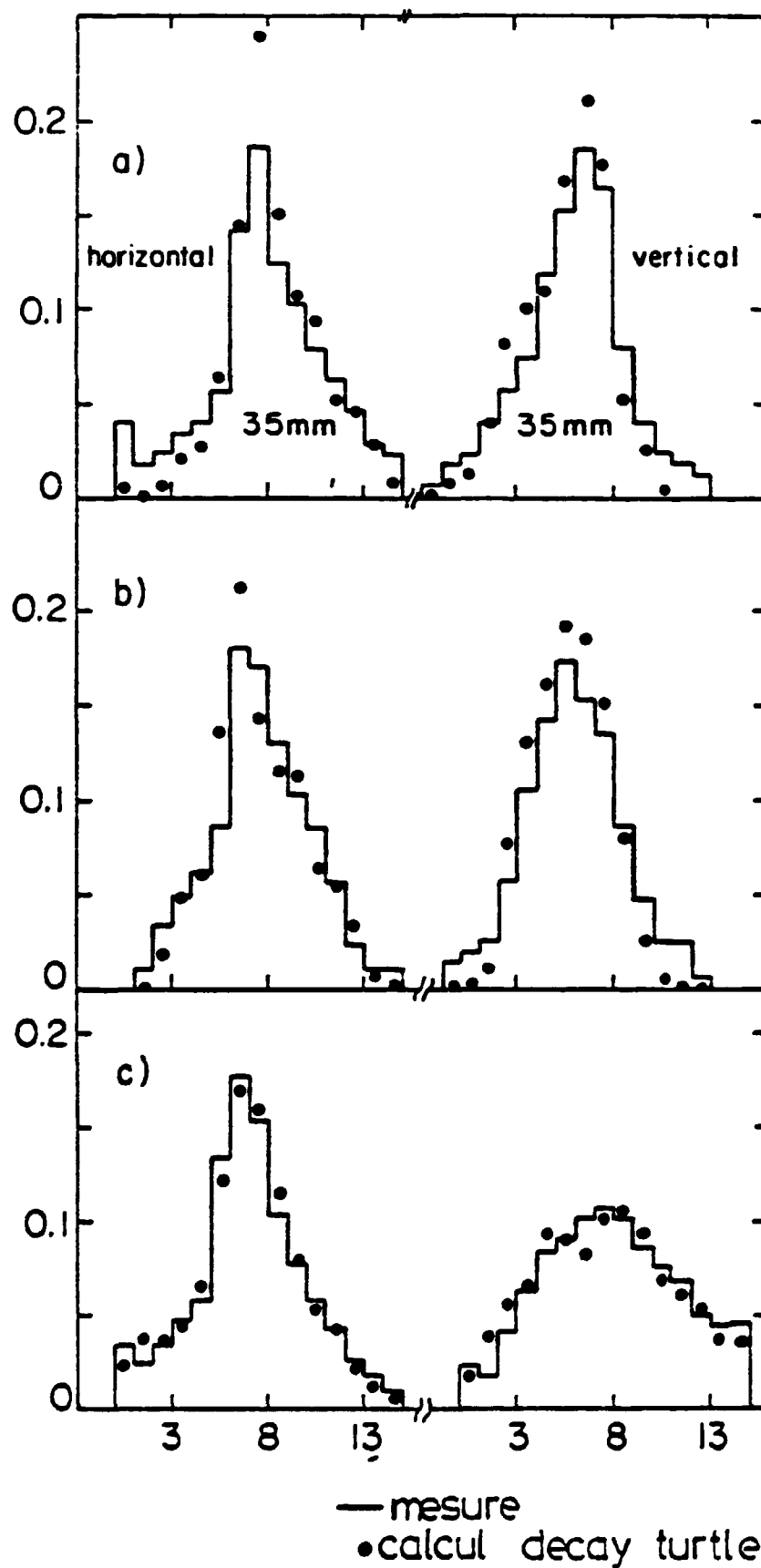
- Devant la cible, un ensemble de détecteurs à émission secondaire (S.E.D.) mesurent la position du faisceau primaire de protons, ainsi que son halo et son intensité.

- En aval de la cible, des moniteurs S.E.D. mesurent le flux de protons ayant traversé celle-ci.

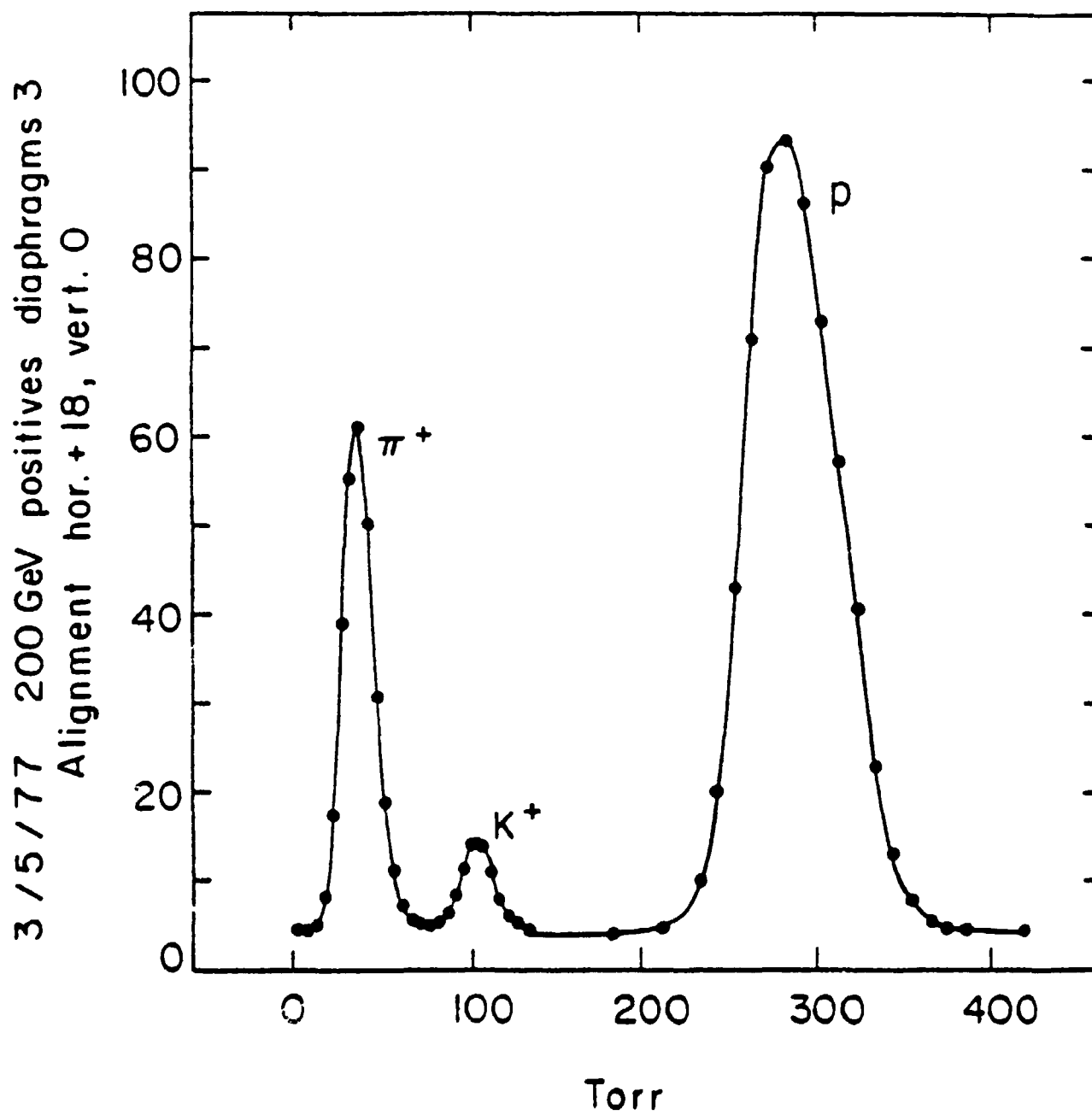
- Juste avant le tunnel de désintégration, la structure du faisceau de parents est étudiée successivement par un compteur Tchérénkov donnant la structure en temps, des détecteurs S.E.D. pour le positionnement et l'intensité (fig.II.3) un compteur Tchérénkov différentiel donnant la composition en π , K, P (fig.II.4) et un "transformateur du courant du faisceau" (B.C.T.) donnant l'intensité totale.

- Dans le tunnel de désintégration, des moniteurs S.E.D. indiquent le profil du faisceau de hadrons à l'entrée et à la sortie. Un calorimètre (Heat Calorimeter) placé en tête du blindage permet de mesurer l'intensité de ce faisceau à la fin du tunnel.

- Dans le blindage de fer, six cavités ont été aménagées pour recevoir des détecteurs, dont cinq étaient équipées lors de notre expérience. Chaque appareillage est formé de détecteurs au silicium (S.S.D., Solid State Detectors), dont trois sont mobiles, placés dans un ensemble



Profils du faisceau de parents avant et dans le tunnel de désintégration : a) 105 m en aval de la cible
 b) 120 m en aval de la cible
 c) à la fin du tunnel de désintégration.



Courbe de réponse du compteur $\bar{C}$ différentiel mesurant le rapport K/π .

Fig. (II.4)

de positions symétriques (fig.II.5). Ces détecteurs ont trois gammes de sensibilité que l'on calibre entre elles avec les détecteurs mobiles, et sont étalonnés de manière absolue par comptage de traces de muons dans des émulsions posées périodiquement en face des S.S.D. Cet ensemble de détecteurs donne la distribution radiale du faisceau de muons à différentes profondeurs de blindage (fig.II.6).

II.1.5. Calcul du flux de neutrinos. Contamination.

Le calcul du flux est fait par un programme de Monte-Carlo [22] utilisant les caractéristiques du faisceau de parents et de la cinématique de désintégration. Les points importants du calcul sont :

- la connaissance de l'intensité totale : les mesures dans le faisceau de parents et dans le blindage en fournissent une bonne estimation ;

- la mesure du rapport K/π de la composition du faisceau de parents. Cette mesure détermine les proportions de neutrinos produits par des $K(\nu_K)$ et de ceux provenant de $\pi(\nu_\pi)$. Ces rapports mesurés par le compteur Tchérénkov différentiel ont été :

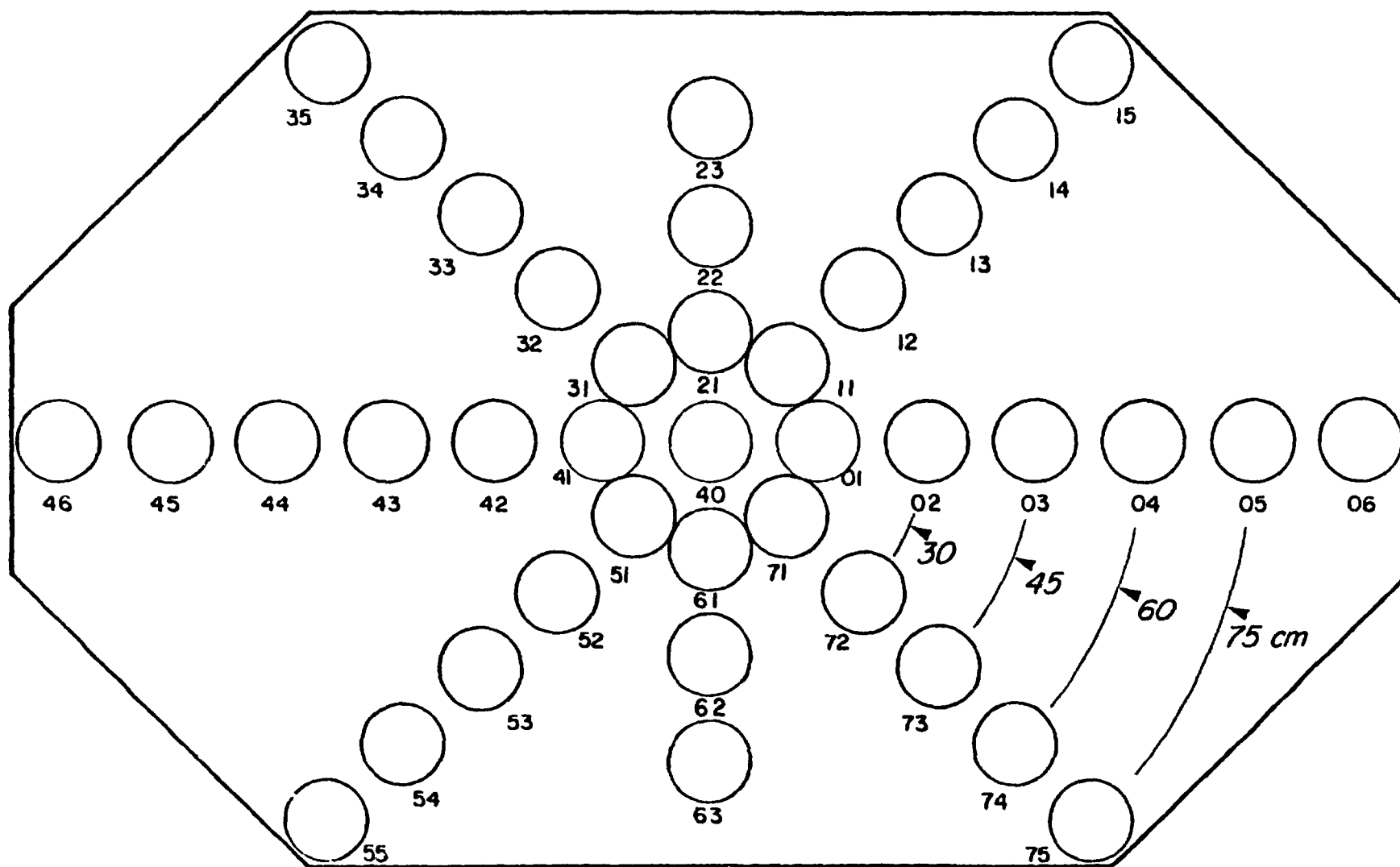
$$\begin{aligned} K^+/\pi^+ &= 0,16 \pm 0,015 \quad (p/K^+/\pi^+ = 5/0,16/1) \\ K^-/\pi^- &= 0,054 \pm 0,03 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ces rapports fournissent les proportions suivantes entre les flux de neutrinos :

$$\begin{aligned} \frac{\nu_K}{\nu_\pi} &= 0,69 \\ \frac{\bar{\nu}_K}{\bar{\nu}_\pi} &= 0,23 \end{aligned} \quad (2.7)$$

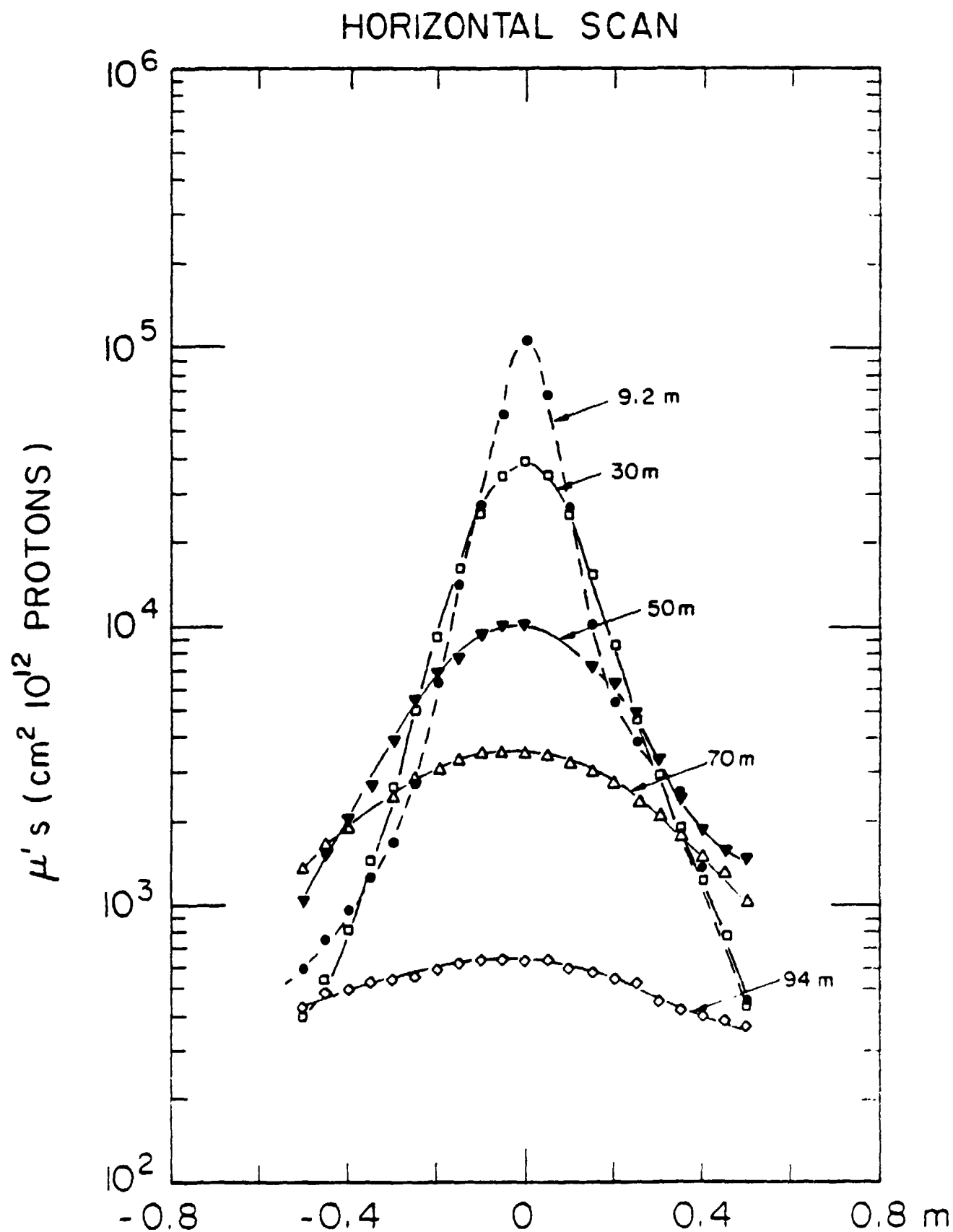
La direction du faisceau est connue à partir du relevé géométrique de ses éléments, et forme avec les axes de BEBC les angles suivants (fig.II.7) :

$$\begin{aligned} \lambda &= 41,5 \text{ mrad} \\ \varphi &= 41 \text{ mrad.} \end{aligned} \quad (2.8)$$



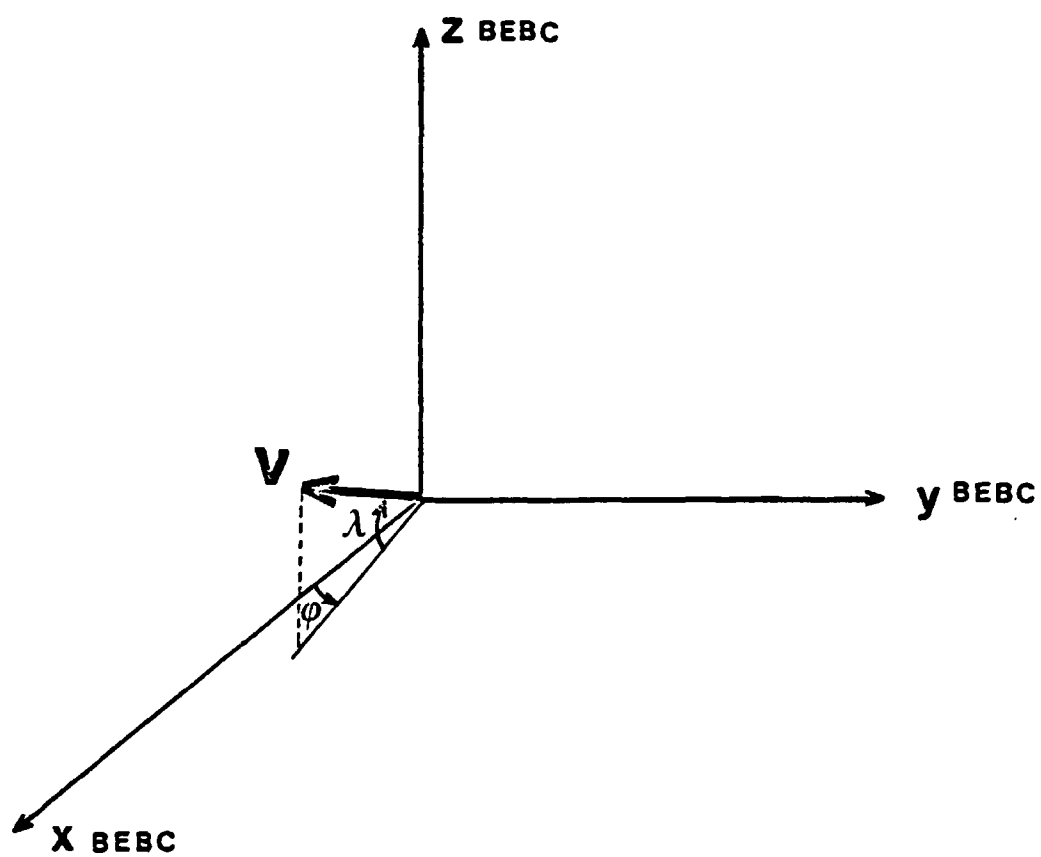
Plaque support des détecteurs SSD

Fig. (II.5)



Distribution radiale des muons à différentes profondeurs dans le blindage, pour le faisceau NBB 200 GeV.

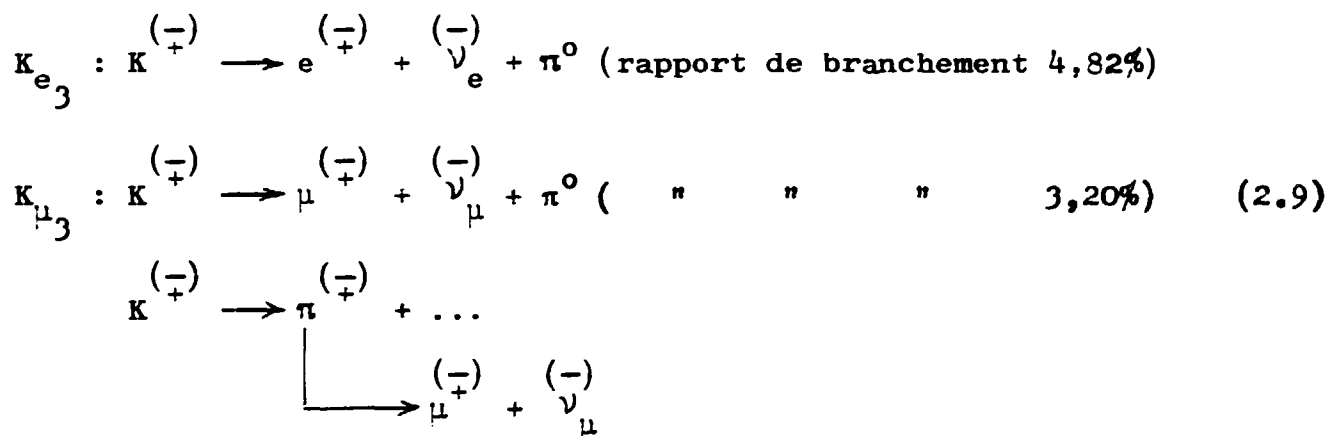
Fig. (II.6)



Repérage de l'axe du faisceau $\vec{V}(\vec{p})$ dans le repère de BEBC

Fig. (II.7)

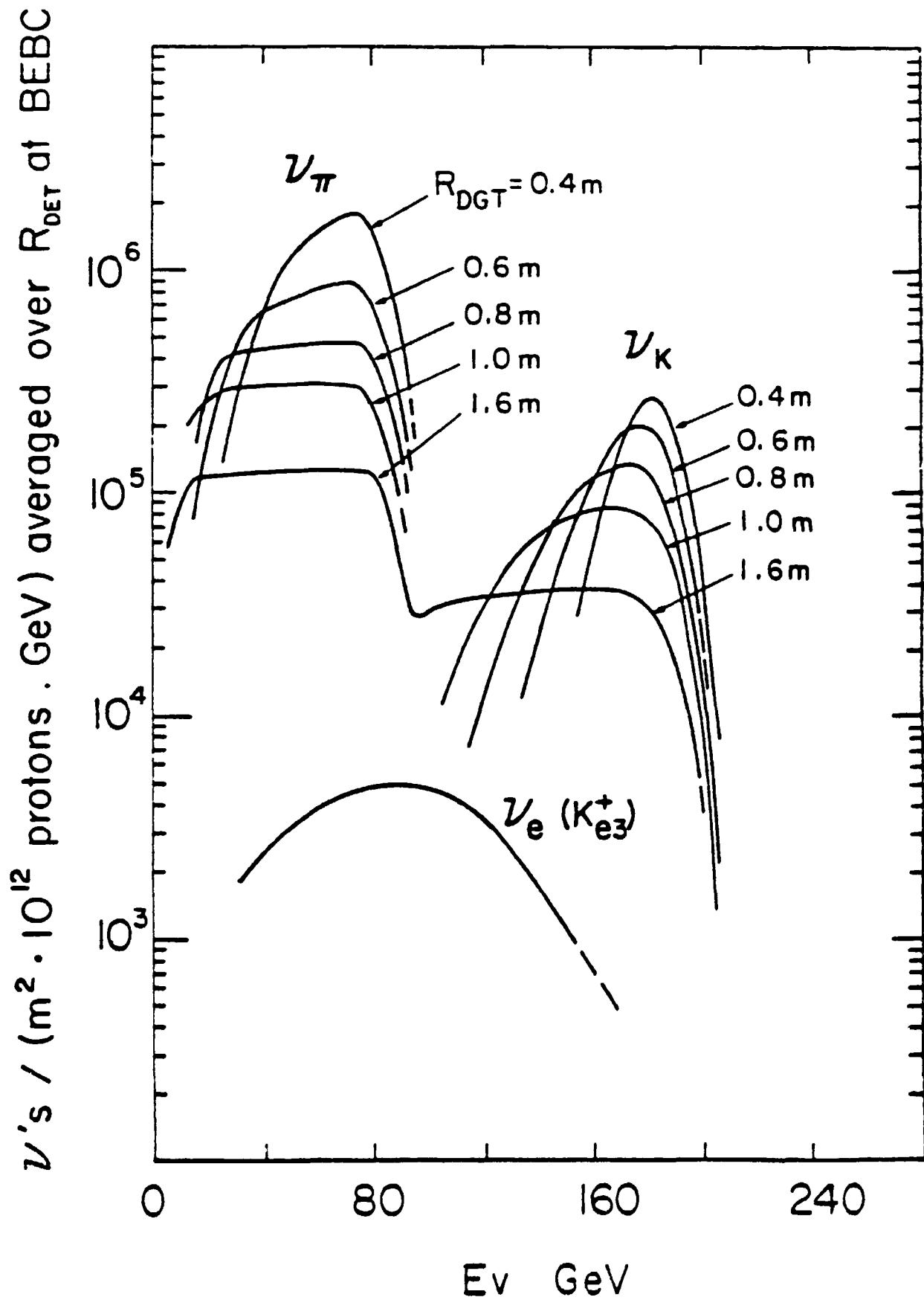
La contamination du faisceau vient essentiellement de neutrinos produits dans des désintégrations des mésons K autres que (2.1) :



Cette contamination donne lieu à des interactions de $\bar{\nu}_e$, identifiables par la présence d'un électron dans l'état final pour un courant chargé. Elle peut aussi donner des interactions de $\bar{\nu}_{\mu}$ dont l'énergie ne correspond pas aux valeurs calculées pour les désintégrations principales (2.1).

Une plus faible part de la contamination vient des désintégrations (2.1) qui se produisent entre la cible et le premier aimant. Cette contamination en $\bar{\nu}_{\mu}$ et ν_{μ} peut être mesurée par les événements $\bar{\nu}_{\mu}$ dans le faisceau ν_{μ} , donnant un muon "de mauvais signe" (et inversement). Elle donne également lieu à des événements cc de neutrinos d'énergie en dehors des bandes d'énergie calculées.

Le calcul du faisceau donne aussi une estimation de la contamination, qui représente 2 à 3% du flux, les ν_e comptant pour moins de 1%. La figure II.8 représente le spectre en énergie du faisceau neutrino pris sur une surface circulaire, pour différents rayons. Le flux est normalisé par m^2 pour chaque surface. La contamination en ν_e est indiquée. Intégré sur toutes les énergies, le flux de neutrinos a une intensité totale de $65 \cdot 10^6$ neutrinos pour 10^{12} protons sur la cible et sur une section circulaire de 1,6 m de rayon, pour une énergie des parents de 200 GeV.



Spectre en énergie des neutrinos déduit des mesures de flux pour le faisceau NBB 200 GeV.

II.2. LA CHAMBRE A BULLES BEBC.

La chambre à bulles BEBC (Big European Bubble Chamber) est une chambre à bulles cryogénique de grandes dimensions, construite conjointement par l'Allemagne, le CERN et la France à l'extrémité du Hall Ouest du CERN. Cette chambre était destinée à des expériences hadroniques avec le PS, puis à des expériences hadroniques et leptoniques au SPS.

II.2.1. Description technique (fig.II.9).

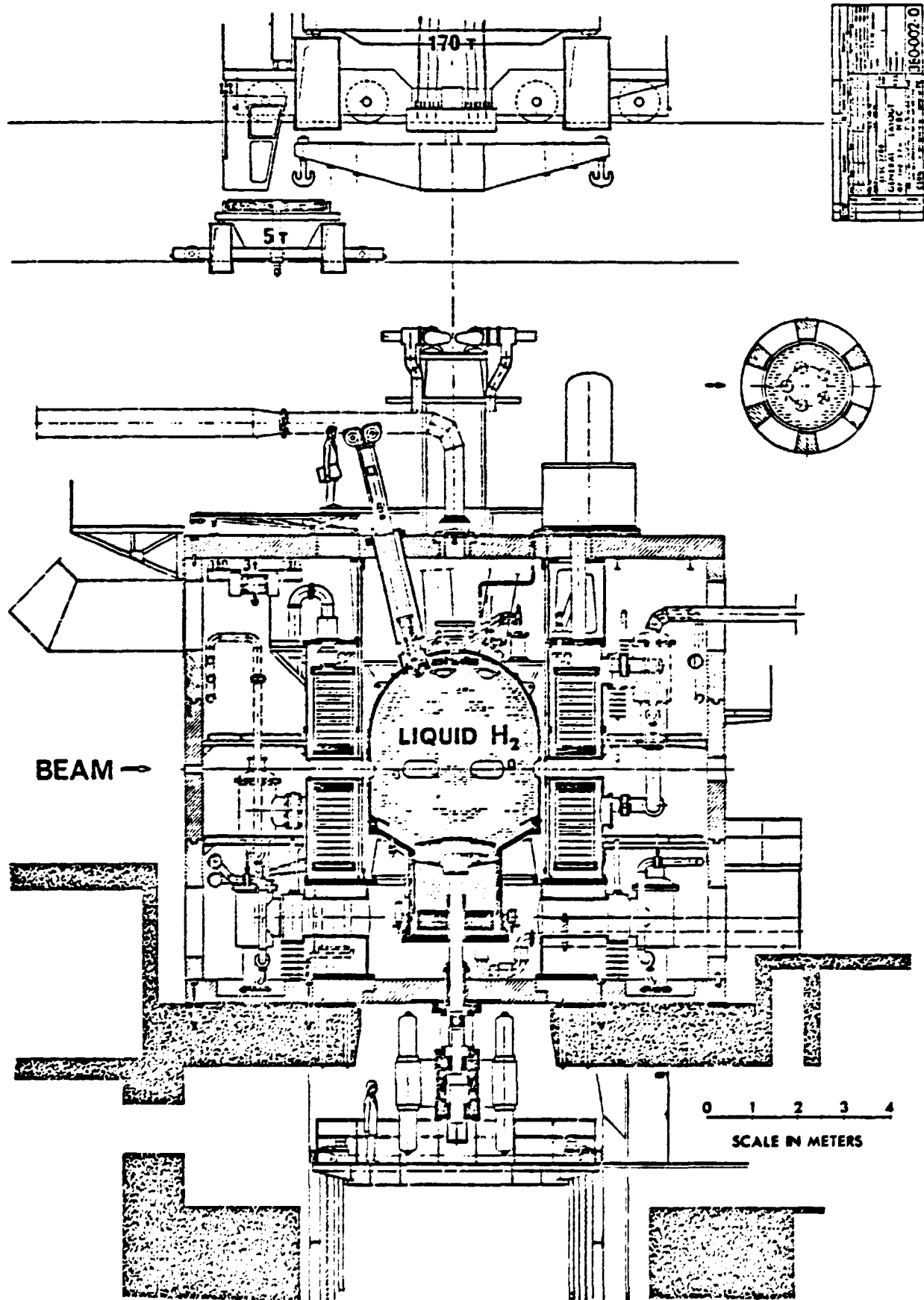
Une description détaillée pourra être trouvée en [23]. Nous donnons ici les caractéristiques principales.

Le corps de la chambre est formé par un cylindre droit de 3,7 m de diamètre et de 4 m de haut. Ce cylindre est terminé par une coupole hémisphérique percée de cinq hublots optiques. Le fond de la chambre est limité par un piston mobile de 1,80 m de diamètre, pesant 1300 kg et actionné par un système électro-hydraulique.

La chambre fonctionne avec un remplissage d'hydrogène, deutérium ou néon liquide, et pour cela se trouve dans une chambre à vide englobant également un aimant supraconducteur. Cet aimant, placé dans un cryostat rempli d'hélium, est formé de deux pôles constitués par des bobines de 1,5 m de haut et de 6 m de diamètre. Le matériau supraconducteur est un alliage niobium-titane. Le champ magnétique créé est uniforme (à 2% près) dans le volume de la chambre et parallèle à son axe vertical.

Le refroidissement de la chambre et de l'aimant est assuré par trois circuits d'hélium ou d'hydrogène liquide, utilisant un réfrigérateur combiné.

L'ensemble de la chambre et de ses appareillages est entouré d'une vaste enceinte cylindrique en fer de 40 cm d'épaisseur, destinée à canaliser les lignes de champ magnétique et à former une enceinte de sécurité, remplie d'azote, autour de la chambre. Cette enceinte est recouverte par un plancher en fer de 50 cm d'épaisseur traversé par les systèmes optiques de la chambre.



Vue schématique de BEBC en coupe.

Fig. (II.9)

La prise des photos est assurée par quatre caméras reliées chacune par un système optique à un hublot équipé d'un objectif grand angle type "oeil de poisson". L'éclairage est assuré par quatre flashes annulaires entourant les hublots. L'intérieur de la chambre est tapissé d'un revêtement réfléchissant, le "Scotchlite".

II.2.2. Nature du liquide cible.

Les expériences avec des neutrinos, et spécialement avec le faisceau à bande étroite, nécessitent une cible de très grande masse. Le liquide le plus lourd qu'il est possible d'employer dans BEBC est un mélange néon-hydrogène à 76% en moles (59% atomique). Outre sa densité élevée, ce liquide offre une bonne probabilité d'identification des particules neutres produites dans les interactions. La longueur de radiation est de 41 cm, ce qui entraîne la matérialisation de presque tous les δ produits, et la longueur d'interaction pour les neutrons est de 135 cm.

Ce liquide est bien adapté pour une étude des neutrinos, avec la réserve que les interactions se feront sur protons et neutrons agités par le mouvement de Fermi. Le mélange employé est presque isoscalaire, avec un léger excès de protons ($\frac{n}{p} = 0,96$).

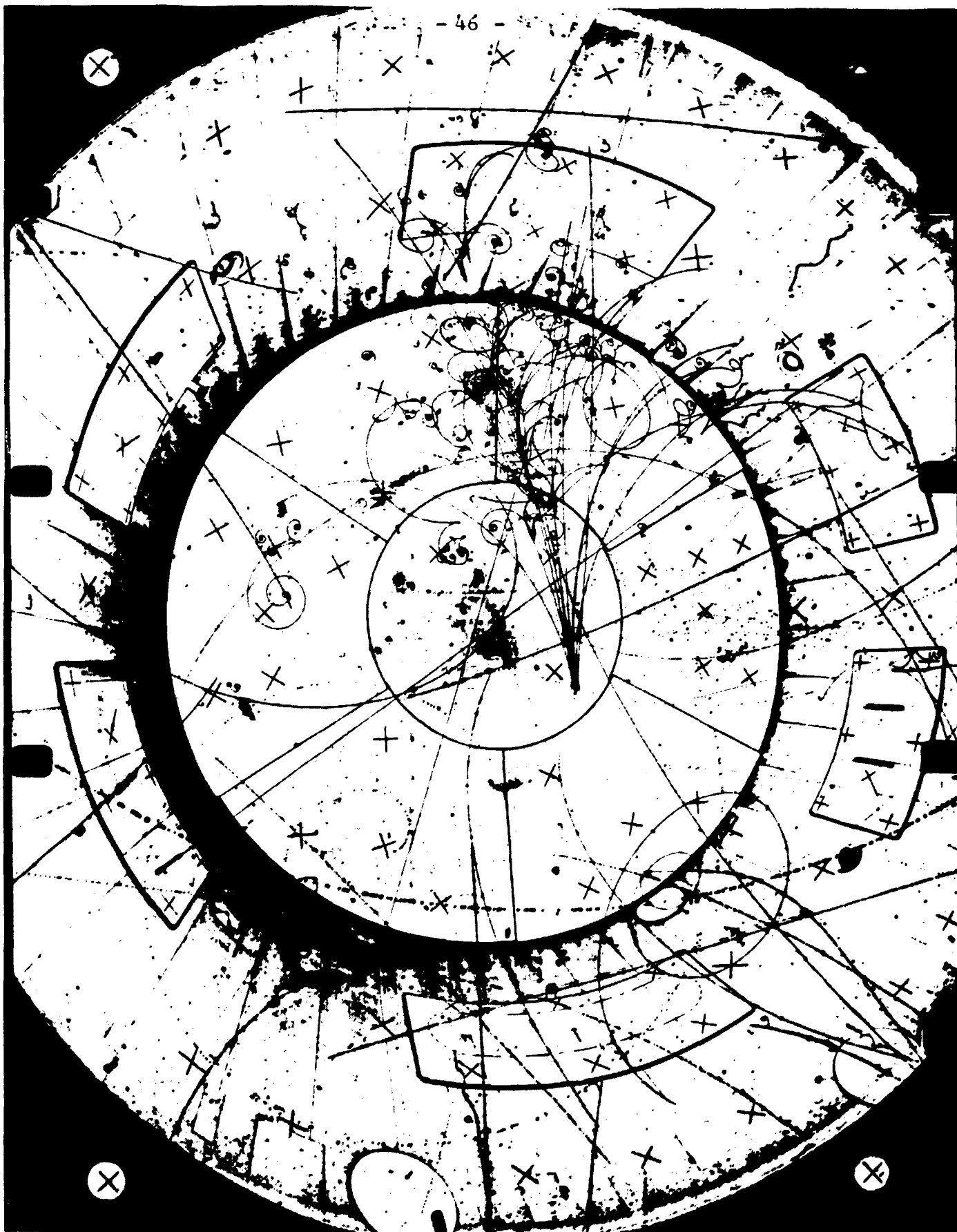
II.2.3. Système de référence.

La reconstruction des traces dans BEBC est faite dans un système de référence orthogonal d'axe Oz vertical et Ox approximativement dans la direction du faisceau. Ce repère est centré en un point "milieu" de la chambre défini par rapport aux marques fiducielles. Le positionnement de ce repère dans le repère général du PS utilisé par les géomètres du CERN a été établi afin de connaître la situation du faisceau dans la chambre et pour permettre d'extrapoler les traces de BEBC jusqu'à un appareillage externe [24].

II.2.4. Paramètres de fonctionnement.

Nous donnons ici les valeurs des principaux paramètres de la chambre et des conditions de fonctionnement :

Chambre



Vue d'une photo prise par la caméra n° 4 de BEBC. Un événement neutrino de 60 GeV est situé dans le liquide. Des panneaux flottants situés au fond de la chambre masquent les zones d'ébullition et donnent à la photo une bonne netteté.

Fig. (II.10)



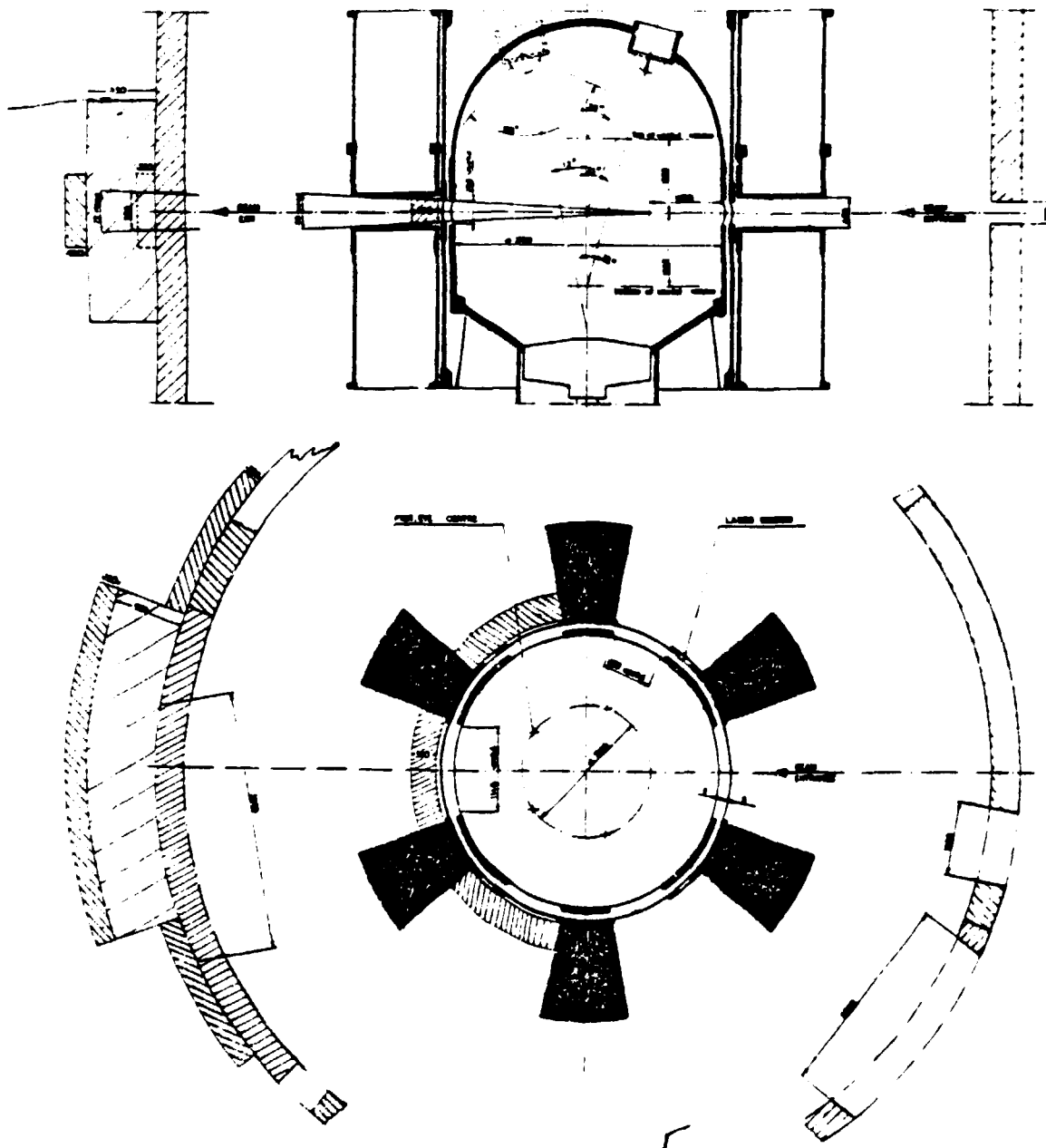
Cliché d'une interaction de ν_π de 48 GeV. L'analyse a permis d'en mesurer 14 traces chargées et 10 gammas. Ce cliché illustre la complexité de certains événements.

énergie ($\lesssim 1$ GeV) qui se désintègrent dans le liquide. Pour ces raisons un identificateur externe de muons a été construit [25]. Ce détecteur utilise les propriétés de pénétration des muons dans la matière pour les séparer des hadrons et des autres leptons qui sont stoppés dans un absorbeur. Les muons sont détectés dans des chambres à fils, situées derrière l'absorbeur, qui enregistrent leur position.

II.3.1. L'absorbeur.

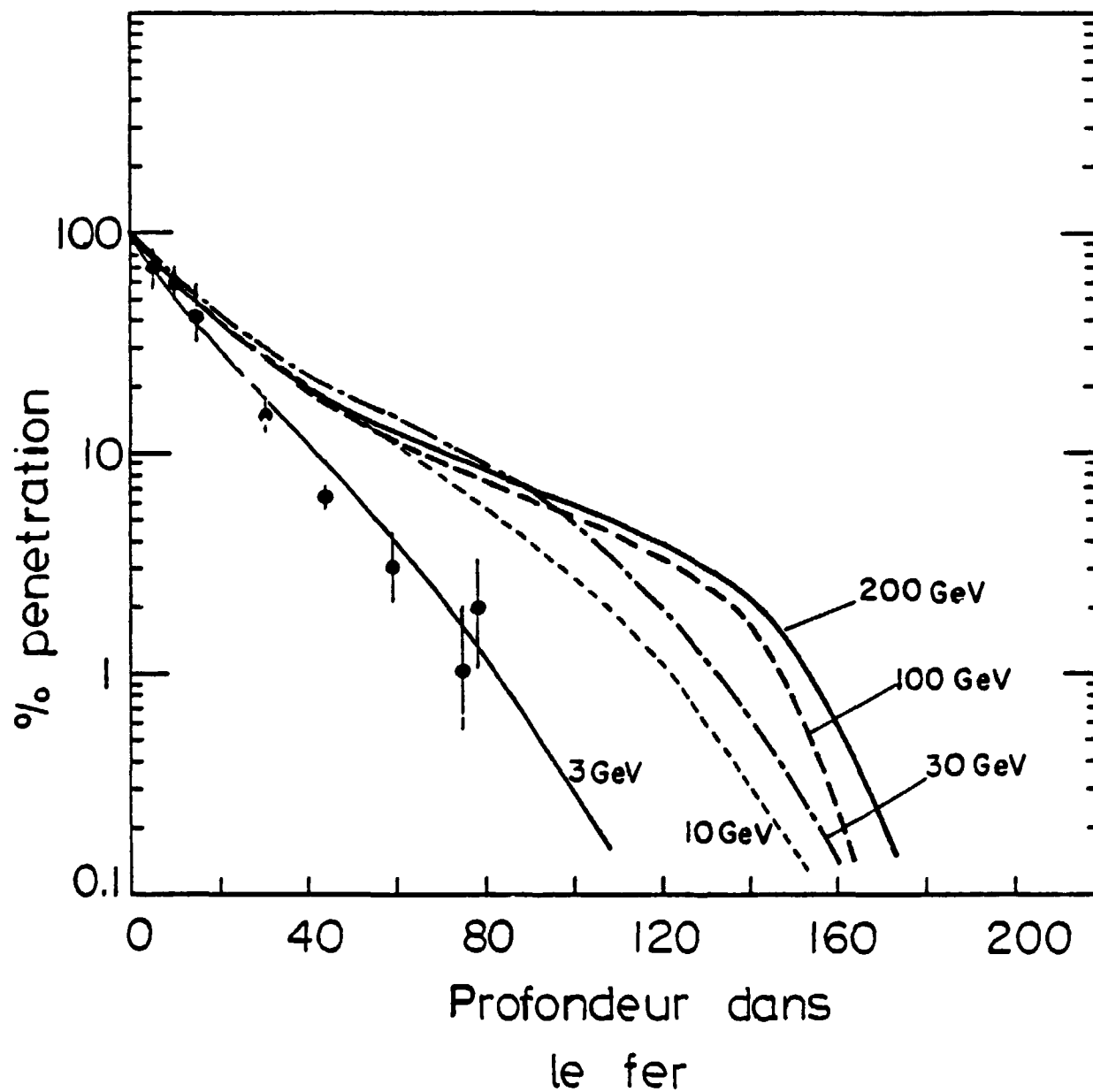
Le filtrage des hadrons sortant de BEBC est assuré par l'ensemble des matériaux de la chambre (aimant, blindage magnétique) auquel on a ajouté des blocs de fer de manière à rendre cet absorbeur homogène (fig.II.12). L'épaisseur de fer traversée par les muons est calculée pour assurer une bonne séparation avec les hadrons. Pour cela un programme de Monte-Carlo a été mis au point [26] pour simuler les cascades hadroniques dans le fer. La figure II.13 donne le résultat de ces calculs sous forme de "Punch Thru" : il s'agit du pourcentage des pions "Passant à travers", c'est-à-dire restant sur la trajectoire qui aurait été celle d'un muon, à 1,78 écart standard près, en fonction de la longueur de pénétration, dans le fer. La taille de l'absorbeur représente 1600 g/cm^2 dans la partie avant, ce qui rend le "Punch Thru" négligeable dans cette partie, et diminue jusqu'à 700 g/cm^2 sur les côtés, où sont infléchies les particules de faible impulsion. Cet absorbeur offre ainsi 12 longueurs d'absorption pour les nucléons (Probabilité d'interaction 99,99%) tandis qu'il ne représente qu'un obstacle négligeable pour les muons (Probabilité globale d'interaction : 5.10^{-3}).

L'excellente séparation π - μ s'accompagne d'une dispersion des muons due à la diffusion coulombienne, ce qui limite la précision de la reconstruction de leurs trajectoires. La figure II.14 montre cette dispersion en fonction de l'impulsion, pour les muons traversant la partie centrale de l'absorbeur. La résolution des chambres à fils servant de détecteur tient compte de cette précision. Les chambres ont une résolution de 8 mm dans la partie centrale, 16 mm pour les chambres suivantes et 32 mm pour les chambres des parties latérales.



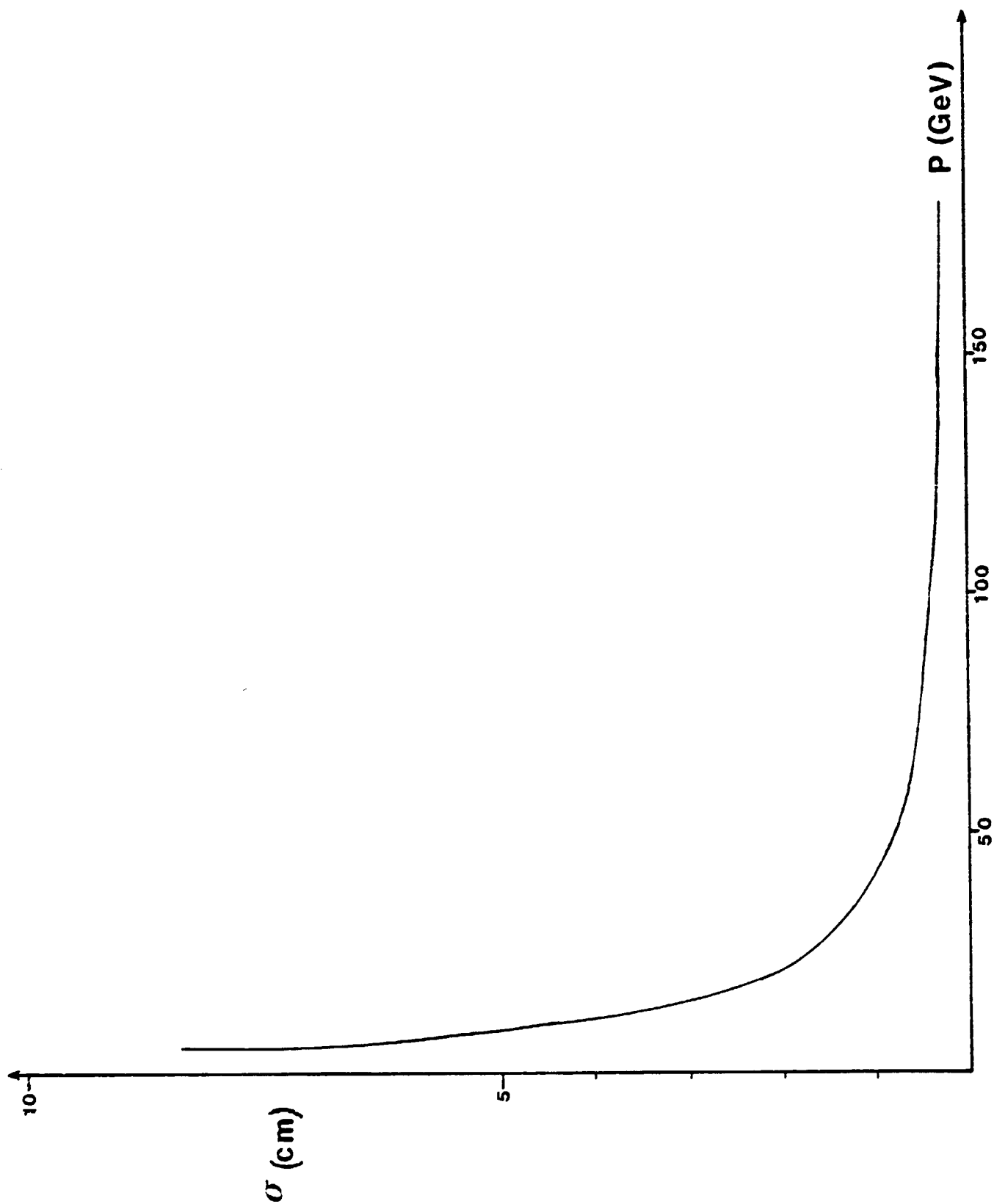
Disposition des blocs de fer absorbeurs de l'EMI devant BEBC

Fig. (II.11)



Pénétration des π^- dans le fer exprimé en % des particules restant sur leur trajectoire, à 1,78 écart standard, suivant la longueur de pénétration.

Fig. (II.13)



Distribution (cm) due à la diffusion coulombienne dans le fer de l'absorbeur de l'EMI, en fonction de l'impulsion de la particule considérée .

II.3.2. Le détecteur.

Le passage des muons est enregistré par un vaste ensemble de chambres proportionnelles [27] couvrant une surface de 150 m^2 en aval de BEBC, à une distance moyenne de 7,6 m du centre de la chambre (fig. II.15). L'ensemble comprend 49 chambres à fils proportionnelles, de $3 \times 1 \text{ m}^2$, couvrant un angle solide de $\pm 80^\circ$ horizontalement et $\pm 20^\circ$ verticalement à partir du centre de BEBC. Le détecteur a une structure modulaire qui permet d'accéder à chaque chambre individuellement (fig. II.16).

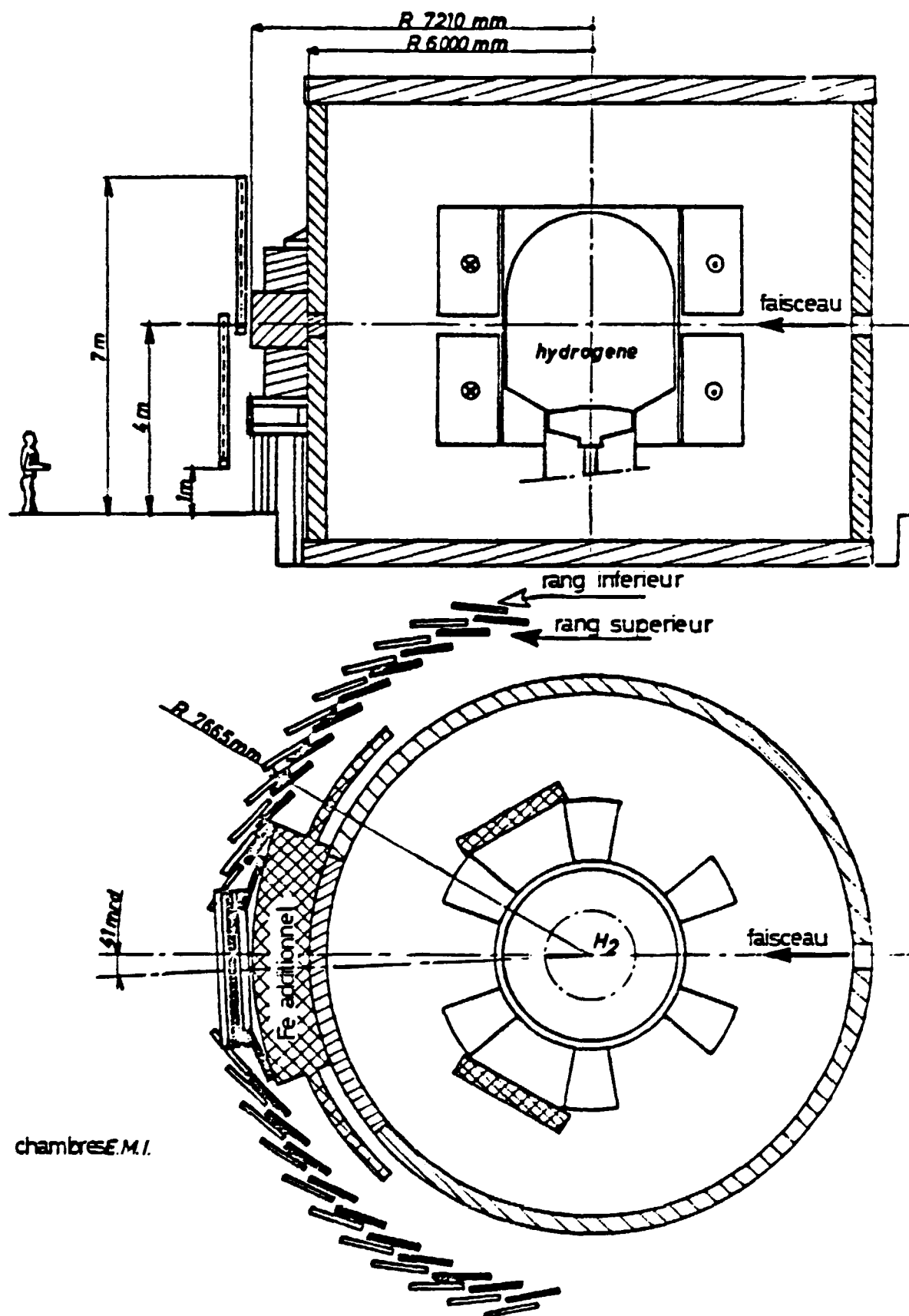
Chaque chambre est fabriquée à partir de panneaux rigides qui évitent l'emploi de cadres, ce qui permet une juxtaposition sans zones mortes. Ces panneaux sont en "nid d'abeille" Nomex qui leur confère une très grande rigidité. Ils supportent entre eux deux plans de fils anodes séparés par un panneau "nid d'abeille" en aluminium, connecté à la masse (fig. II.17). Les faces internes des panneaux Nomex sont peints de bandes de peinture d'argent servant de cathode. Les plans de fils sont tissés en travers de la chambre, avec un angle de $\pm 60^\circ$ par rapport à la grande longueur du panneau. Les bandes cathodes sont parallèles aux bords de la chambre, et orthogonales d'un panneau à l'autre (fig. II.18).

Les fils de lecture ont un diamètre de $10 \text{ } \mu\text{m}$, sont espacés de 4 mm, et l'intervalle (gap) entre le plan de fil et la masse est de 8 mm. Les deux plans de fils et un plan de bandes cathodes sont équipés d'un système de lecture, capacitif pour les fils reliés à la haute tension positive, dérivatif pour les bandes cathodes reliées à la masse.

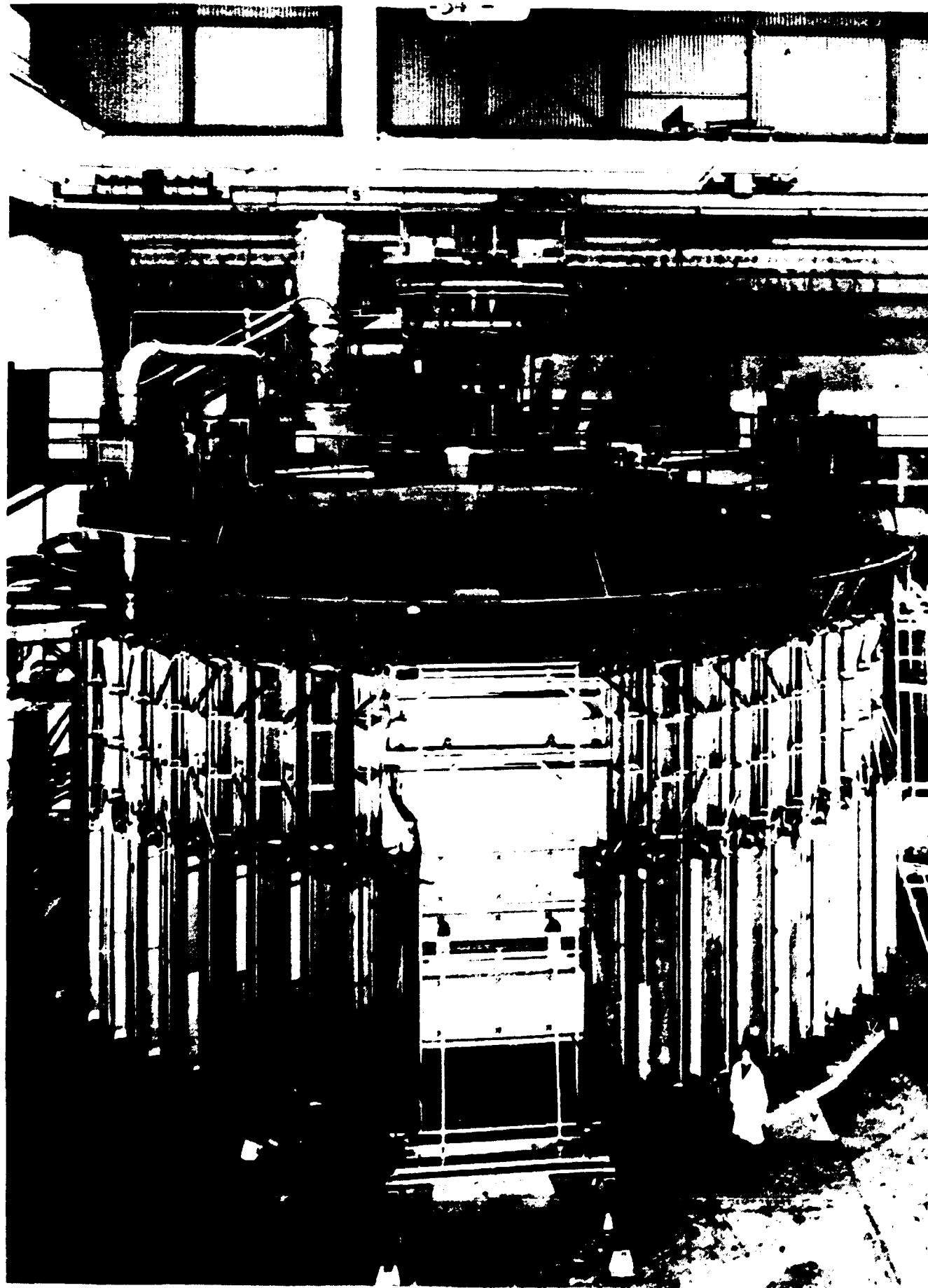
Ces chambres fonctionnent avec un mélange argon- CO_2 (70%-30%) qui fournit un plateau à 3 kV, avec une excellente efficacité. Le choix du gaz a été dicté par les consignes de sécurité "hydrogène" en vigueur dans le hall de BEBC.

Toutes les chambres ont le même tissage, leurs résolutions sont déterminées par le groupement des fils à la lecture. On distingue trois types de chambres :

- Les chambres basse résolution ($\sigma = \pm 16 \text{ mm}$) où des fils sont groupés par 8 et les bandes par 2. Il y a 38 chambres de ce type occupant les parties latérales de l'EMI.

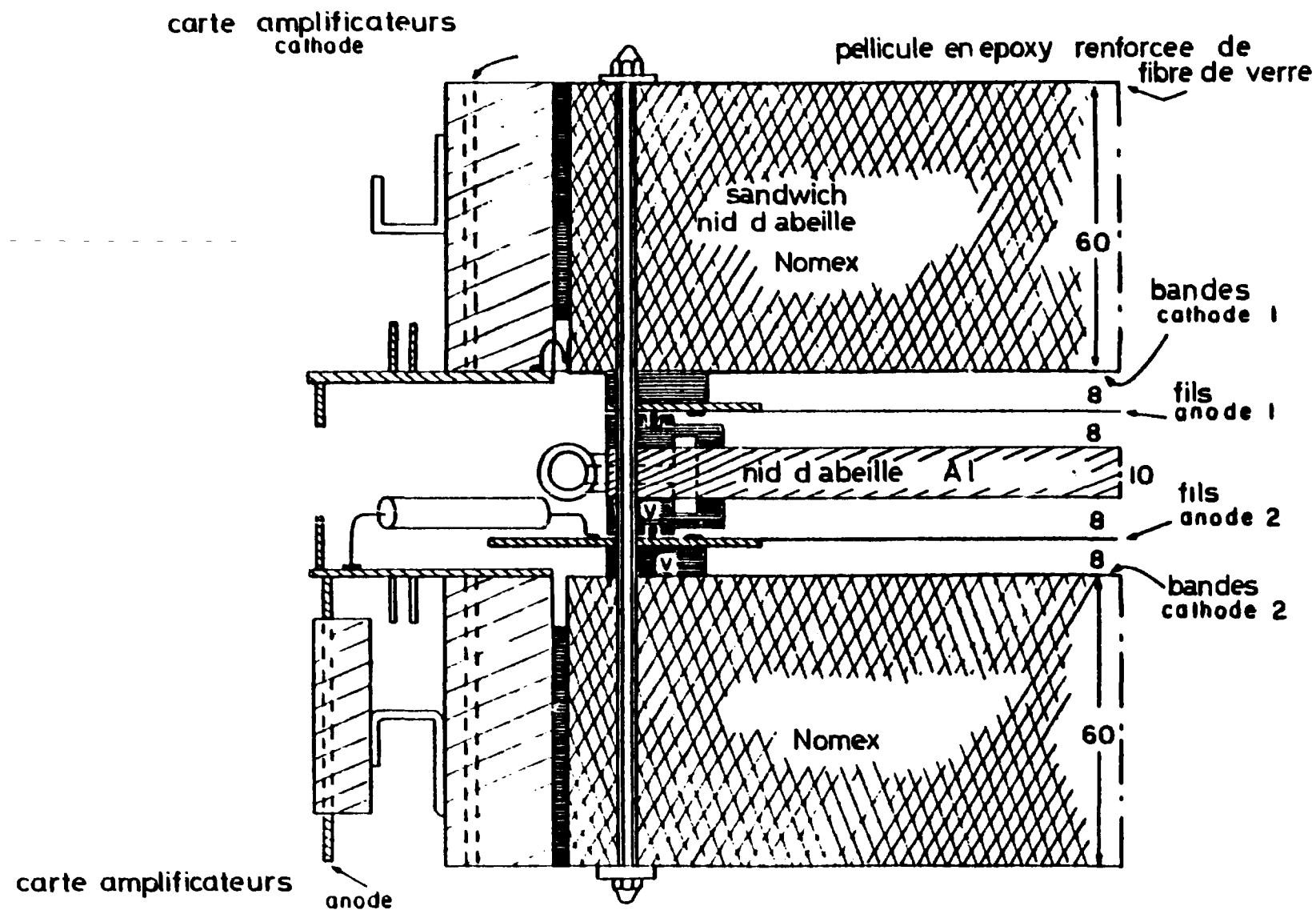


Vue schématique de profil et de dessus de la disposition des chambres et de l'absorbeur de l'EMI devant BEBC.



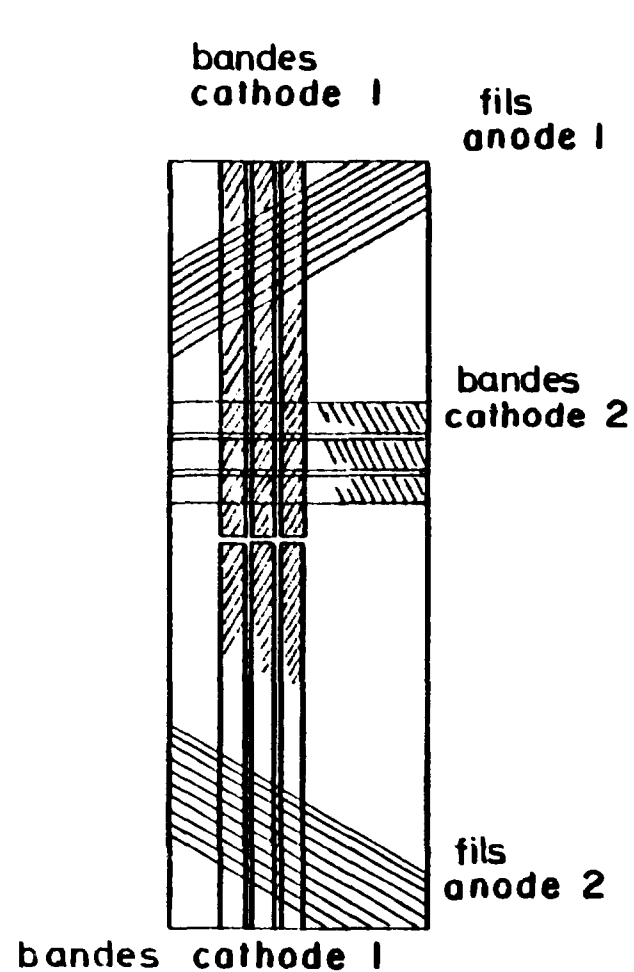
Vue générale de BEBC et de son EMI. On remarque au sommet les quatre caméras. La structure modulaire de l'EMI est bien visible.

Fig. (II.16)

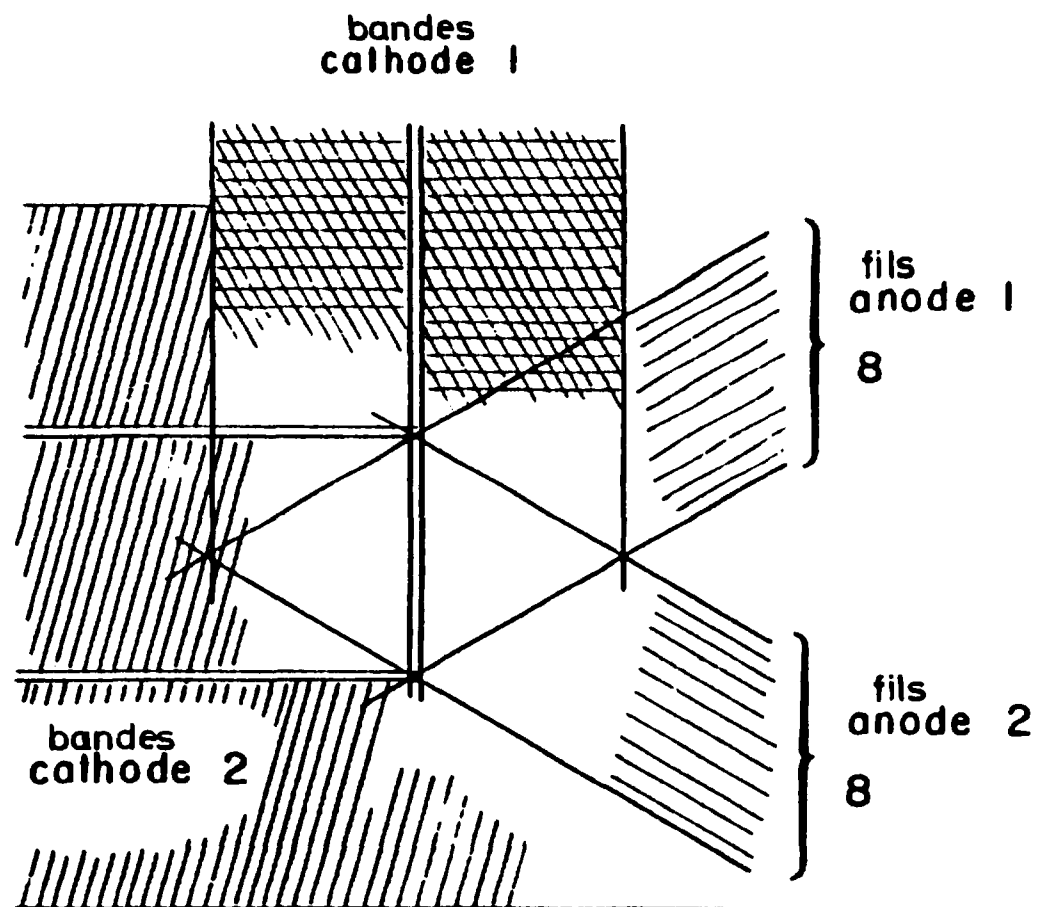


Vue en coupe d'une chambre de l'EMI.

Fig. (II.17)



a)



b)

Vue schématique de la disposition des fils anode et des bandes cathode dans les chambres EMI.
Sur la vue a) la largeur des bandes n'est pas à l'échelle.

Fig. (II.18)

- Les chambres moyenne résolution ($\sigma = \pm 8$ mm) avec des fils groupés par 4 et des bandes cathodes lues individuellement. Il y a 8 chambres de ce type réparties autour de la partie centrale.

- Les chambres haute résolution ($\sigma = \pm 4$ mm) avec des fils groupés par 2 et des bandes cathodes lues individuellement. 3 chambres de ce type occupent la partie centrale du détecteur.

Suivant leur type, les chambres ont 256, 512 ou 896 canaux à lire, et elles fournissent trois coordonnées pour chaque point, ce qui permet une bonne résolution des ambiguïtés.

L'alimentation en tension et la lecture des chambres sont commandées depuis la salle de contrôle, le minimum d'équipement étant laissé sur place, en raison des normes de sécurité autour de BEBC.

II.3.3. La lecture des chambres.

Le système de lecture répond à des exigences particulières et spécifiques de notre expérience :

- Il faut recueillir toutes les informations arrivant durant le passage du faisceau (2 ms en large bande, 23 μ s en bande étroite) sans temps mort.

- L'appareil doit se déclencher lui-même, aucun déclenchement ne pouvant venir de BEBC. L'installation de compteurs de déclenchement sur toute la surface coûterait trop cher et réduirait la maniabilité du système.

- Les normes de sécurité imposent d'avoir un minimum d'électronique sur les chambres, aucune réparation ne pouvant avoir lieu lorsque BEBC fonctionne.

L'équipement électronique des chambres se limite à des cartes pré-amplificatrices qui envoient les signaux des canaux à la salle de contrôle par l'intermédiaire de câbles "Twisted Pair" de 75 m de long. Ces cartes sont abritées dans un capot pressurisé à l'air, pour éviter que de l'hydrogène provenant d'une fuite éventuelle de BEBC puisse entrer en contact avec la haute tension.

Dans la salle de contrôle (fig.II.19) les signaux arrivent dans des châssis de stockage où ils passent dans un monostable avant d'être enregistrés dans des mémoires "Shift Register" de technologie MOS. L'utilisation des mémoires est optimisée par le découplage entre mémoires de chambres et mémoire principale ("Chamber Buffer" et "Main Buffer") qui sont synchronisées. Le découplage est fait pour ne pas perdre de la place en mémoire de chambre lorsque celle-ci n'est pas touchée. Chaque signal de canal arrive aussi dans une sortie "fast OR", et la coïncidence de ces sorties pour les deux plans de fils d'une chambre déclenche l'écriture sur les mémoires.

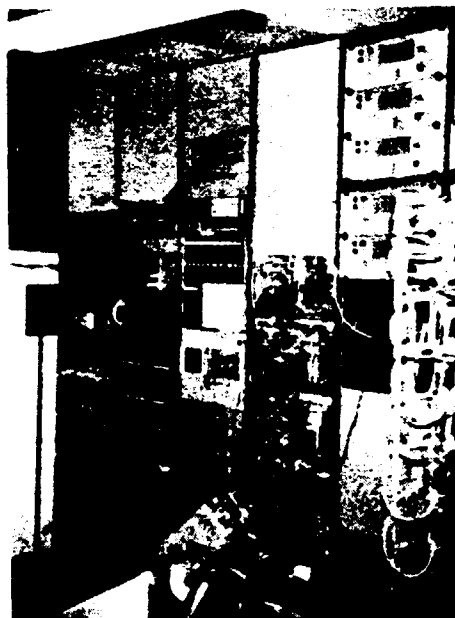
La capacité de lecture des 16 512 canaux est de 1023 événements (capacité de mémoire principale) par "spill", chaque canal étant limité à 39 événements (capacité de mémoire de chambre). Cette dernière limite est portée à 79 pour les chambres soumises à un flux de muons important dans le faisceau large bande. Le temps de résolution de la lecture est d'environ 300 ns : deux événements sont enregistrés comme confondus s'ils arrivent dans un intervalle de temps inférieur à cette durée. Il n'y a ainsi aucun temps mort.

II.3.4. L'acquisition des données. Contrôle de l'appareil.

La lecture des chambres est faite automatiquement et démarre à partir d'un signal envoyé par le contrôle du faisceau. Aussitôt après le passage du faisceau (ou "spill"), cette lecture est bloquée et le transfert des données commence depuis les mémoires jusqu'à une bande magnétique. Ce transfert est opéré par un ordinateur N10 via un système CAMAC [28]. L'acquisition se fait en 60 ms pour 600 événements, taux enregistré en faisceau large bande.

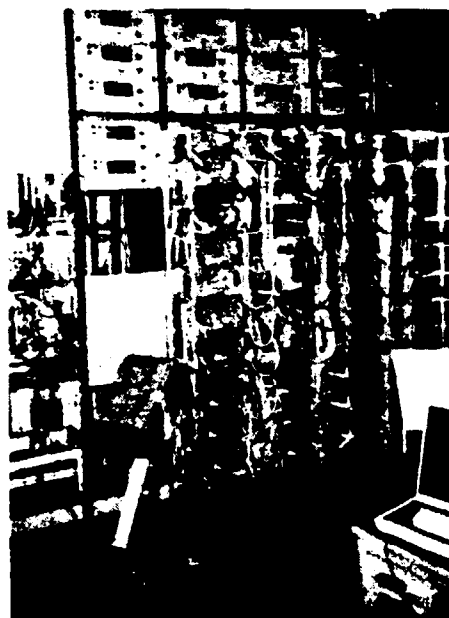
Entre deux passages du faisceau (durant 8 s environ) l'ordinateur est libre pour des fonctions de test ou de surveillance.

L'ordinateur peut procéder à une acquisition d'événements déclenchés par des rayons cosmiques, durant une deuxième séquence d'acquisition (stream 2) qui laisse le pas à la première (stream 1) lors du passage du faisceau. Ceci peut servir à tester les chambres (efficacités, détection de canaux morts) ou l'électronique (utilisé pour la mise au point et des tests du hardware). Des tests peuvent également être faits sur les données du stream 1, ce qui permet de



b)

Interface CAMAC et panneaux de surveillance. Le dernier panneau contient les alimentations haute tension.



a)

Vue des chassis de stockage de l'électronique EMI. Au-dessus se trouvent les chassis d'alimentation basse tension.



c)

Vue de l'ordinateur N10, de l'armoire de bande et de la console de contrôle.

Salle de Contrôle EMI

Fig. (II.19)

contrôler le calage en temps (timing) et la stabilité du faisceau par l'intermédiaire du flux de muons qui l'accompagne.

L'ensemble des tests possibles permet de détecter rapidement des pannes dans l'électronique de lecture, et la structure modulaire de l'appareillage permet d'isoler une ou plusieurs chambres déficientes sans nuire au fonctionnement du reste de l'appareillage.

L'ordinateur peut également gérer la surveillance du détecteur, importante en raison des normes de sécurité. Un système de contrôle automatique vérifie toutes les tensions appliquées sur les chambres ainsi qu'un certain nombre de circuits de sécurité. Ce système fournit des messages diagnostics et éventuellement déconnecte des tensions, selon la gravité des défaillances enregistrées.

Enfin l'ordinateur recueille des informations venant de BEBC (n° de bobine, n° de cliché, état de la chambre), du faisceau neutrino et du SPS, permettant la synchronisation de l'appareillage.

Les tâches très diverses assurées par l'ordinateur permettent une surveillance humaine réduite de l'appareillage. Ce point est important pour la survie d'un ensemble d'électronique qui est confié aux physiciens des collaborations venant prendre des photos. Une petite équipe de personnes ayant construit et mis en route l'EMI a pour tâche de former les personnes qui doivent prendre les "quart" de surveillance et d'intervenir en cas de problèmes sérieux.

II.3.5. Fonctionnement de l'EMI.

L'EMI a été conçu et réalisé au CERN [27]. Ses performances sont excellentes compte tenu de sa taille, de la complexité des problèmes qu'il a à résoudre, et du fait qu'il est utilisé par des équipes de physiciens qui changent à chaque expérience.

Lors de notre expérience, des données de l'EMI ont été prises pour 95% des photos de BEBC dans le run à 200 GeV. Le taux de canaux déficients ne dépasse pas 0,6% au bout d'un an de fonctionnement.

Notre expérience a été la première à utiliser un faisceau neutrino dans BEBC et à utiliser l'EMI. Celui-ci a parfaitement fonctionné dès le démarrage du faisceau, avec la stabilité qu'il a conservé

durant toute l'expérience. Dans le faisceau dichromatique, l'EMI enregistre environ 20 événements par spill, contre 600 environ dans le faisceau large bande. Nous n'avons donc eu aucun problèmes de saturation ou de bruit de fond excessif.

L'efficacité de l'EMI sera discutée dans la présentation de l'analyse car elle fait intervenir la mesure des traces.

L'EMI tel qu'il a fonctionné pour notre expérience représente un excellent outil pour l'étude des interactions neutrino dans BEBC. Dans le faisceau large bande des problèmes dus au flux de muons sont apparus, c'est pourquoi l'EMI a été enrichi d'un second plan de chambres situé plus près de BEBC, puis d'un plan de chambres en amont pour faire une antioïncidence. D'autres perfectionnements sont encore à l'étude, qui permettront d'accroître certaines efficacités de l'appareillage.

Chapitre III

ANALYSE DES PHOTOS.

L'analyse des clichés comprend le dépouillement, destiné à recenser les photos ayant un événement, la mesure de ces événements, la reconstruction géométrique des traces, leur identification et la mise sous forme utilisable (DST). Pour l'étude des sections efficaces, une analyse abrégée a été utilisée, tandis que les résultats complets ont été utilisés pour les autres résultats physiques.

III.1. DEPOUILLEMENT ET MESURE.

Les photos de HEBC ont été réparties entre les laboratoires de la collaboration au fur et à mesure de leur développement. Le laboratoire de Saclay a dépouillé 21 000 clichés obtenus avec le faisceau neutrino.

III.1.1. Critères de dépouillement.

Le nombre d'événements étant relativement faible (environ 1 pour 80 clichés), les consignes de dépouillement sont très générales : chaque photo est regardée sur trois des quatre vues disponibles. Un événement neutrino est caractérisé par une gerbe de traces partant d'un point situé dans le liquide, sans trace incidente. Tous les événements observés sont notés sur une feuille de dépouillement, avec les caractéristiques des traces.

Toutes les bobines de films sont dépouillées indépendamment deux fois. Un troisième dépouillement, sans description, complète cette étape. L'efficacité de ce triple dépouillement est de 99%. Nous n'avons pas cherché les événements à une trace (élastiques).

III.1.2. Bruit de fond.

Le faisceau neutrino NBB se caractérise par une très grande propreté des photos ; celles-ci n'enregistrent, en plus des interactions, que quelques muons (environ cinq par photo), issus d'interactions ν -Fe dans le blindage ou ayant passé le filtre, et quelques rayons cosmiques.

La principale source de traces parasites dans la chambre vient des interactions de neutrinos dans les parois de la chambre. Ces interactions se caractérisent par une gerbe de traces convergentes en un point à l'intérieur de la paroi. Nous avons noté ces gerbes au dépouillement (classés "W") et éliminé les candidats neutrinos de ces photos, afin de ne pas admettre comme candidats les étoiles de neutrons associées à ces interactions.

Le bruit de fond proprement dit se compose essentiellement d'interactions dans le liquide de neutrons (ou particules neutres étranges) issus d'interactions neutrinos non vues. Ces événements seront rejetés lors de l'analyse, mais une première sélection est faite au dépouillement où de tels événements sont éliminés, et classés "Z", si aucune trace n'a une impulsion supérieure à 1 GeV/c.

Les résultats du dépouillement sont rassemblés dans la table 3.1 pour le lot de photos prises avec le faisceau 200 GeV et dépouillées à Saclay.

Table 3.1

Résultats du dépouillement de 15 832 photos

	Candidats ν	W	Z
Nombre d'événements	332	480	90
Taux	1/48	1/33	1/176

III.1.3. Mesure des clichés.

Tous les candidats événements ν ont été mesurés. Dans chaque événement toutes les traces chargées ont été mesurées, ainsi que toute matérialisation de particule neutre associée à l'événement (gammas, ν^0 , étoiles de neutrons). De plus, afin d'obtenir une détermination de l'énergie la plus précise possible, les traces secondaires provenant d'une interaction d'une trace chargée primaire ont été également mesurées lorsque l'erreur sur l'impulsion de la trace primaire est trop grande ($\Delta P/P > 30\%$). Cela a permis de ramener, en moyenne, cette erreur de 30 à 10%. Lorsque toutes les traces ont pu être mesurées, l'événement est classé comme "complet". Dans 10% des cas, l'événement est trop confus et un certain nombre de traces ou de gammas ne peuvent être mesurés. On mesure alors le maximum de traces primaires afin de déterminer à quelle bande d'énergie, ν_π ou ν_K , l'événement appartient.

Les mesures ont été faites sur des tables semi-automatiques ou automatiques (type CRT) [29] Suivant les résultats de la reconstruction géométrique, un certain nombre d'événements doivent être remesurés, partiellement ou totalement, une deuxième, voire une troisième fois. La table 3.2 donne les taux d'événements acceptés après chaque mesure, pour les 332 candidats mesurés à Saclay. Les chiffres des autres laboratoires sont tout à fait semblables.

Table 3.2

Taux d'événements acceptés après :		
Première mesure	Deuxième mesure	Troisième mesure
82%	18%	0,3%

III.2. RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE. ANALYSE DES CLICHES.

III.2.1. Géométrie.

Les mesures des événements sont traitées par un programme de géométrie [30] qui reconstruit les trajectoires dans l'espace et calcule $1/P$, λ , φ (P = impulsion, λ , φ = angles azimutaux) en tenant compte des pertes d'énergie pour différentes hypothèses de masse. Cette reconstruction utilise une carte détaillée du champ magnétique de BEBC ainsi qu'un ensemble de titres optiques.

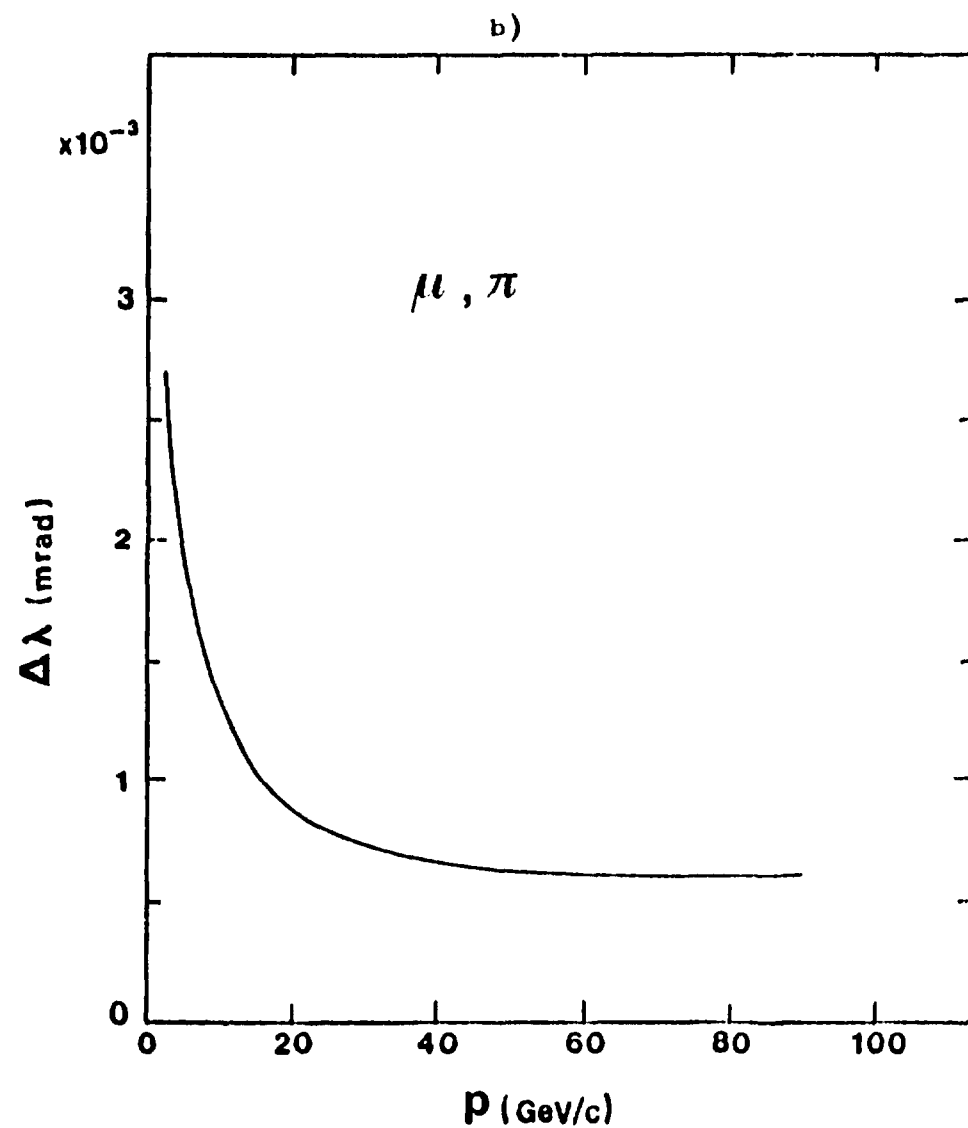
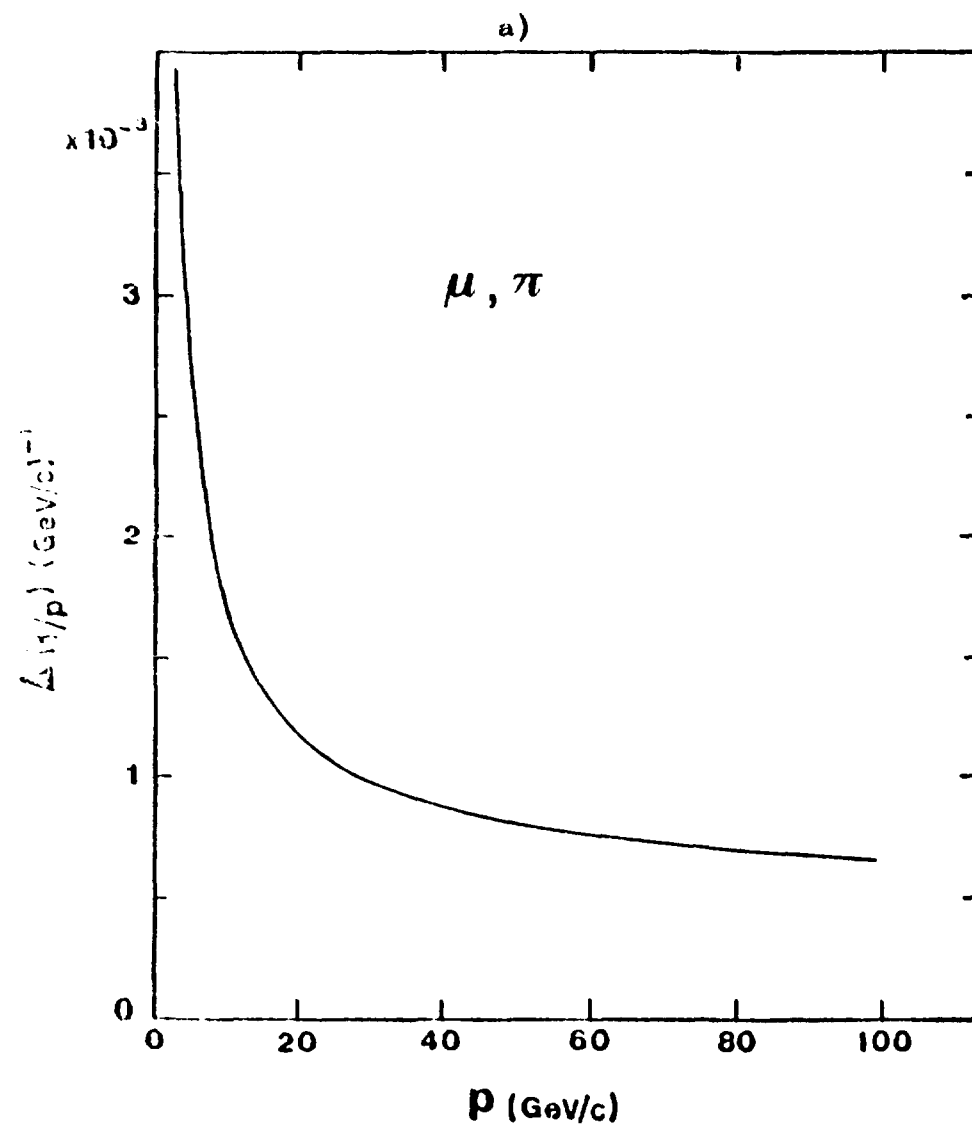
La reconstruction d'un point dans la chambre est faite avec une précision $\delta \simeq 300 \mu\text{m}$ dans l'espace. La précision sur les mesures de $1/P$, λ , φ dépend de la diffusion coulombienne et des distorsions de la chambre selon des formules du type [31]

diffusion coulombienne	distorsions
$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 = \left(\frac{x_1}{LH^2 \cos^2 \lambda} + x_2 \frac{L \tan^2 \lambda}{p^2} \right) + \left(x_3 \frac{p^2}{H^2 L^2 \cos^2} + x_4 \frac{\sin^2}{L^2} \right) + \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2$	
$(\Delta \lambda)^2 = x_5 \frac{L}{p^2}$	$+ x_6 \frac{\cos^2 \lambda}{L^2}$
$(\Delta \varphi)^2 = x_7 \frac{L}{p^2 \cos^2 \lambda}$	$+ \frac{x_8}{L^2 \cos^2 \lambda}$

L , H , P sont les longueurs de trace, champ magnétique et impulsions. Les x_i ($i = 1 \dots 8$) sont des coefficients adaptés à la chambre, au liquide, et aux conditions de mesure (nombre de points mesurés, etc ...).

Les figures III.1, III.2, III.3 montrent les variations de ces erreurs dans notre expérience en fonction de l'impulsion, pour différentes particules. La précision est meilleure pour les traces énergiques, les électrons ayant des erreurs plus grandes en raison de leurs pertes d'énergie par bremsstrahlung.

La figure III.4 montre les spectres de masses obtenus pour des π^0 , K^0 , Λ^0 , en accord avec une résolution allant de 15 à 25 MeV (demi largeur).

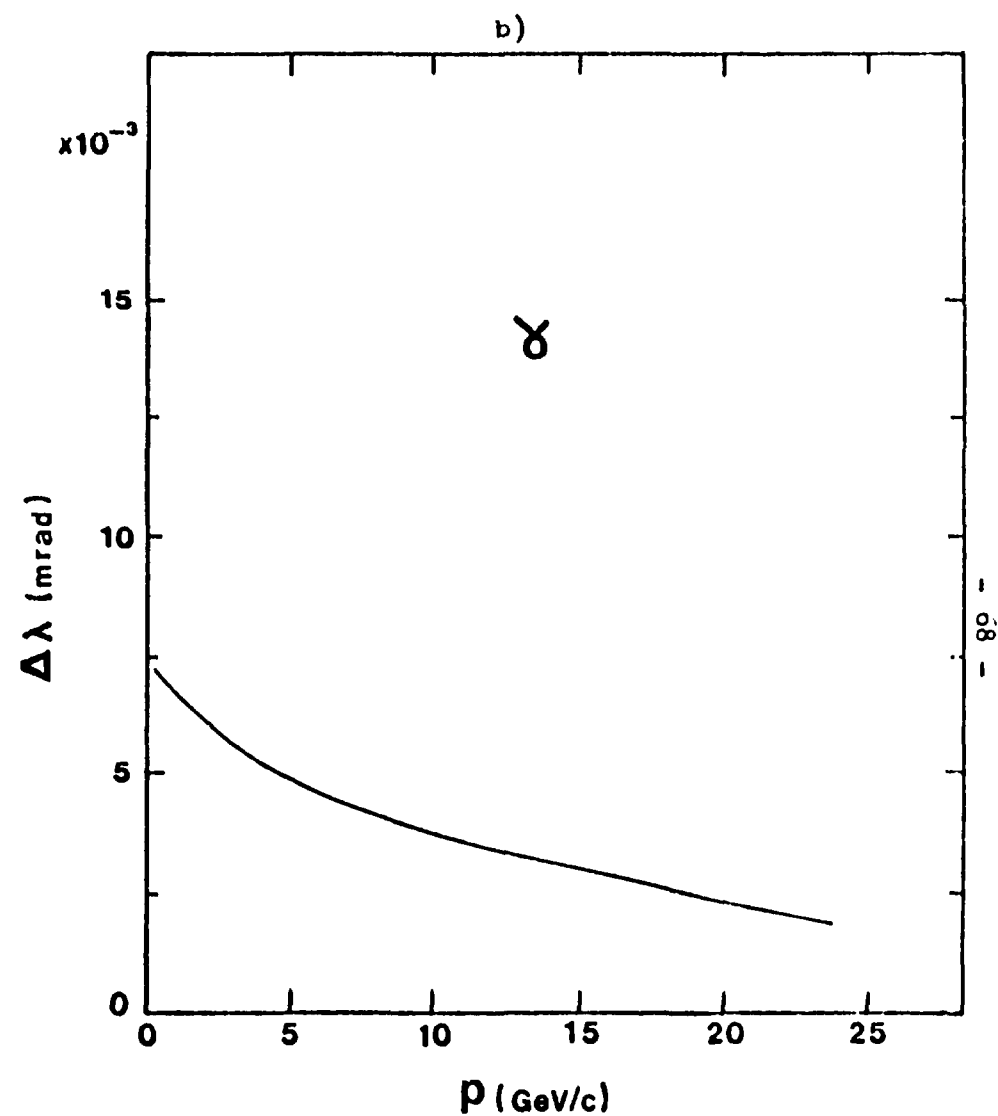
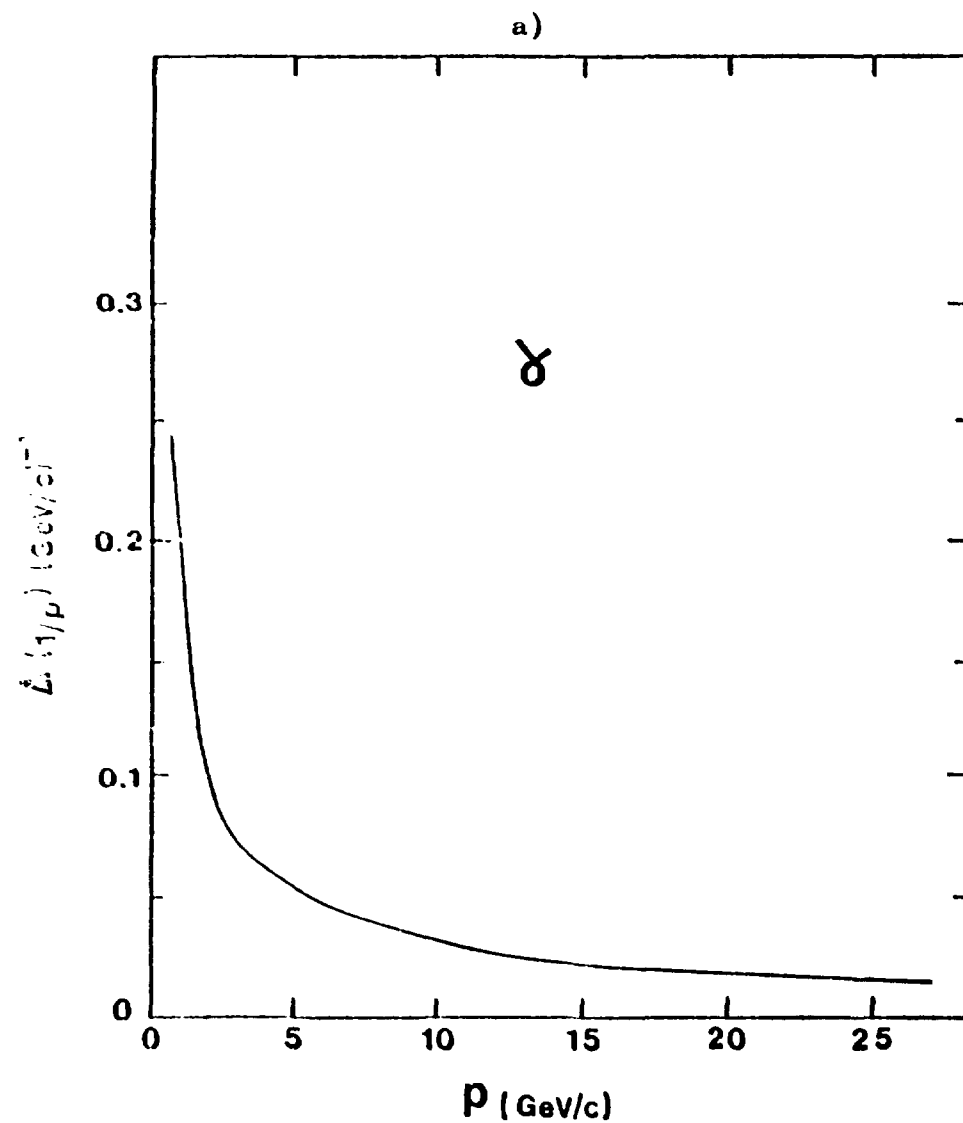


Erreurs de mesure dans BEBC en fonction de l'énergie des traces, pour notre expérience

a) $\Delta(1/p)$

b) $\Delta\lambda \simeq \Delta\phi$

Fig. (III.1)

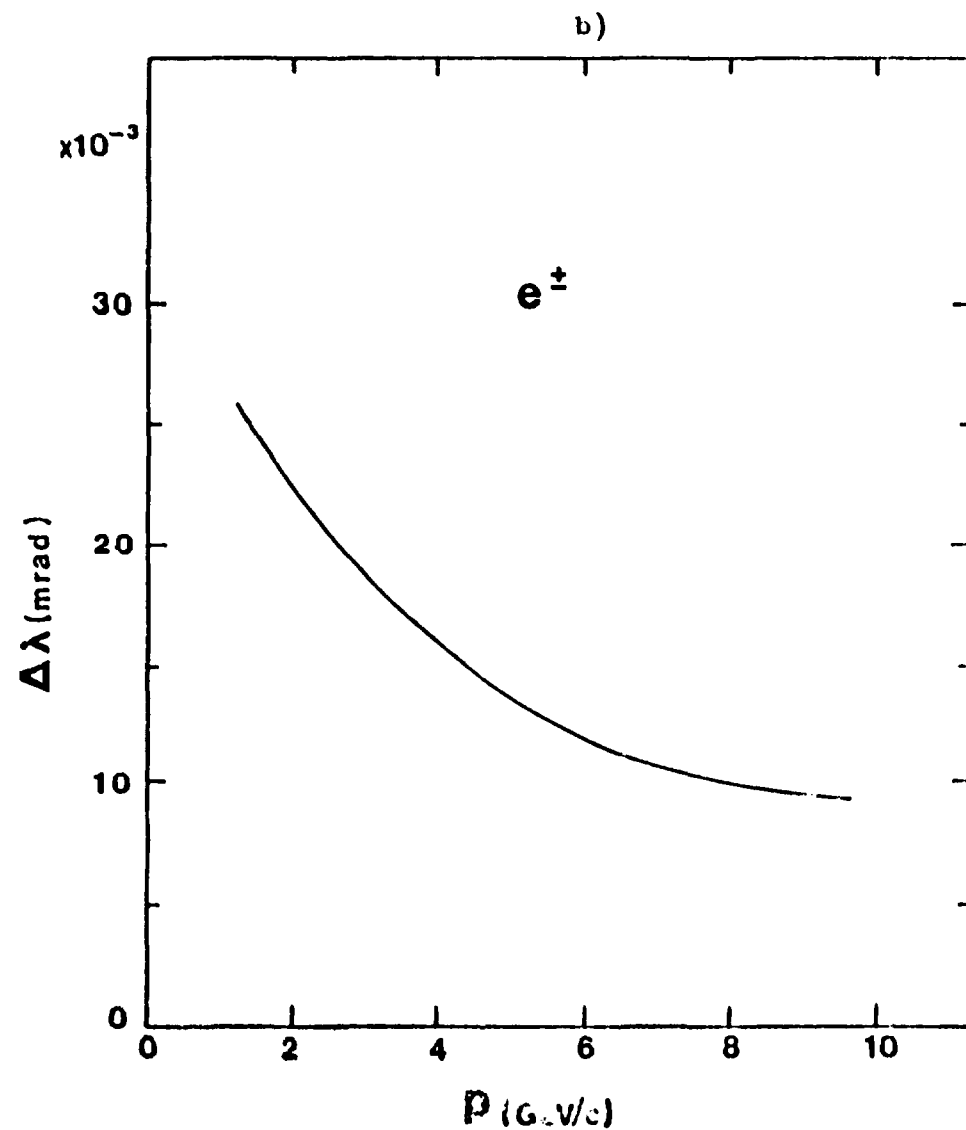
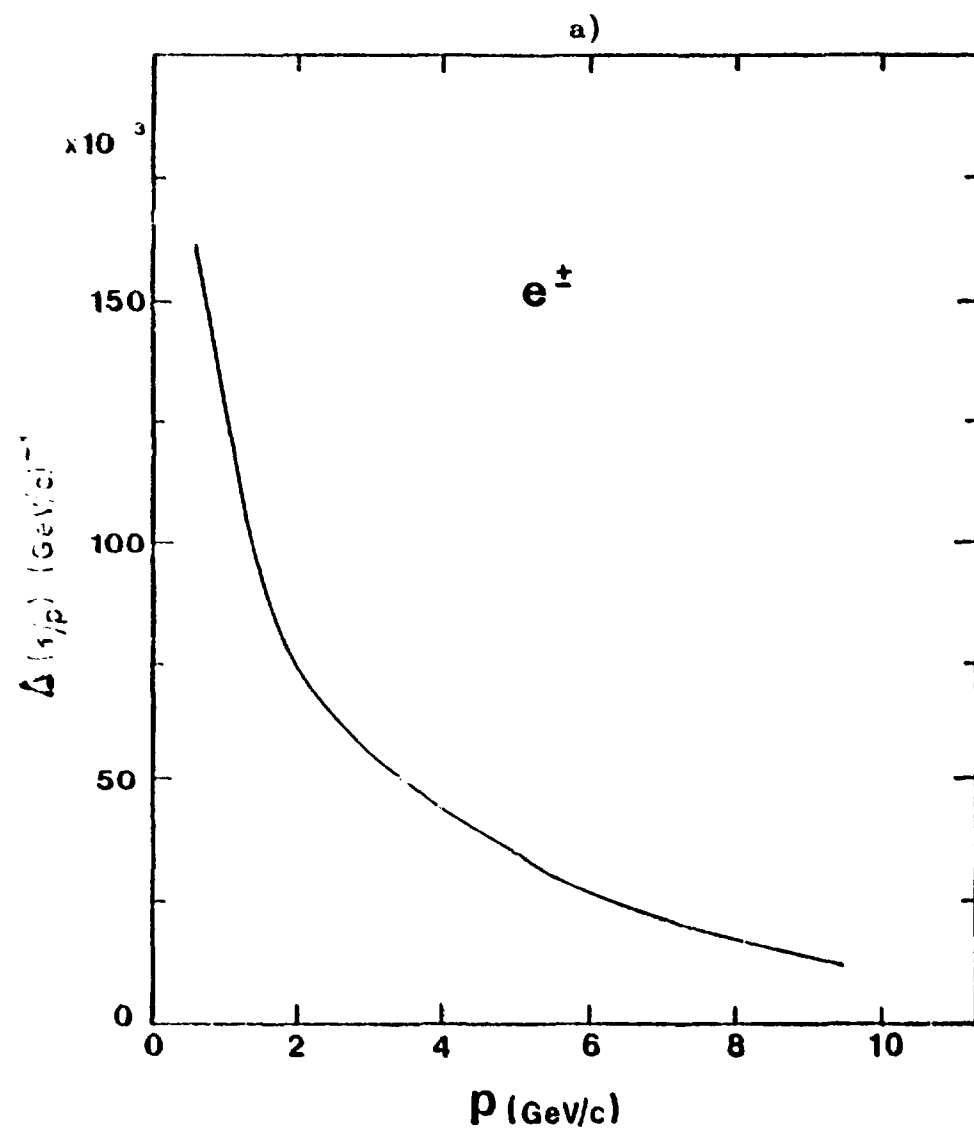


Erreurs de mesure en fonction de l'énergie, pour notre expérience

a) $\Delta(1/p)$

b) $\Delta \lambda \simeq \Delta \Phi$

Fig. (III.2)

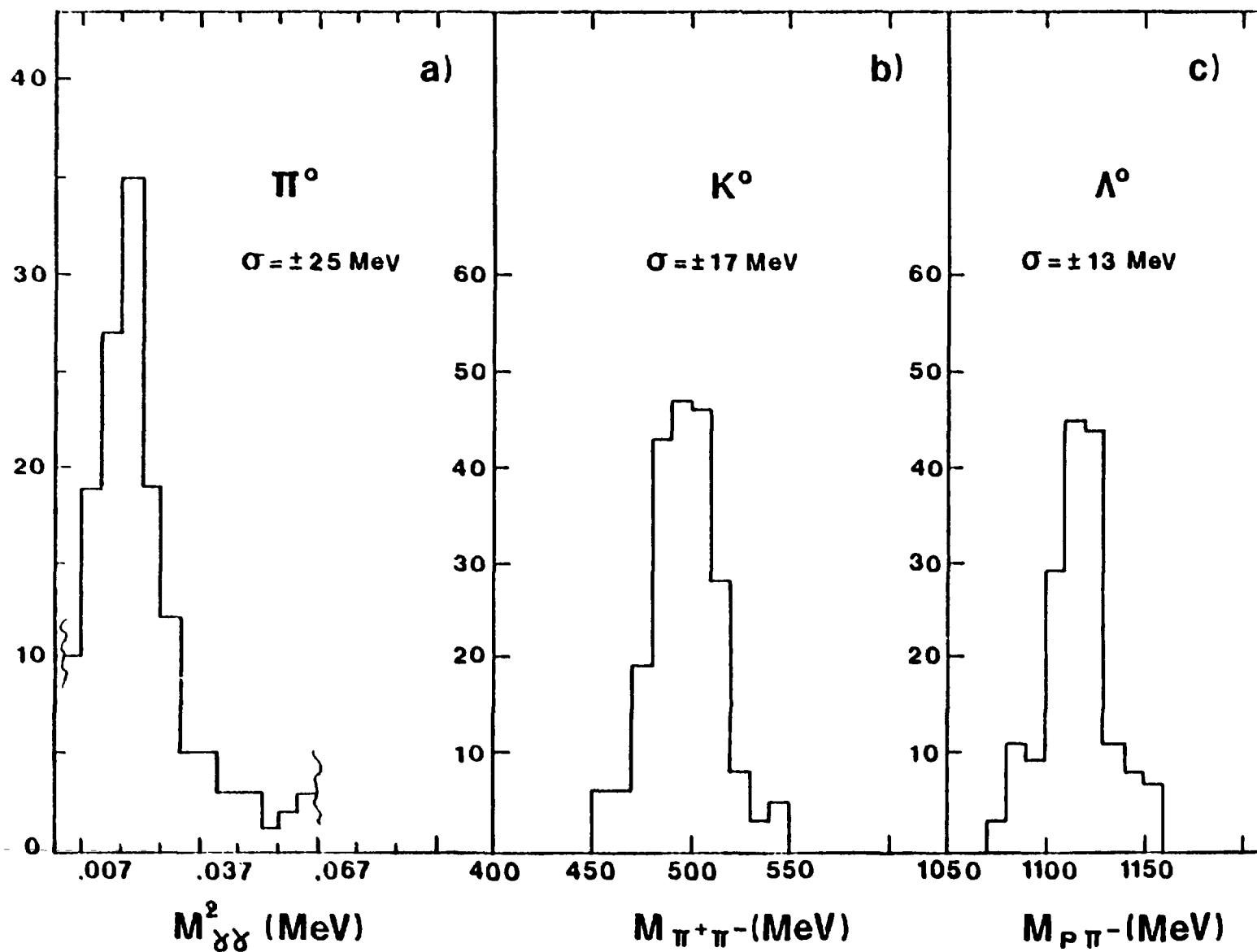


Erreurs de mesure en fonction de l'énergie, pour notre expérience

a) $\Delta(1/p)$

b) $\Delta\lambda \approx \Phi$

Fig. (III.3)



Résolution sur les masses effectives, pour notre expérience

Fig. (III.4)

Le programme de géométrie calcule également un ajustement cinématique pour les V^0 et $\bar{\nu}$. Tous ces résultats sont analysés par un physicien, devant une projection de l'événement. Cette analyse a pour but d'observer :

- si la mesure a été bien faite par l'opérateur et si les reconstructions des traces sont correctes ;
- si toutes les traces ont bien été mesurées ;
- l'identité des particules, à partir des informations d'ionisation (appréciées à l'oeil) pour les traces d'impulsion $P < 1 \text{ GeV/c}$ (distinction π/P) ou $P < 0,5 \text{ GeV/c}$ (distinction K/π), ou bien à partir de comportements typiques : reconnaissance des $e^{\pm}$ par les bremsstrahlung, rayons δ , etc ... (voir chapitre VI), de π ou de K par certaines désintégrations ;
- éventuellement la présence de phénomènes tout à fait inattendus ou très rares.

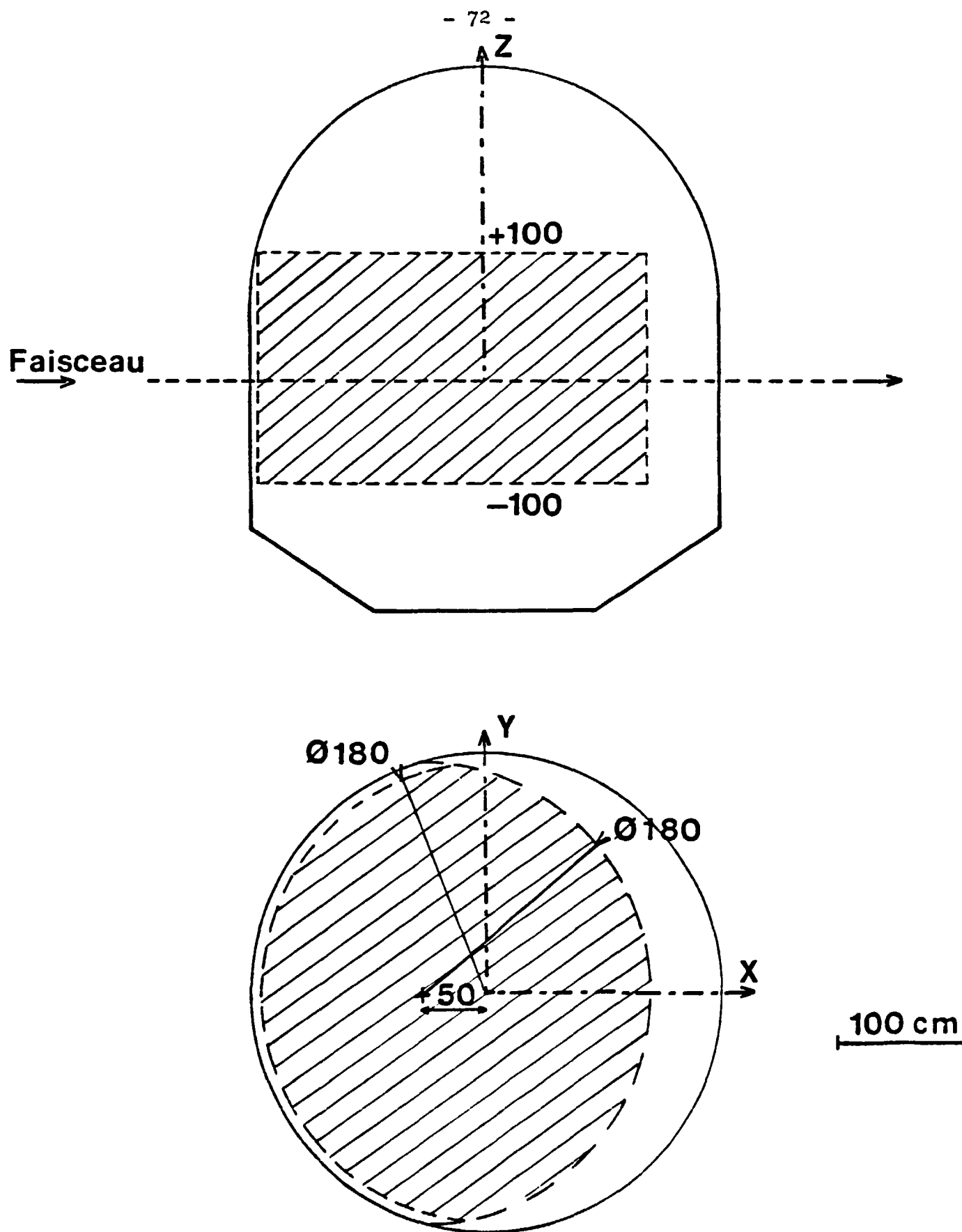
Après ces contrôles, indispensables en liquide lourd à cause de la complexité des événements, les résultats sont mis sur DST et disponibles pour l'analyse physique.

III.2.2. Sélection des candidats. Volume fiduciel.

Au dépouillement nous éliminons les événements de type Z, ayant une énergie trop faible ($< 2 \text{ GeV}$), ainsi que ceux qui accompagnent un événement de paroi. Après passage en géométrie une coupure en volume fiduciel est effectuée afin de garantir une bonne visibilité de l'événement et une longueur des traces suffisante (50 cm) pour une détermination de l'impulsion des particules secondaires. Ce volume est limité aux cotes suivantes (voir figure III.5)

$$\begin{aligned} -100 \text{ cm} < z < +100 \text{ cm} \\ (x^2 + y^2) < (180 \text{ cm})^2 \\ (x-50)^2 + y^2 < (180 \text{ cm})^2 \end{aligned}$$

Ce volume fiduciel réduit la cible utile à $16,8 \text{ m}^3$, soit 12,1 tonnes de liquide. Cette coupure en volume fiduciel rejette 16% des candidats. Le lot total d'événements est alors de 1806 candidats neutrinos et 520 antineutrinos.



Définition du volume fiduciel utilisé dans l'expérience.
Ce volume représente $16,8 \text{ m}^3$

Fig. (III.5)

Les photos prises à 275 GeV ont été dépouillées et mesurées de la même façon. Mais les données de l'EMI étaient incomplètes et seule une analyse rapide a été faite, permettant de déterminer la section efficace. Ces photos n'ont pas servi aux analyses qui seront présentées.

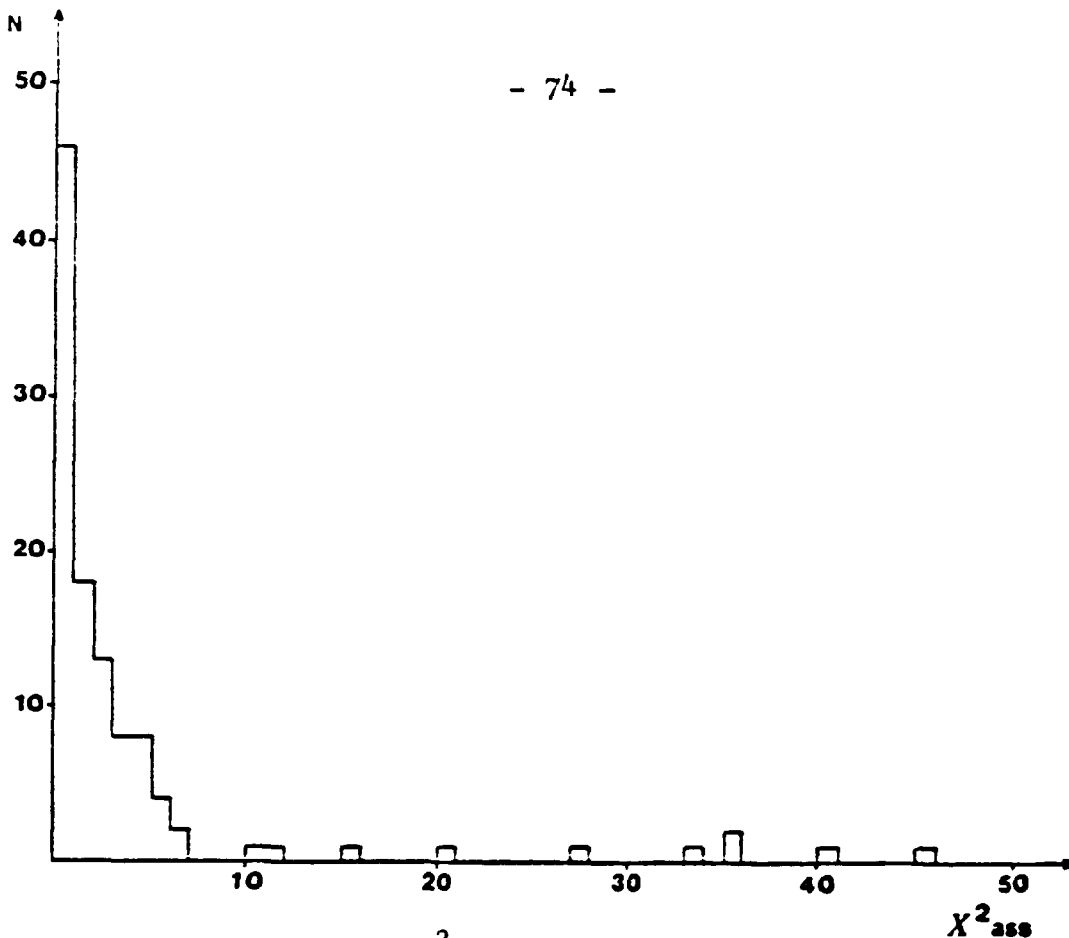
III.2.3. Photos de hadrons.

Durant les prises de données neutrino, des photos de hadrons ont été prises en "double détente", c'est-à-dire dans l'intervalle de temps entre deux photos neutrinos. Ce mode de fonctionnement de BEBC s'est révélé très utile car il a permis de prendre des photos avec le même mélange pour les hadrons que pour les neutrinos. Des π^- de 70 GeV/c et des protons de 110 GeV/c ont été utilisés pour ces photos, et l'étude de leurs interactions nous a permis de corriger notre résolution en énergie (voir plus loin).

III.3. TRAITEMENT DE L'EMI.

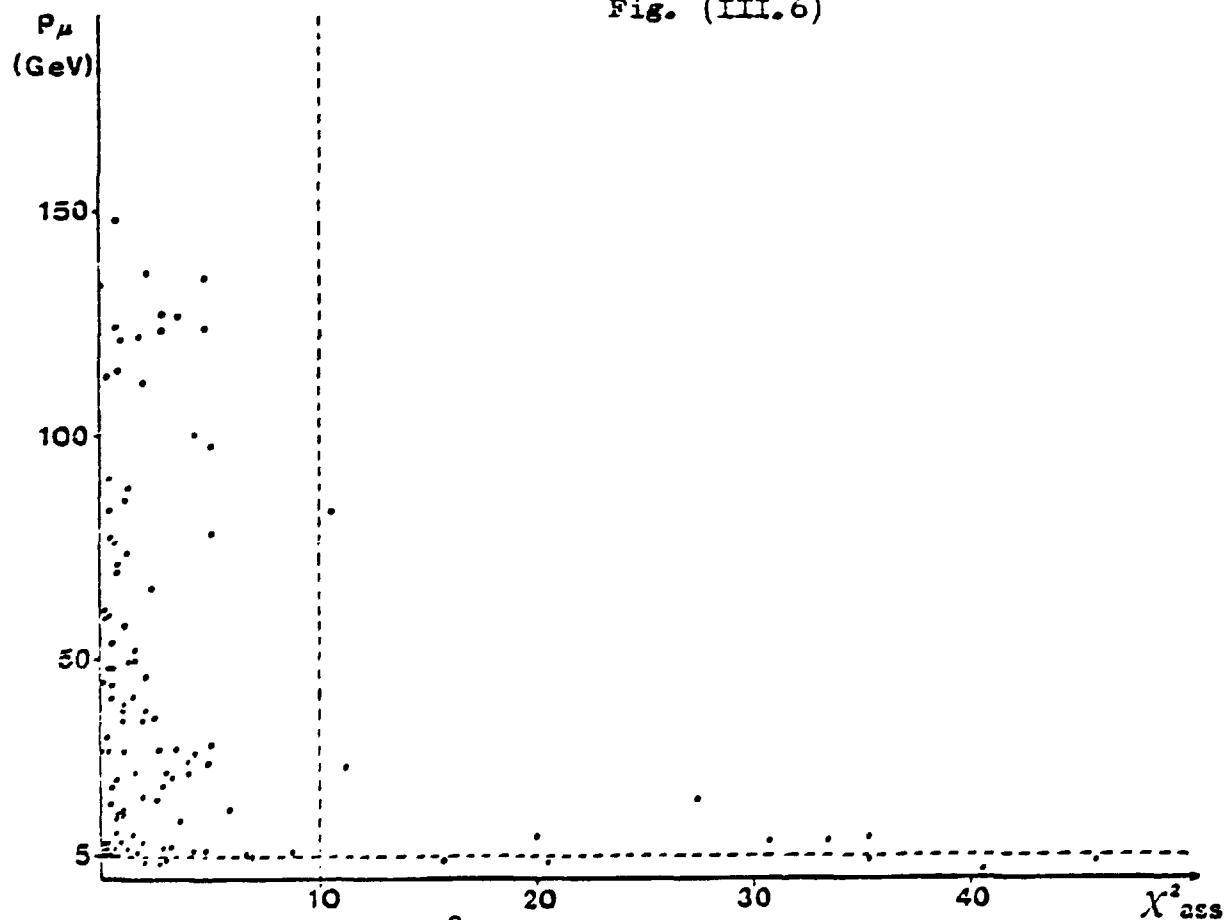
III.3.1. Programme de traitement.

Les données enregistrées par l'EMI sont utilisées pour identifier les muons parmi les particules qui n'interagissent pas dans la chambre. Les trajectoires mesurées des candidats muons sont extrapolées hors de la chambre jusque dans l'EMI par un programme spécial. Ce programme est formé de divers processeurs développés au CERN [32]. Il confronte les résultats de l'extrapolation avec les données enregistrées pour la photo. Une carte du champ de fuite de BEBC est nécessaire à ce travail, ainsi qu'une description détaillée de l'appareillage. Les erreurs de mesure sont propagées le long de la trajectoire, et la diffusion multiple dans le fer est également considérée. Un χ^2 d'association est calculé, qui prend en compte les erreurs sur le point extrapolé et sur le point reconstruit dans la chambre à fils par une méthode des moindres carrés. Ce χ^2 d'association est celui de deux mesures indépendantes d'une même valeur :



Distribution des X^2_{ass} pour des traces candidats muons extrapolées jusqu'à X^2_{ass} dans l'EMI

Fig. (III.6)



Distribution X^2_{ass} - impulsion pour les candidats muons extrapolés dans l'EMI. Les lignes pointillées indiquent les coupures utilisées : $X^2 < 10$, $P_\mu > 5$ GeV

Fig. (III.7)

$$\chi_{\text{ass}}^2 = \frac{(\delta w^2 + \delta W^2)(V-v)^2 - 2\delta v\delta w(V-v)(W-w) + (\delta v^2 + \delta V^2)(W-w)^2}{(\delta v^2 + \delta V^2)(\delta w^2 + \delta W^2) - (\delta v\delta w)^2}$$

où $\begin{pmatrix} v \pm \delta v \\ w \pm \delta w \end{pmatrix}$ est le point extrapolé et $\begin{pmatrix} V \pm \delta V \\ W \pm \delta W \end{pmatrix}$ est le point reconstituit.

III.3.2. Critères d'identification.

La probabilité qu'une particule soit un muon peut se calculer à partir du χ_{ass}^2 et de la densité de coups enregistrée par l'EMI. Dans le cas du faisceau à bande étroite le bruit de fond dans l'EMI est très faible (0,14 coup/m²/spill) et une méthode plus rapide et plus simple a été utilisée pour identifier les muons.

L'hypothèse du muon est acceptée pour $\chi_{\text{ass}}^2 < 10$. Cette valeur est déterminée semi-empiriquement à partir des distributions des χ_{ass}^2 pour les traces extrapolées (fig. III.6). Dans la figure III.7 nous avons reporté l'impulsion de ces traces en fonction de leur χ_{ass}^2 . Nous voyons que pour $P_{\mu} < 5$ GeV/c, il n'y a pas de seuil en χ_{ass}^2 et notre coupure n'est pas valable. Nous adoptons une deuxième coupure $P_{\mu} > 5$ GeV/c pour identifier les muons, ce qui permet de rejeter les fausses associations dues au fait qu'en raison de la diffusion coulombienne (voir fig. II.14) la région d'extrapolation est très grande pour les traces de faible énergie.

III.3.3. Efficacité de l'identification.

L'acceptance géométrique de l'EMI dépasse 99% par sa construction : seules trois traces extrapolables passent à côté dans nos données. L'inefficacité de l'EMI vient essentiellement de celle des chambres, de l'électronique et du programme de reconstruction. Deux méthodes ont été utilisées pour estimer cette inefficacité.

- Un lot de 2000 muons énergiques (30-100 GeV) accompagnant le faisceau a été mesuré. Les critères d'identification adoptés fournissent alors une inefficacité globale d'identification de $2 \pm 0,6\%$. Ce calcul concerne essentiellement la partie frontale de l'EMI.

- Une analyse à partir des événements CC eux-mêmes, a été entreprise lors de l'étude des courants neutres. Cette méthode utilise le fait que les muons ont en moyenne une impulsion transverse par rapport à la gerbe hadronique plus élevée que les hadrons qui peuvent les simuler. Cette analyse est décrite dans le chapitre sur les courants neutres et donne une inefficacité de $2,5 \pm 1\%$.

Cette dernière valeur de l'inefficacité est acceptée comme inefficacité globale de l'EMI.

Lors de l'identification il peut également se produire des associations accidentelles entre une trace hadronique et un coup dans l'EMI provoqué par une autre source. Cela conduit à une sous estimation du nombre de courants neutres plus qu'à des dileptons car dans ce dernier cas cette association doit avoir lieu dans le même temps que celle du vrai muon. La méthode choisie pour estimer cette contamination consiste à essayer d'associer une trace de hadron avec les données EMI correspondant à d'autres photos. Le taux d'associations accidentelles ainsi déterminé est de 3%.

III.3.4. Utilisation de l'EMI pour les mesures.

En plus de l'identification des muons, l'EMI a pu servir à améliorer le calcul de l'impulsion des muons ayant une erreur dans la détermination de l'impulsion $\Delta P/P \geq 30\%$. La connaissance du point de passage dans l'EMI permet dans ces cas là une amélioration nette de la mesure, en dépit du passage dans le fer. Ce procédé est possible dans notre faisceau en raison du très faible bruit de fond qui permet de retrouver sans ambiguïté le point de passage réel de la particule. Seules les traces très énergiques ont leur mesure améliorée, et cette amélioration est utile pour environ 10% des muons reconnus.

III.4. RESULTAT DES MESURES. ESTIMATION DE L'ENERGIE HADRONIQUE.

Lors de la mesure d'un événement, le bilan en énergie de toutes les traces hadroniques mesurées représente en moyenne 80% de l'énergie hadronique réelle. L'énergie manquante est due à deux sources principales :

- Une partie des particules neutres, primaires ou secondaires, n'interagissent pas ou ne se désintègrent pas dans la chambre. En raison de la longueur de radiation très faible (41 cm) cela ne concerne qu'une faible fraction des gammas ($< 10\%$). Il s'agit essentiellement de neutrons et de K^0 .

- Lorsqu'un événement est très confus, en raison du développement d'une gerbe électromagnétique ou si des traces hadroniques interagissent très près du vertex, il est difficile sinon impossible de tout mesurer. En particulier le choix à faire entre les gammas primaires et les gammas de bremsstrahlung (dont les énergies sont déjà prises en compte dans celles de leurs électrons d'origine) est souvent ambigu et conduit à rejeter les gammas se matérialisant trop loin du vertex. Les multiplicités élevées atteintes dans certains événements sont la principale cause de ces confusions.

Afin d'estimer quelle est la correction en énergie hadronique que nous devons utiliser pour retrouver l'énergie du neutrino initial, deux méthodes ont été utilisées. Ces deux méthodes permettent de calculer un facteur de correction f , ainsi que la forme de sa distribution, qui doit être appliqué à l'énergie hadronique :

$$E_\nu = E_\mu + f \cdot E_H^{\text{mesuré}} \quad (3.1)$$

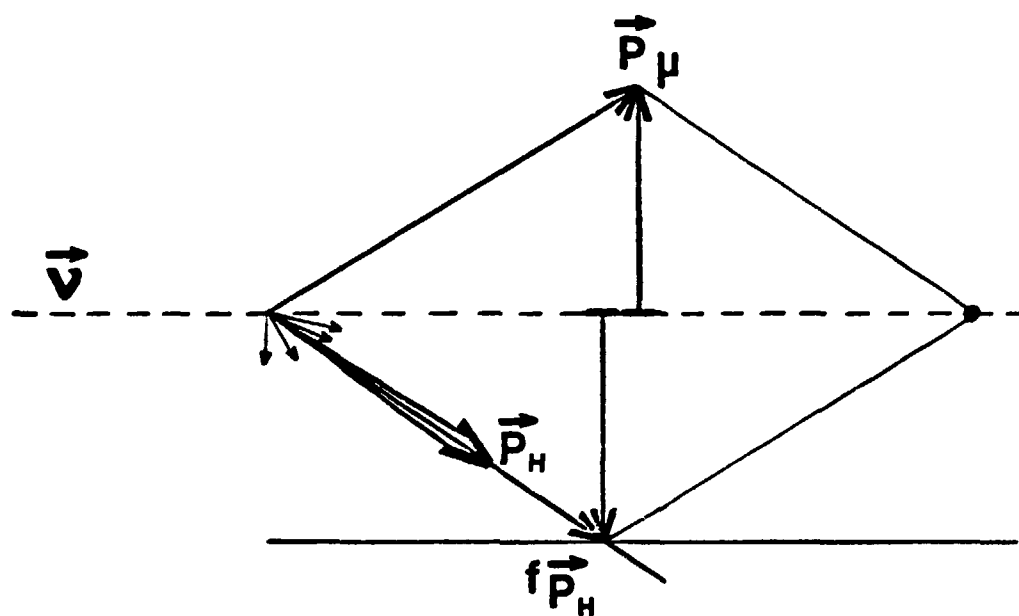
avec

$$E_H^{\text{mesurée}} = \sum_i E_i^{\text{mesurée}}$$

(i représente chaque trace, neutre ou chargée).

- La première méthode consiste à équilibrer l'impulsion transverse de la gerbe hadronique avec l'impulsion transverse du muon dans la direction du neutrino incident [33], pour les courants chargés. Si $\vec{P}_H$ est l'impulsion de la gerbe hadronique et $\vec{P}_\mu$ celle du muon, $\vec{v}$ étant la direction du faisceau, on détermine le facteur f tel que :

$$\frac{f\vec{P}_H + \vec{P}_\mu}{|f\vec{P}_H + \vec{P}_\mu|} = \vec{v} \quad (3.2)$$



Correction de l'énergie hadronique par la balance des impulsions. $\vec{P}_H$ est l'impulsion résultante de tous les hadrons mesurés, en projection sur le plan $\vec{v} - \mu$

Fig. (III.8)

La figure III.8 illustre cette méthode, la figure III.9 donne le résultat sous la forme $\varepsilon = 1/f$ dans diverses tranches d'énergie hadronique. Ce facteur est constant avec E_H et la valeur moyenne de f est :

$$f = 1,20 \pm 0,03 \quad (3.3)$$

- La deuxième méthode de correction utilise les mesures faites dans les mêmes conditions que pour les ν , des photons de hadrons (π^- de 70 GeV/c et p de 110 GeV/c) prises en double détente. Connaissant l'énergie incidente, on calcule directement la fraction de l'énergie totale mesurée dans la gerbe hadronique, qui est :

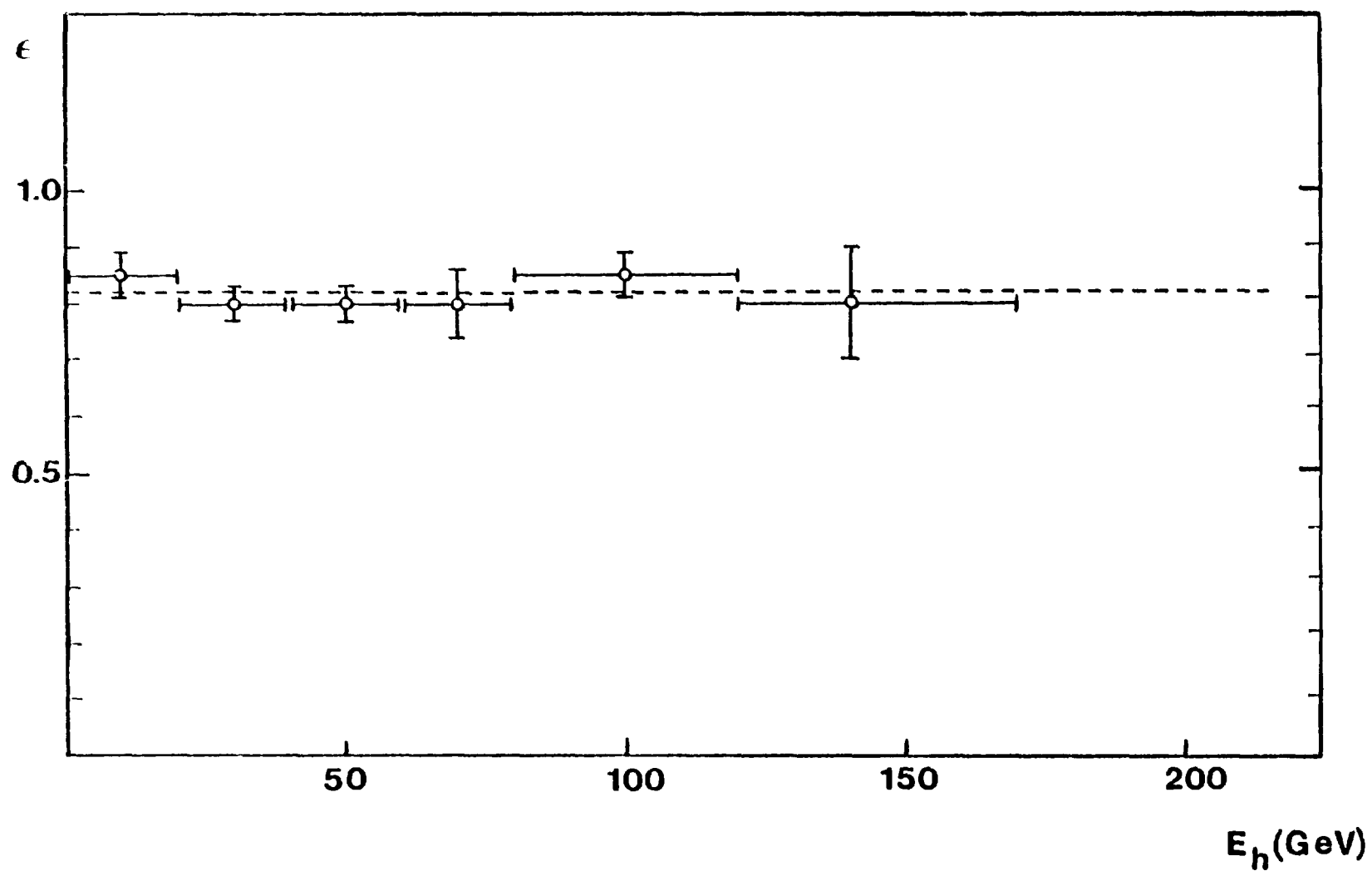
$$\varepsilon = \frac{\sum E_H^{\text{mesurée}}}{E^{\text{incidente}}} \quad (3.4)$$

La figure III.10 montre les distributions obtenues pour ε . Les valeurs moyennes de ε sont :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 0,80 \pm 0,02 \quad \text{pour} \quad 70 \text{ GeV/c} \\ \varepsilon &= 0,83 \pm 0,03 \quad \text{pour} \quad 110 \text{ GeV/c} \end{aligned} \quad (3.5)$$

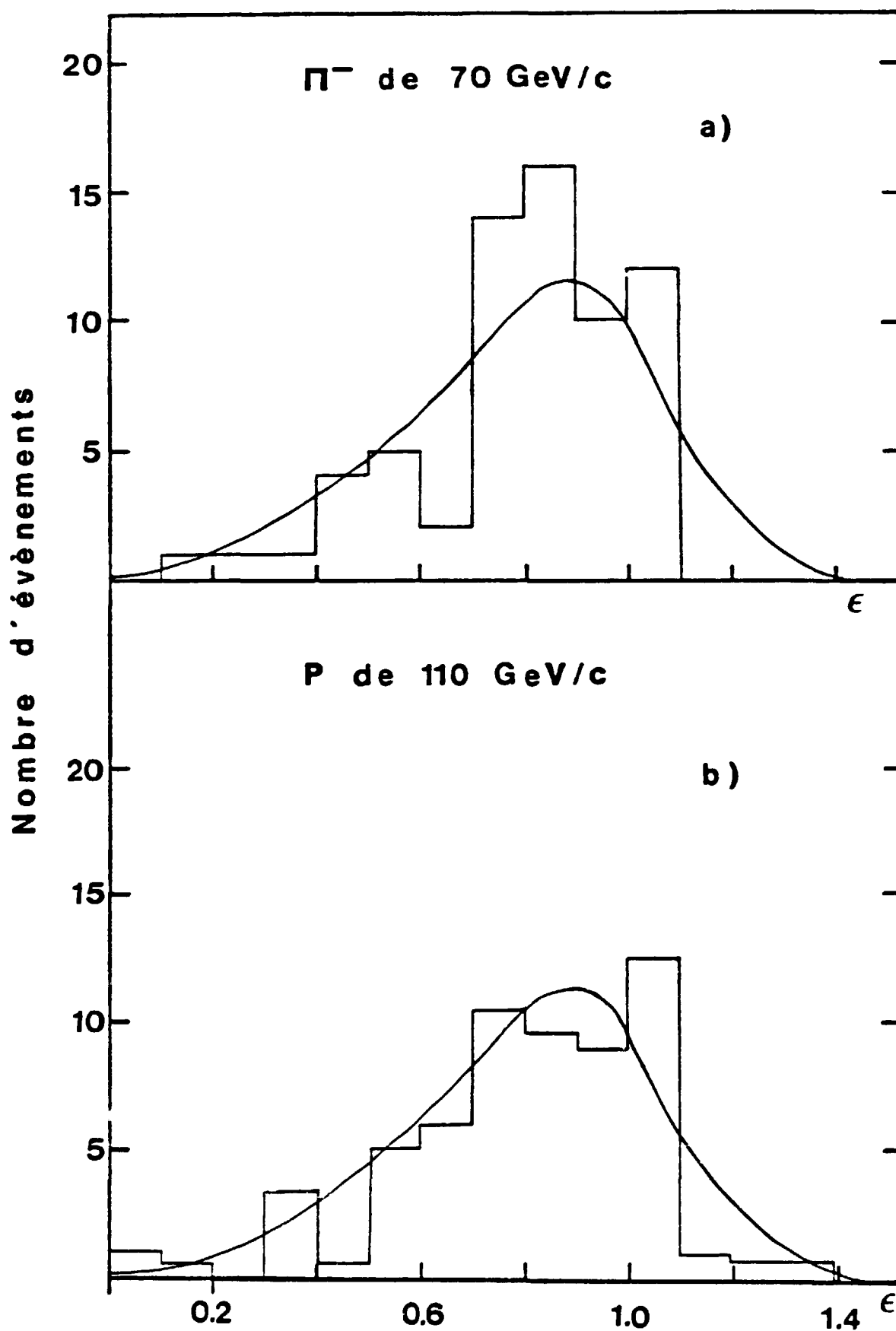
Ces valeurs moyennes sont en bon accord avec le résultat de la première méthode. Les courbes de la figure III.10 représentent des fonctions de résolution adaptées aux distributions et qui ont été utilisées dans les calculs de Monte Carlo.

L'accord entre les deux méthodes permet d'utiliser comme facteur de correction $f = 1,20$ dans toute la suite de l'analyse. Une étude par Monte Carlo de ce facteur de correction conduit à un facteur de correction plus faible, compte tenu de la taille de la chambre et des longueurs de radiation et d'interaction. La différence vient de ce que notre résultat traduit également les pertes dues à la confusion, dont le Monte Carlo ne tient pas compte.



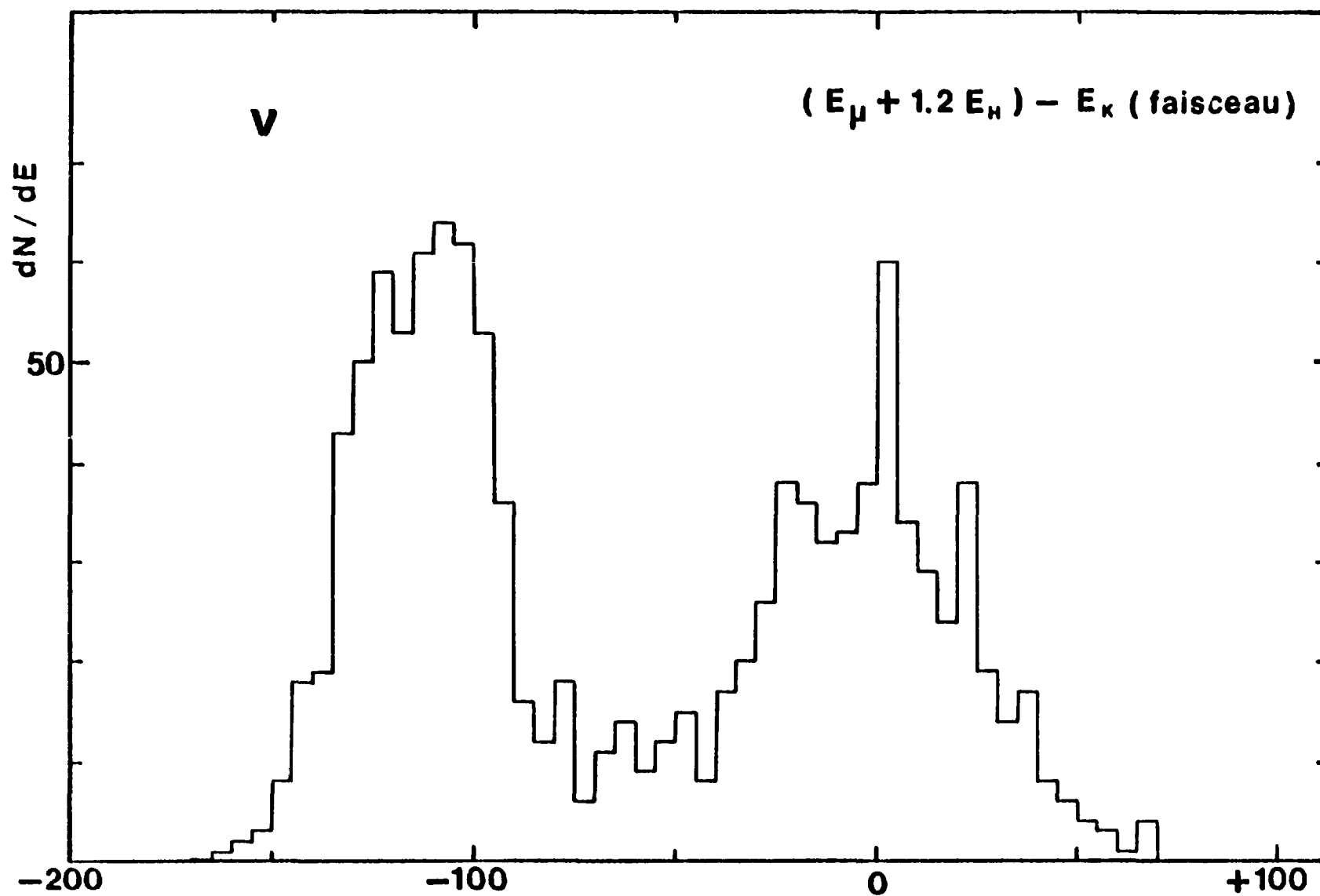
Résultats du calcul de la correction d'énergie par la méthode des balances en impulsions transverses : ϵ en fonction de E_h .

Fig. (III.9)



Rapport de l'énergie mesurée à l'énergie nominale pour les gerbes hadroniques produites par des π^- et des p, dans BEBC remplie de liquide lourd

Fig. (III.10)



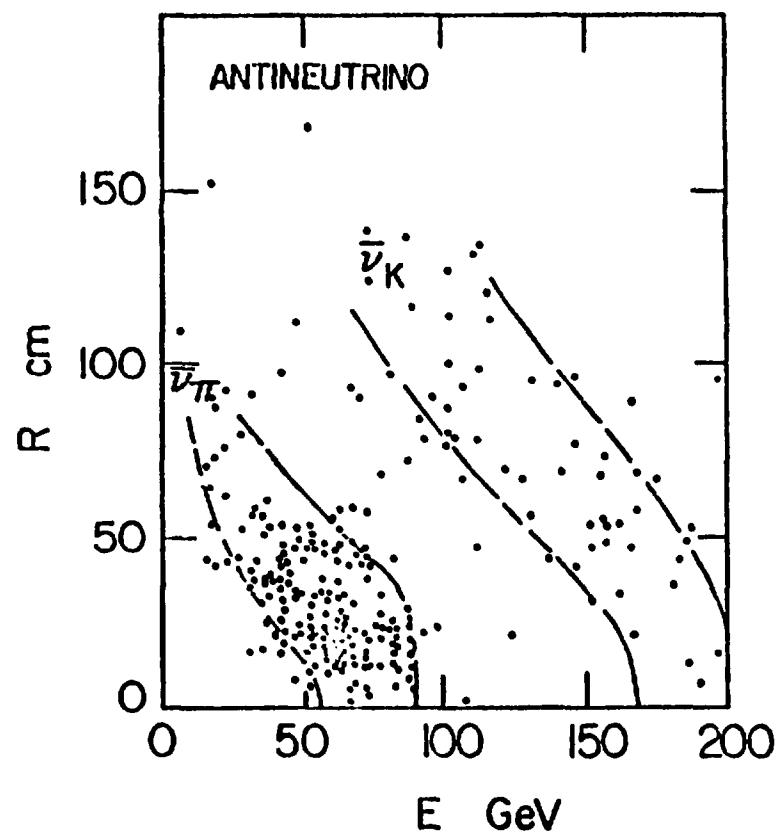
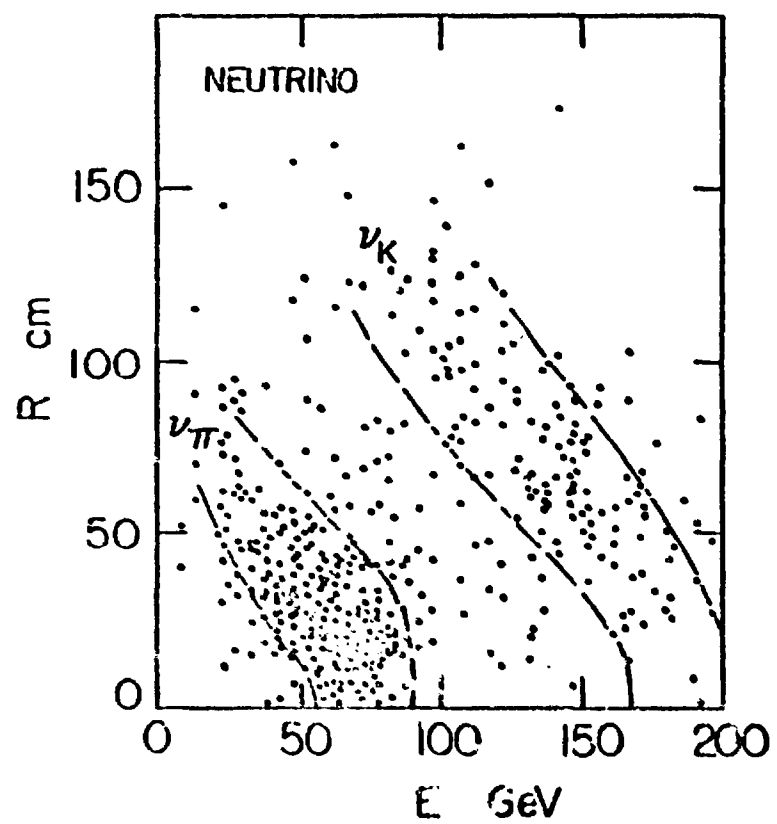
Distribution $E_{\nu}^{\text{mesurée}} - E_{\nu_k}(r)$ pour les événements ν . Le pic des ν_k est centré à 0 celui des ν_{π} à -105 GeV.

Fig. (III.11)

Les caractéristiques du faisceau à bande étroite fournissent les moyens d'un test direct de la validité de notre estimation de l'énergie. A chaque position radiale R autour de l'axe du faisceau correspond une énergie pour les ν_π et les ν_K . Pour chaque événement nous reportons la valeur $(E^{\text{mesurée}}_\pi - E^{\text{nominale}}_{(\nu_K, R)})$ dans la figure III.11. Nous trouvons deux pics correspondant aux ν_π et ν_K , le pic des ν_K étant centré en 0, ce qui montre que notre estimation de l'énergie ne présente pas de biais systématique. Une autre manière de retrouver ce résultat est de regarder la distribution en énergie en fonction de R . La figure III.12 montre la répartition de ces points ainsi que les limites contenant 70% des événements, calculées à partir du faisceau. Les points mesurés s'accordent assez bien avec ces limites, les points en dehors étant dus aux événements incomplets ou faisant partie du fond "large bande".

La précision obtenue dans la détermination de l'énergie hadronique $(\frac{\Delta E}{E})_h$ est uniforme en fonction de l'énergie et est d'environ 20%. Cette précision est très intéressante car cela entraîne que, dans le calcul de la variable d'échelle x , on aura $\frac{\Delta x}{x}$ indépendant de E_h . Ce point distingue les expériences de chambre à bulles des expériences de compteurs, où l'on a une précision du type $(\Delta E_h)/E_h \simeq \alpha/\sqrt{E_h}$ moins bonne à faible E_h . Une précision uniforme sur x permettra entre autres, un meilleur calcul des intégrales en x , en particulier à grande valeur de x et faible valeur de Q^2 (voir chapitre V).

La détermination de l'énergie totale est meilleure que celle de l'énergie hadronique seule en raison de la bonne mesure du muon. On pourrait utiliser l'énergie correspondant à la position radiale des événements comme détermination de E_ν , mais la précision obtenue serait moins bonne, en raison de la dispersion en impulsion du faisceau parents et de la longueur de la zone de désintégration. Dans ces derniers cas en effet la précision est de l'ordre de 20% sur l'énergie totale, excepté pour les ν_K de plus haute énergie où cette précision atteint 10%.



Distribution des événements en fonction de R, position radiale et de leur énergie.

Fig. (III.12)

Chapitre IV

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES.

Les premiers résultats de notre expérience ont porté sur la détermination des sections efficaces des interactions CC de neutrinos et antineutrinos [34]. L'étude des interactions CN a nécessité une étude plus approfondie [35] mais utilise le même calcul du flux ν , $\bar{\nu}$.

IV.1. SECTIONS EFFICACES DES COURANTS CHARGES.

IV.1.1. Calcul du flux du faisceau de ν ($\bar{\nu}$).

Le calcul du faisceau consiste à déterminer le flux des neutrinos en fonction de leur énergie à partir des informations enregistrées par l'ensemble des détecteurs placés le long du faisceau (voir chapitre II).

Le flux absolu des neutrinos est fourni par les détecteurs de muons placés dans le blindage, le nombre des muons étant directement relié au nombre de neutrinos. La détermination du rapport K/π dans le faisceau permet par le compteur Tchénenkov différentiel permet de déterminer, dans le flux total trouvé, les proportions relatives de ν_π et de ν_K , à la précision près de cette mesure du rapport K/π (soit 9 % en ν , 6 % en $\bar{\nu}$).

La distribution en énergie de ce flux de neutrinos ou antineutrinos est calculée à partir des paramètres cinématiques des désintégrations $\pi \rightarrow \mu \nu$ et $K \rightarrow \mu \nu$. La distribution radiale des muons dans le blindage (fig.II.6) reflète ces deux sources de neutrinos. Le pic central de cette distribution est principalement dû aux ν_π , et sa largeur reflète essentiellement la divergence du faisceau. Les queues

de cette distribution proviennent à la fois des ν_K , qui donnent une distribution plus étalée que les ν_π , et des ν_π provenant de la partie divergente du faisceau. Cela nous permet de tester la cohérence entre le rapport K/π et la distribution observée.

La principale difficulté du calcul du faisceau vient d'une inefficacité du compteur $\check{C}$ pour les flux de particules utilisés. Cette inefficacité se reflète essentiellement en ν par un désaccord entre le nombre de ν_π et ν_K attendu en combinant le flux total enregistré par le BCT (Transformateur du courant de faisceau) avec les rapports $K^+/\pi^+/p$ du $\check{C}$, et le comptage provenant des détecteurs de muons du blindage : ce dernier est supérieur de 15% au premier. Afin de minimiser les erreurs, nous avons pris pour mesure du flux de ν_π celle des compteurs de muons et nous déduisons le flux des ν_K par le rapport K/π enregistré. Le comptage des ν_K souffre donc d'une erreur plus grande.

Une autre méthode du calcul du flux utilise le comptage du BCT, mais dans ce cas nous avons les deux erreurs sur les rapports P/π et K/π qui interviennent, et ce calcul est plus délicat.

La principale erreur dans notre calcul affectera le flux ν_K . Cette erreur est systématique et on peut en estimer le sens à partir des résultats publiés sur les productions de π et de K par des protons de 200 GeV [36]. Nous présenterons l'effet de cette erreur sur les principaux résultats de l'expérience.

Le calcul proprement dit du flux est fait grâce à un programme de Monte Carlo qui fournit les nombres de neutrinos (antineutrinos) dans des intervalles donnés d'énergie et de position radiale dans BEBC (fig. II.8).

IV.1.2. Corrections apportées en CC.

Tout événement est classé candidat CC s'il a un muon identifié par l'EMI selon les critères décrits. Le lot d'événements ainsi obtenu doit être corrigé afin de tenir compte des différents biais qui l'affectent, avant d'être directement comparé au flux calculé. Ces différents biais sont :

IV.1.2.a. Coupure en impulsion minimum du muon.

Nous avons vu que dans les critères d'identification du muon une coupure à 5 GeV/c d'impulsion a été prise. Il est donc nécessaire d'estimer le nombre d'événements CC avec $P_\mu < 5 \text{ GeV/c}$. Pour cela nous utilisons la section différentielle (voir chapitre I) :

$$\frac{d\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dy} = \frac{G^2_{ME}}{\pi} \int F_2(x) dx \left[(1-y+y^2/2) \left(\frac{\nu}{\bar{\nu}} \right) B(y-y^2/2) \right] \quad (4.1)$$

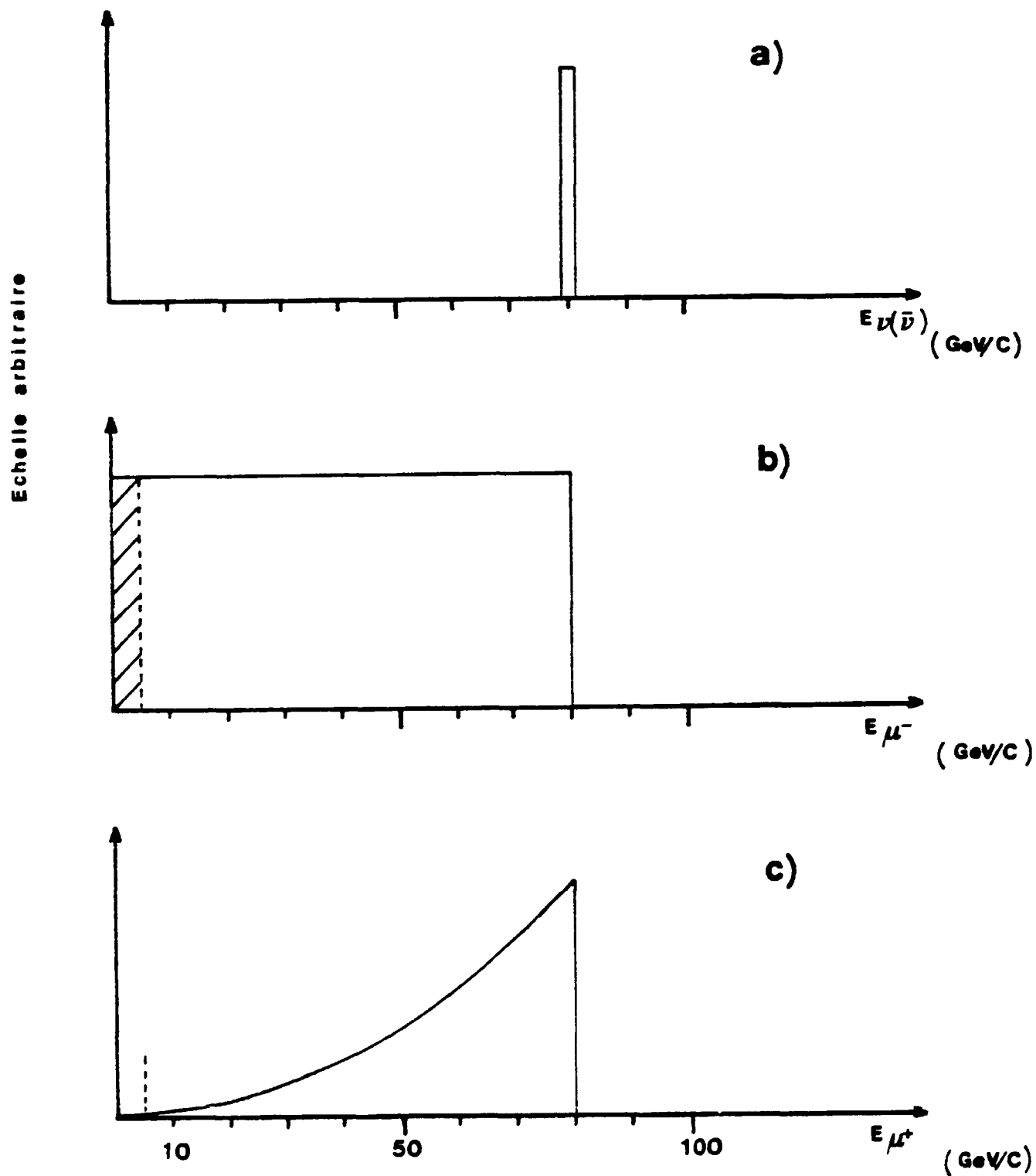
Pour une énergie donnée du neutrino, le muon produit dans l'interaction CC a une énergie $E_\mu = E (1-y)$. Il nous faut connaître la distribution en y des interactions pour connaître le spectre des muons. Pour cela nous faisons l'hypothèse $B = 1$, valeur proche de celle qui sera calculée par la suite. Nous obtenons les distributions classiques :

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} \propto C \quad \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \propto (1-y)^2 \quad (4.2)$$

Pour une énergie de neutrino donnée, nous connaissons alors la fraction des événements CC dont le muon a moins de 5 GeV/c d'impulsion. La figure IV.1 montre ces distributions pour une valeur $E_\nu = 80 \text{ GeV}$ ainsi que la partie du spectre des muons qui rentre dans la correction. Celle-ci est plus importante en neutrino qu'en anti-neutrino. Cette correction est appliquée dans le calcul du faisceau, ce qui permet d'obtenir des nombres d'événements corrigés, attendus pour une section efficace $\sigma_0 = E (\text{GeV}) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$. La table 4.1 donne ces chiffres pour 10^{17} protons sur la cible et dans différentes tranches d'énergie et de position radiale. C'est la comparaison de ces nombres avec le lot corrigé d'événements qui fournit les sections efficaces.

IV.1.2.b. Inefficacité de l'EMI.

Cette inefficacité est de 2% (voir chapitre III), assez uniforme ce qui conduit à une correction de +2% sur la section efficace.



Spectre en énergie des muons pour un spectre donné de neutrinos

- a) spectre des neutrinos
- b) spectre des μ^- dans le cas ν
- c) spectre des μ^+ dans le cas ν

Les zones hachurées limitées en pointillé contiennent les événements rejetées par coupure $p_{\mu} > 5$ GeV/c.

Table 4.1

Nombres d'événements attendus dans des anneaux de 40 cm dans BEBC,
pour 10^{17} protons, $\sigma/E = 10^{-38} \text{ cm}^2$, avec la coupure $P_\mu > 5 \text{ GeV}/c$,

$$E_{\pi,K} = 200 \text{ GeV}, \frac{K}{\pi} = 0,16 (\nu), 0,054 (\bar{\nu}),$$

divergence des π et K : 0,3 mrad.

Rayon (cm) Energie (GeV)	<u>Neutrinos</u>				
	0 - 40	40 - 80	80 - 120	120 - 160	160 - 200
0 - 20	0,058	4,938	5,608	0,347	0,001
20 - 40	13,607	45,110	4,132	0,032	0,023
40 - 60	76,849	38,012	0,357	0,604	0,344
60 - 80	155,091	12,194	1,825	3,189	1,345
80 - 100	40,753	2,328	7,501	9,291	2,442
100 - 120	0,833	6,325	21,615	14,562	0,668
120 - 140	2,501	20,399	46,173	6,462	0,071
140 - 160	8,115	57,561	28,698	1,067	0,013
160 - 180	29,628	76,188	10,330	0,307	0,001
180 - 200	37,391	18,033	1,645	0,032	0.
<u>Antineutrinos</u>					
0 - 20	0,031	2,595	2,950	0,183	0.
20 - 40	5,820	19,654	1,846	0,005	0,003
40 - 60	31,015	15,401	0,082	0,083	0,047
60 - 80	60,790	4,675	0,241	0,421	0,178
80 - 100	15,517	0,443	0,975	1,207	0,358
100 - 120	0,107	0,814	2,782	1,873	0,086
120 - 140	0,320	2,609	5,901	0,824	0,011
140 - 160	1,035	7,330	4,908	0,135	0,002
160 - 180	5,045	9,629	1,300	0,038	0.
180 - 200	4,665	2,238	0,205	0,004	0.

IV.1.2.c. Fond "Large bande".

Un certain nombre d'événements CC sont dus à des neutrinos produits très près de la cible et d'énergie inférieure à 60 GeV/c environ. Il y a autant de neutrinos que d'antineutrinos de fond, car ces désintégrations ont lieu avant la sélection en signe des particules parentes. L'étude des événements CC avec un muon de "mauvais" signe (μ^+ en ν , μ^- en $\bar{\nu}$) aboutit à appliquer une correction de -3% sur le lot de candidats en dessous de 60 GeV/c. Cette estimation a pu également être faite lors d'un test effectué en fermant des collimateurs placés dans le faisceau. Le flux des muons des deux signes qui traversent le blindage représente alors $7 \pm 2\%$ du flux total en fonctionnement normal. L'estimation de cette contamination est connue avec précision grâce aux résultats enregistrés à plus haute statistique dans l'expérience de compteurs CDHS placée dans le même faisceau.

IV.1.2.d. Fond $K\mu_3$.

Les désintégrations $K\mu_3$ (voir chapitre II) fournissent des neutrinos dont la valeur moyenne est dans une tranche d'énergie de 60 à 130 GeV. Ces neutrinos ne sont pas considérés dans le calcul du flux et il faut réduire le lot des candidats pour en tenir compte. Cette réduction, calculée par Monte-Carlo, est de 2%.

IV.1.2.e. Correction pour cible isoscalaire.

Le mélange cible a un rapport $\frac{n}{p} = 0,94$. Nous voulons donner les sections efficaces pour cible isoscalaire, et la correction à apporter est calculée avec l'hypothèse $\frac{\sigma^{\nu n}}{\sigma^{\nu p}} = \frac{\sigma^{\bar{\nu} p}}{\sigma^{\bar{\nu} n}} = 2$ prédite par le modèle des interactions faibles et expérimentalement vérifiée. Cela nous donne la correction

$$\frac{\sigma^{\nu}(\text{Ne}/\text{H}_2)}{\sigma^{\nu}(\text{isoscalaire})} = \frac{(\sigma^{\nu p} + \sigma^{\nu n})/1,94}{(\sigma^{\nu p} + \sigma^{\nu n})/2} = 0,99$$

$$\frac{\sigma^{\bar{\nu}}(\text{Ne}/\text{H}_2)}{\sigma^{\bar{\nu}}(\text{isoscalaire})} = 1,01$$

(4.3)

Cette correction de $\pm 1\%$ est appliquée aux lots de candidats événements.

IV.1.3. Résultats et interprétation.

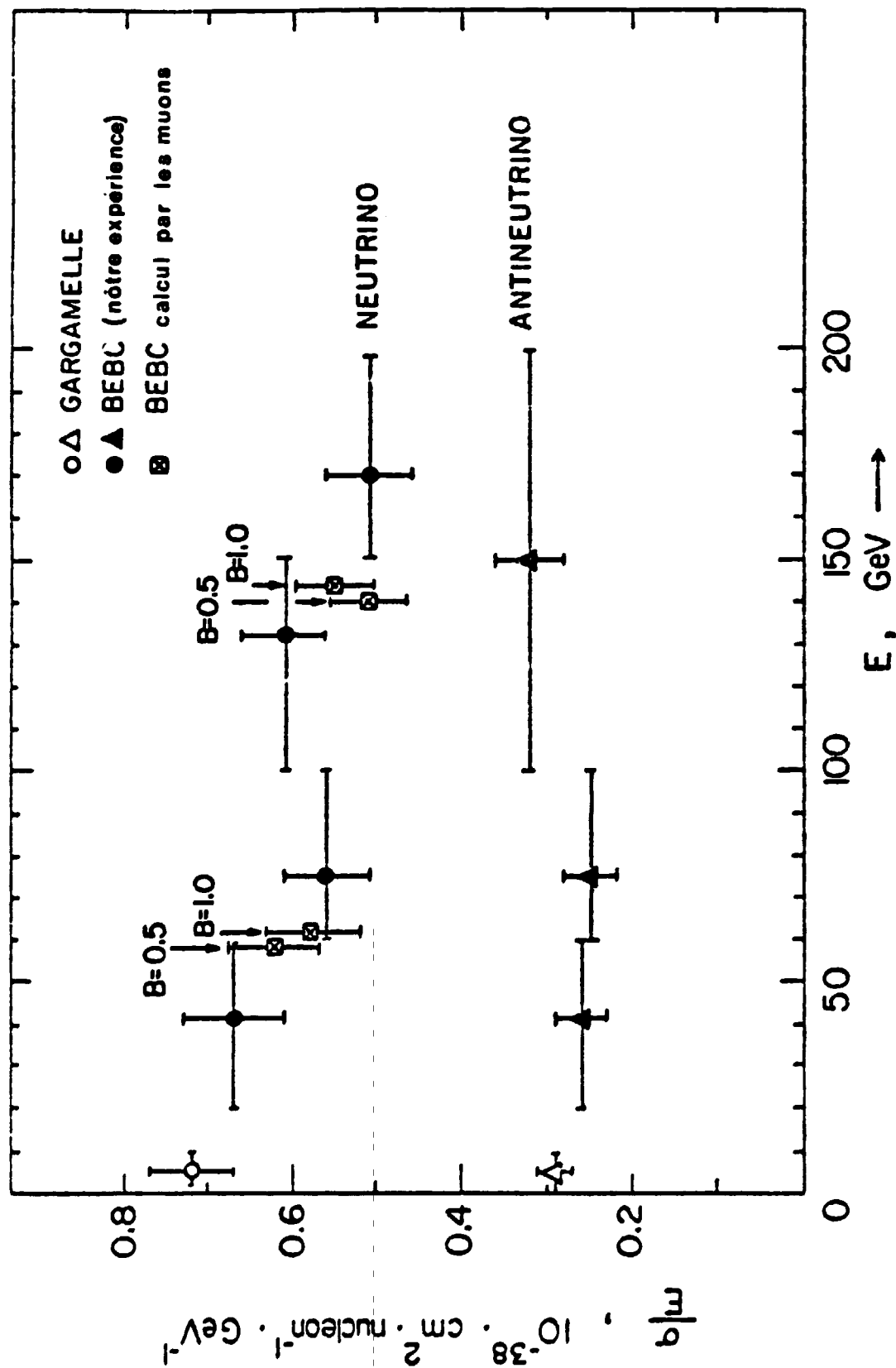
IV.1.3.a. Calcul direct.

La détermination de la section efficace a été faite avec le lot total des $\bar{\nu}$ (250 événements) et sur la moitié environ des ν (520 événements). La détermination de l'énergie des ν_{π} a été faite par la méthode décrite dans le chapitre précédent. Pour les ν_K cette méthode donne une précision moins bonne que la détermination à partir de la position radiale. C'est cette dernière qui a été utilisée, fournissant une précision allant de $\pm 9\%$ (pour $R = 0$ cm) à $\pm 20\%$ ($R = 80$ cm). Les événements sont regroupés en quatre (trois) zones d'énergies pour les neutrinos (antineutrinos) et les sections efficaces ainsi obtenues sont données dans la table 4.2 et reportées dans la figure IV.2. Nous avons également reporté dans cette figure les résultats de Gargamelle à basse énergie [11,14]

Table 4.2

Sections efficaces neutrinos et antineutrinos.

Energie (GeV) :	10 - 60	60 - 110	110 - 150	150 - 200
Nombre d'événements ν σ/E (unités $10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$)	136 $0,67 \pm 0,06$	123 $0,56 \pm 0,05$	161 $0,61 \pm 0,05$	97 $0,51 \pm 0,05$
Nombre d'événements $\bar{\nu}$ σ/E (unités $10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$)	90 $0,26 \pm 0,03$	87 $0,25 \pm 0,03$	73 $0,32 \pm 0,04$	
$R = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}}$	$0,39 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,07$	



Sections efficaces ν et $\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie E_ν , $E_{\bar{\nu}}$.

Fig. (IV.2)

IV.1.3.b. Calcul à partir du spectre des muons.

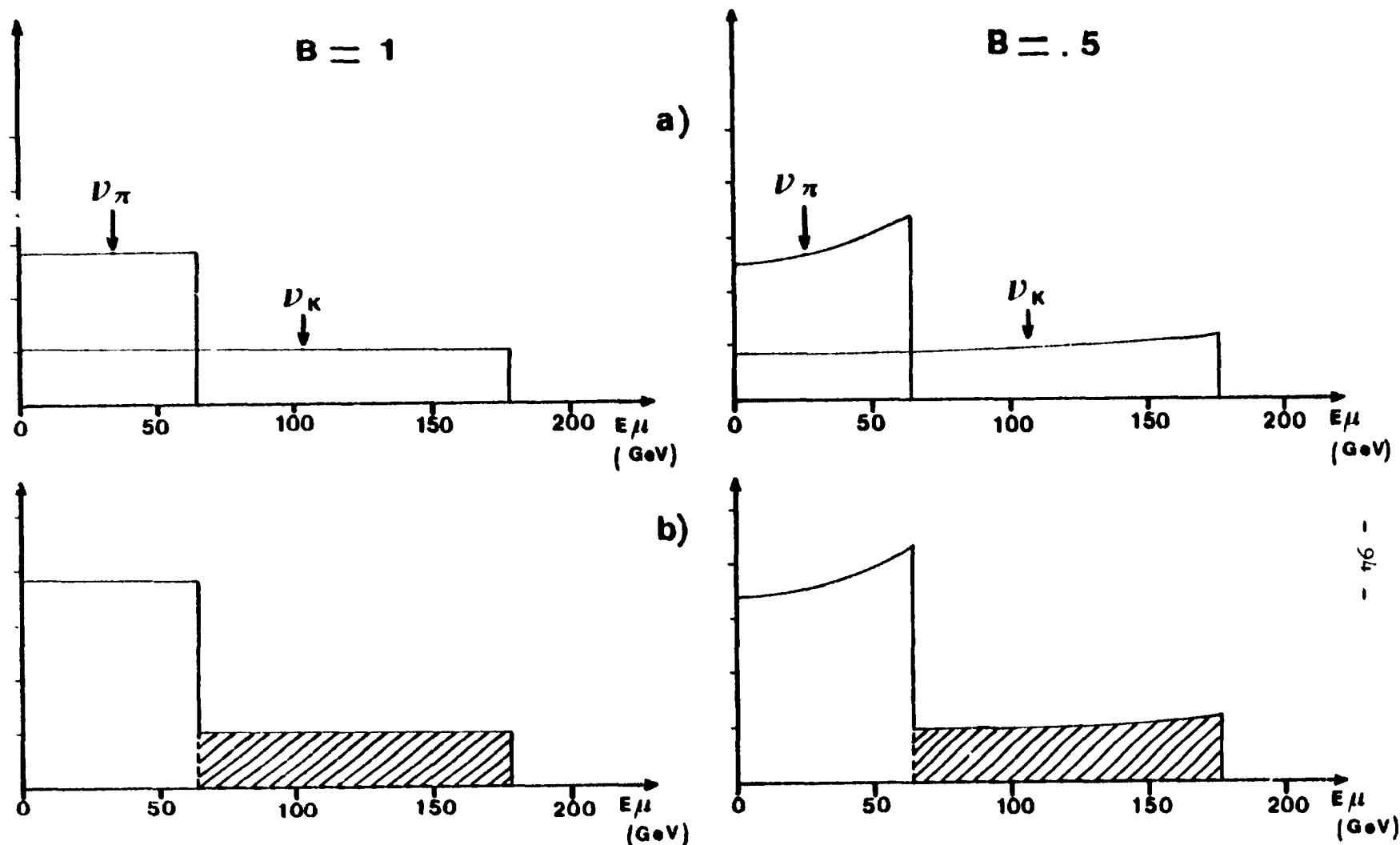
Une autre méthode permet de calculer les sections efficaces en n'utilisant que les distributions en énergie des muons sortant des interactions. Cette estimation s'affranchit de l'incertitude due à la détermination de l'énergie totale, mais nécessite une hypothèse sur la valeur de B dans la distribution (4.1).

Pour chaque événement, seules l'énergie du muon et la position radiale R du vertex sont utilisées. Dans une tranche de R donnée on connaît les énergies moyennes des ν_π et ν_K . Tous les muons dont l'énergie dépasse $E_{\nu\pi}^{\max}$ proviennent de ν_K , ce qui permet de déterminer l'énergie de leur neutrino. La valeur de B permet de connaître la distribution en énergie des muons, donc le nombre de muons venant de ν_K et d'énergie inférieure à $E_{\nu\pi}^{\max}$. Par soustraction on détermine ainsi le nombre de ν_π et de ν_K dans le lot d'événements considéré. La figure IV.3 illustre ce calcul pour des événements situés à $R = 30 \pm 10$ cm, pour deux valeurs extrêmes de B. Les nombres d'événements ainsi obtenus sont regroupés pour le calcul des sections efficaces et le résultat est tracé sur la figure IV.2 pour les deux valeurs extrêmes de B. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par la méthode précédente.

IV.1.3.c. Commentaires sur les sections efficaces et sur $R = \bar{\sigma}/\sigma$.

Nos résultats montrent une section efficace σ/E stable avec l'énergie. Nous observons un décalage en neutrino entre nos points et celui de Gargamelle. La figure IV.4 montre l'ensemble des points de Gargamelle au PS avec nos points et ceux des expériences d'électroniques en faisceau à bande étroite (Caltech [37] et CDHS [38]). Le décalage de nos points reste statistique et l'ensemble des expériences montre un accord général qui confirme l'hypothèse d'invariance d'échelle. En particulier on n'enregistre pas de variations supérieures à 20%, ce qui permet de donner une limite à la masse du boson intermédiaire : dans l'hypothèse où une éventuelle variation serait entièrement due à cette source, nous obtenons la limite :

$$M_W > 20 \text{ GeV}/c^2 .$$



Distribution en énergie des muons pour la position radiale

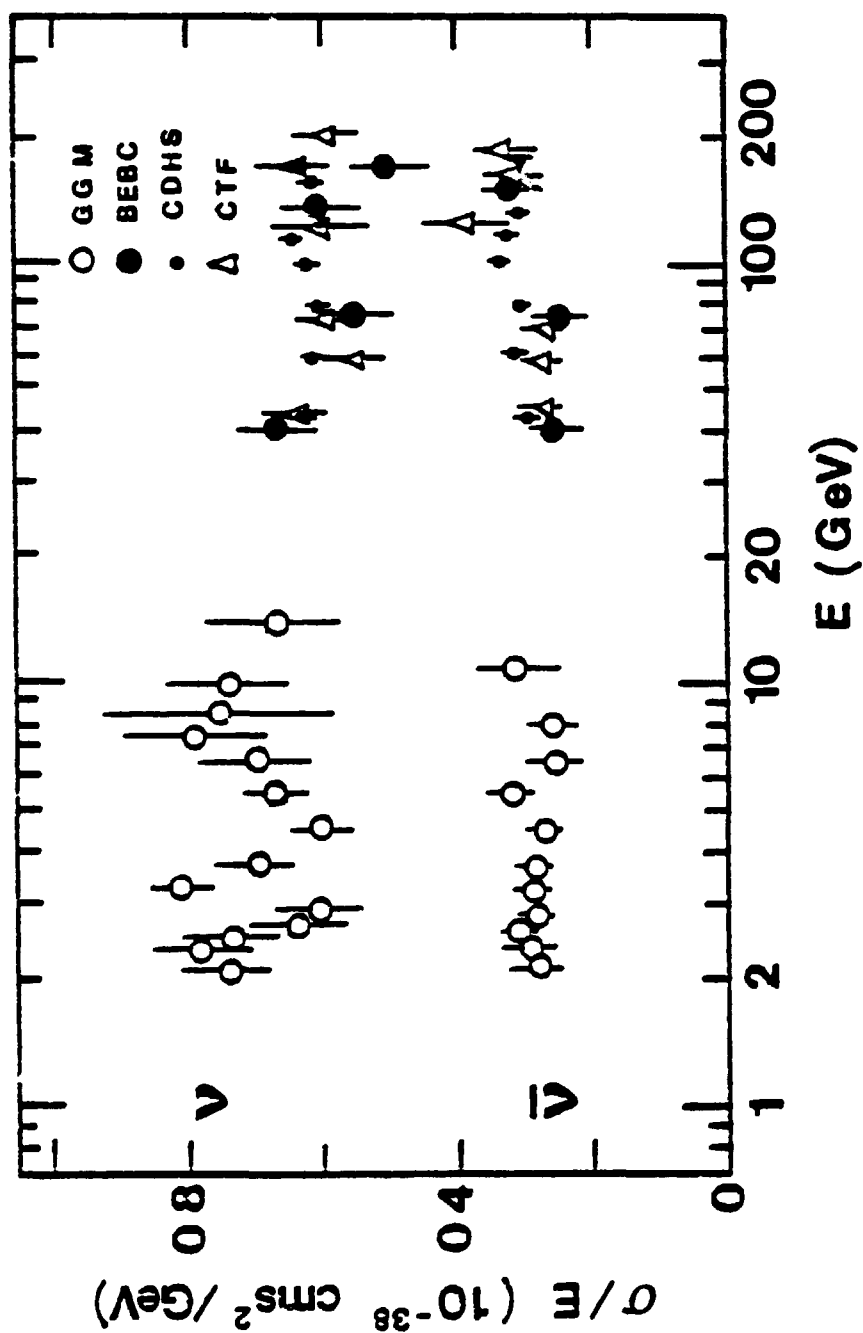
$$R = 30 \pm 10 \text{ cm } (E_{\nu_K} \approx 64 \pm 24 \text{ GeV}, E_{\nu_\pi} = 178 \pm 22 \text{ GeV})$$

a) Spectres individuels pour ν_π et ν_K séparés

b) Spectre observé pour $\nu_\pi + \nu_K$ (dans le cas d'un même nombre d'événements pour chaque type)

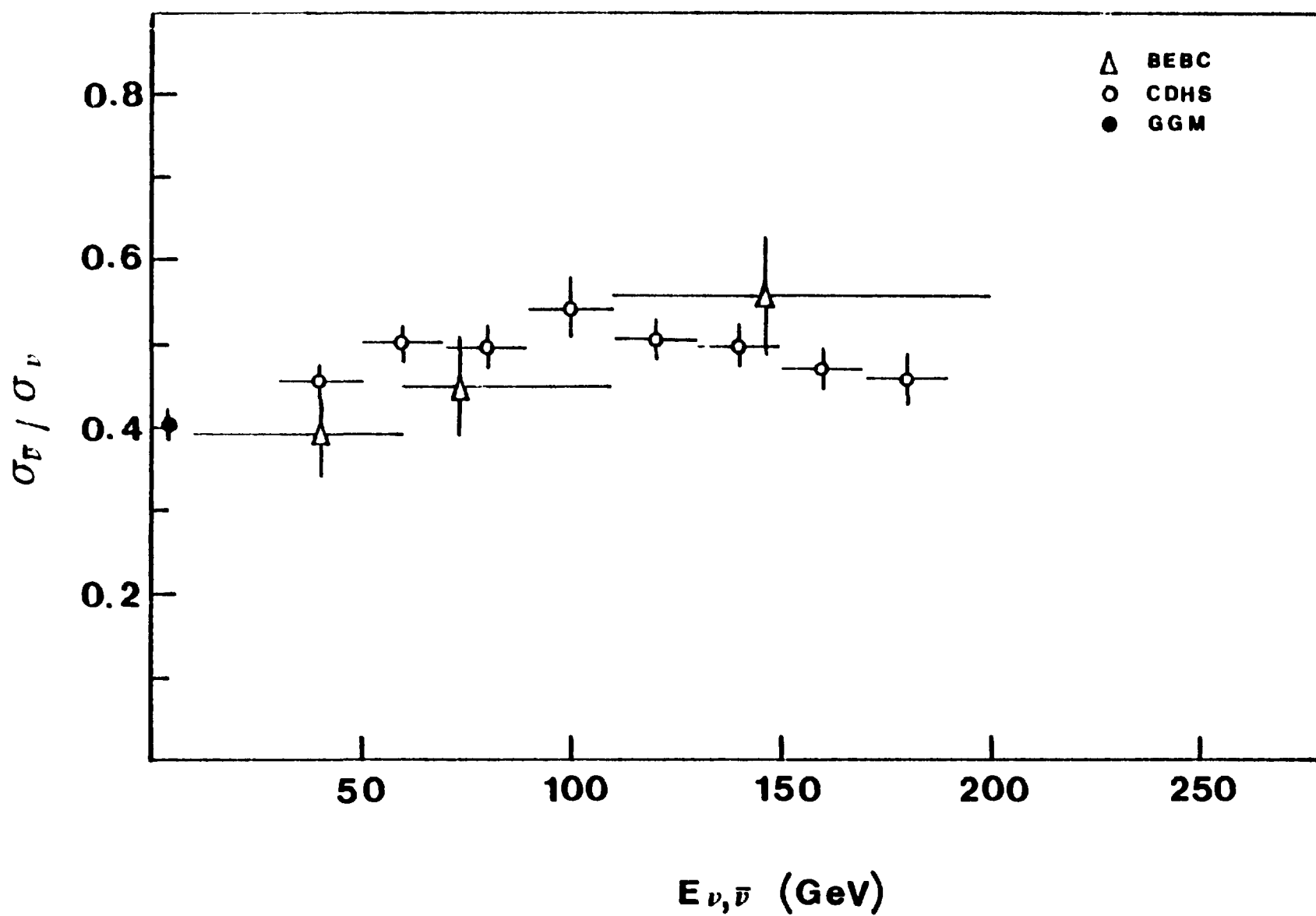
De la partie hachurée on déduit le nombre total de ν_K , et celui des ν_π par soustraction.

Fig. (IV.3)



Sections efficaces ν , $\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie, échelle logarithmique.

Fig. (1V.4)



Variations de $\left| \frac{\sigma_E}{\sigma_\nu} \right|$ avec $E_{\nu, \bar{\nu}}$

Fig. (IV.5)

Nous avons également calculé le rapport $R = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}}$ (voir table 4-2). Nos données montrent une croissance qui n'a pas de signification statistique. La figure IV.5 montre nos points ainsi que celui de Gargamel-le au PS et ceux de CDHS. L'accord entre les expériences est assez bon et la stabilité enregistrée est aussi en accord avec l'invariance d'échelle.

IV.2. SECTIONS EFFICACES DES COURANTS NEUTRES.

IV.2.1. Lot d'événements et corrections.

L'étude des interactions courant neutre a été faite avec l'ensemble des données prises à 200 GeV. Cette étude a pour but de calculer les sections efficaces absolues avec une coupure en énergie hadronique, et de calculer les rapports des sections efficaces :

$$R = \frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + X)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \mu^- + X)} \quad (4.4)$$

et

$$\bar{R} = \frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + X)}{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + X)}$$

Les valeurs de ces rapports permettent de tester le modèle de Weinberg-Salam, et de déterminer une valeur de $\sin^2 \theta_w$. Les corrections à appliquer au lot d'événements candidats courant neutre doivent être également appliquées au lot des événements CC pour la détermination de R et $\bar{R}$.

Les nombres d'événements candidats CC et CN sont donnés dans la table 43. Afin d'éliminer la plus grande partie des événements qui ne sont pas dus aux neutrinos dans le lot des CN, nous prenons une coupure à 15 GeV en énergie hadronique, coupure qui sera justifiée plus loin. Les diverses corrections à apporter aux lots ainsi réduits sont les suivantes :

Table 4.3

Détermination de R et $\bar{R}$ avec les corrections nécessaires.

		Nombre de candidats		Corrections						Nombres corrigés	Rapport
		Total	Après coupe $E_h < 15 \text{ GeV}$	Corrections venant du muon			Interactions de particules neutres	Neutrinos-électrons	Bruit de fond Large bande		
				Inefficacité de l'EMI (1)	Fausse identification (2)	Coupe $P_\mu > 5 \text{ GeV/c}$ (3)					
ν	CN	513	409 ± 20	- 27 ± 11	+ 13 $\pm 4,5$	- 73 ± 12	- 8,3 $\pm 4,6$	- 12,7 $\pm 5,8$	- 1,6 $\pm 1,6$	299 ± 26	0,32 $\pm 0,03$
	CC	1088	848 ± 29	+ 21 ± 9	- 8 ± 2	+ 73 ± 12			- 2 ± 2	933 ± 33	
$\bar{\nu}$	CN	214	79 ± 9	- 6,5 $\pm 2,6$	+ 0,8 $\pm 0,2$	- 6,5 $\pm 1,2$	- 1,2 $\pm 0,8$	- 3,4 $\pm 1,9$	- 3 ± 3	60 ± 10	0,39 $\pm 0,07$
	CC	256	145 ± 12	+ 3,7 $\pm 1,5$	- 0,2 $\pm 0,2$	+ 6,5 $\pm 1,2$			- 1,6 $\pm 1,6$	153 ± 12	

IV.2.1.a. Inefficacité de l'EMI.

L'inefficacité de l'EMI a été calculée de deux façons différentes (voir chapitre III). La deuxième méthode a été appliquée dans cette analyse des courants neutres. Elle utilise l'observation que le moment transverse p_T du muon par rapport à la direction de la gerbe hadronique est en moyenne plus important que celui de chacune des particules composant cette gerbe. On trace les distributions en p_T des traces hadroniques de "bon" signe ((-) en ν , (+) en $\bar{\nu}$) pour les candidats, CC et CN (fig. IV.6). Le lot des CN comprend un excès par rapport aux CC à grand p_T , dû aux muons qui n'ont pas été reconnus. Nous traçons également la distribution en p_T des muons reconnus (fig. IV.6c) et nous pouvons estimer le nombre de muons non reconnus. Ceci nous donne une inefficacité de $2,5 \pm 1\%$ qui a été utilisée pour calculer les corrections notées dans la table 4.3, colonne (1).

IV.2.1.b. Fausse identification d'un muon.

Les associations accidentelles conduisent à l'identification comme CC d'un événement CN. Leur taux est estimé à 3% (voir chapitre III) et cette correction est reportée dans la table 4.3, colonne (2). Nous n'avons pas pris en compte cette correction lors de la détermination de la section efficace CC car elle conduit à une erreur négligeable devant les erreurs statistiques et les erreurs dues au flux qui interviennent dans le lot réduit. Nous l'appliquons ici pour obtenir le rapport $R(\bar{R})$ qui, indépendant du flux, est sensible à ces corrections.

IV.2.1.c. Coupure pour l'identification du muon.

Cette coupure conduit à classer en CN les événements CC pour lesquels $P_\mu < 5$ GeV/c. Le nombre de ces événements est bien déterminé à partir d'une hypothèse sur B (voir partie précédente). Nous avons utilisé $B = 1$ et les corrections obtenues sont reportées dans la table 4.3, colonne (3).

IV.2.1.d. Interaction de particules neutres autres que neutrinos.

Il s'agit essentiellement de neutrons ou K^0 produits dans des interactions ν ayant lieu dans la paroi de la chambre ou dans les matériaux placés le long du faisceau. Afin d'éliminer au maximum ces événements nous avons d'une part rejeté tous les candidats associés à

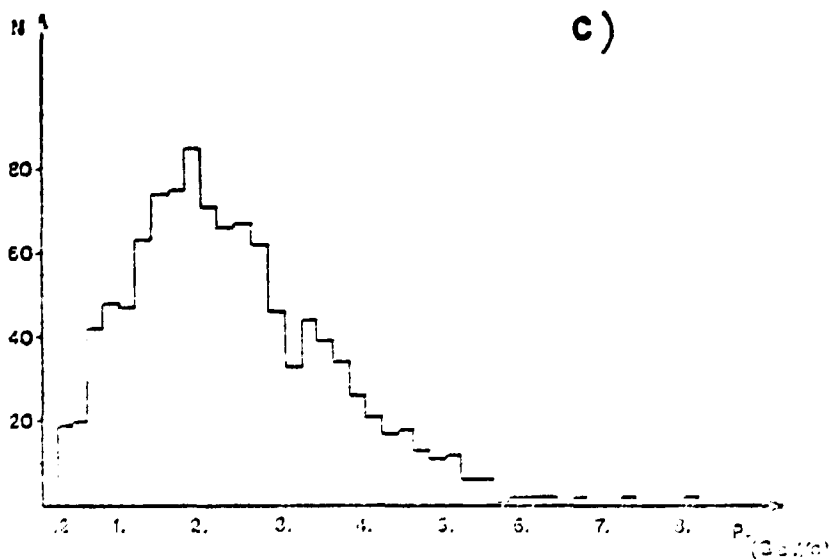
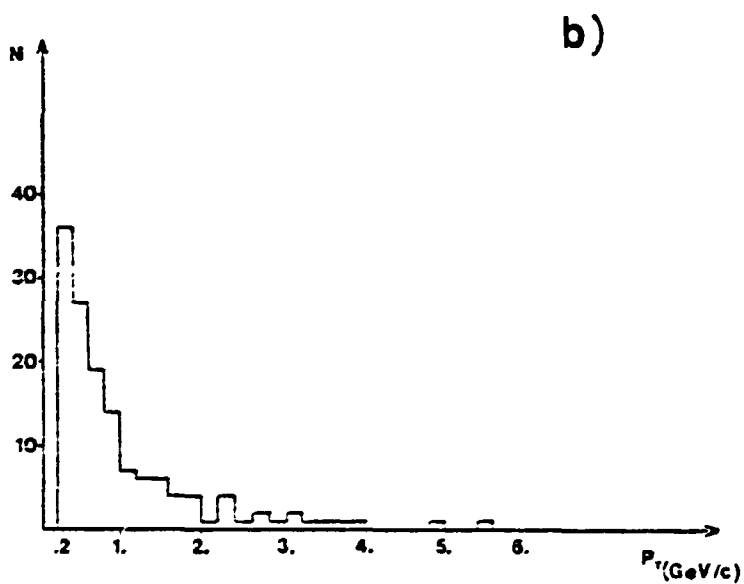
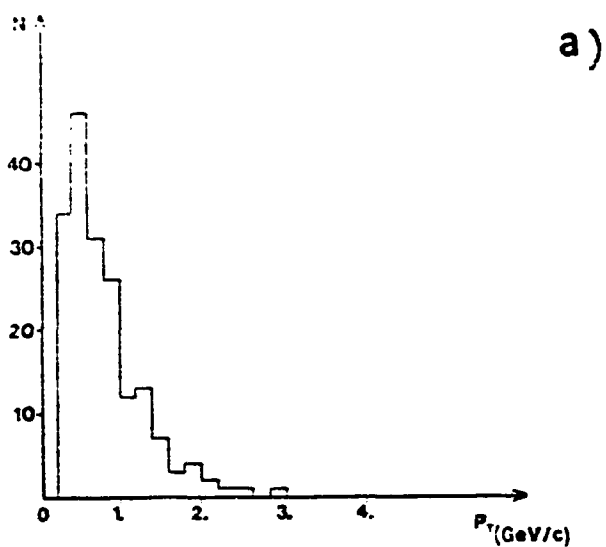


Fig. (IV.6)

Distributions en impulsion transverse par rapport au faisceau ;

- a) pour des particules de "bon" signe, sortant de la chambre, en CC
- b) idem a), en CN
- c) pour les muons reconnus, en CC

une interaction dans la paroi (voir chapitre III), d'autre part étudié la distribution en énergie des interactions de neutres associées à de bons candidats dans BEBC. La figure IV.7 montre ce spectre, fortement piqué aux basses énergies (une coupure $E > 1$ GeV y est déjà appliquée). Nous avons choisi de prendre une coupure en énergie $E > 15$ GeV : une telle coupure rejette 92% (96%) des étoiles neutres associées aux $\nu(\bar{\nu})$.

Connaissant le spectre en énergie des étoiles neutres associées, il est possible, grâce à un programme de Monte Carlo [39], d'estimer le nombre de faux candidats CN restant. Ce programme simule des interactions dans les matériaux entourant la chambre ainsi que la production et l'interaction dans la chambre de particules neutres. Cela permet de relier le nombre B d'événements neutres dans la chambre dus à ce bruit de fond au nombre AS d'événements neutres associés à des interactions neutrino observées. La valeur $B/AS = 0,11 \pm 0,06$ trouvée permet de calculer la correction à apporter au lot de candidats CN, correction apportée dans la table 4.3, colonne (4).

IV.2.1.e. Evénements dus aux ν_e .

Nous étudions le rapport des sections efficaces ν_μ . Les interactions CC des ν_e sont identifiées dans BEBC et rejetées du lot, aussi nous devons également rejeter leurs interactions CN. Les événements ayant un électron (ou positron) primaire dans l'état final ont fait l'objet d'un dépouillement spécial. Leur lot a été corrigé par l'efficacité de détection calculée (voir chapitre VI). Le nombre d'événements CN a été estimé en admettant les rapports

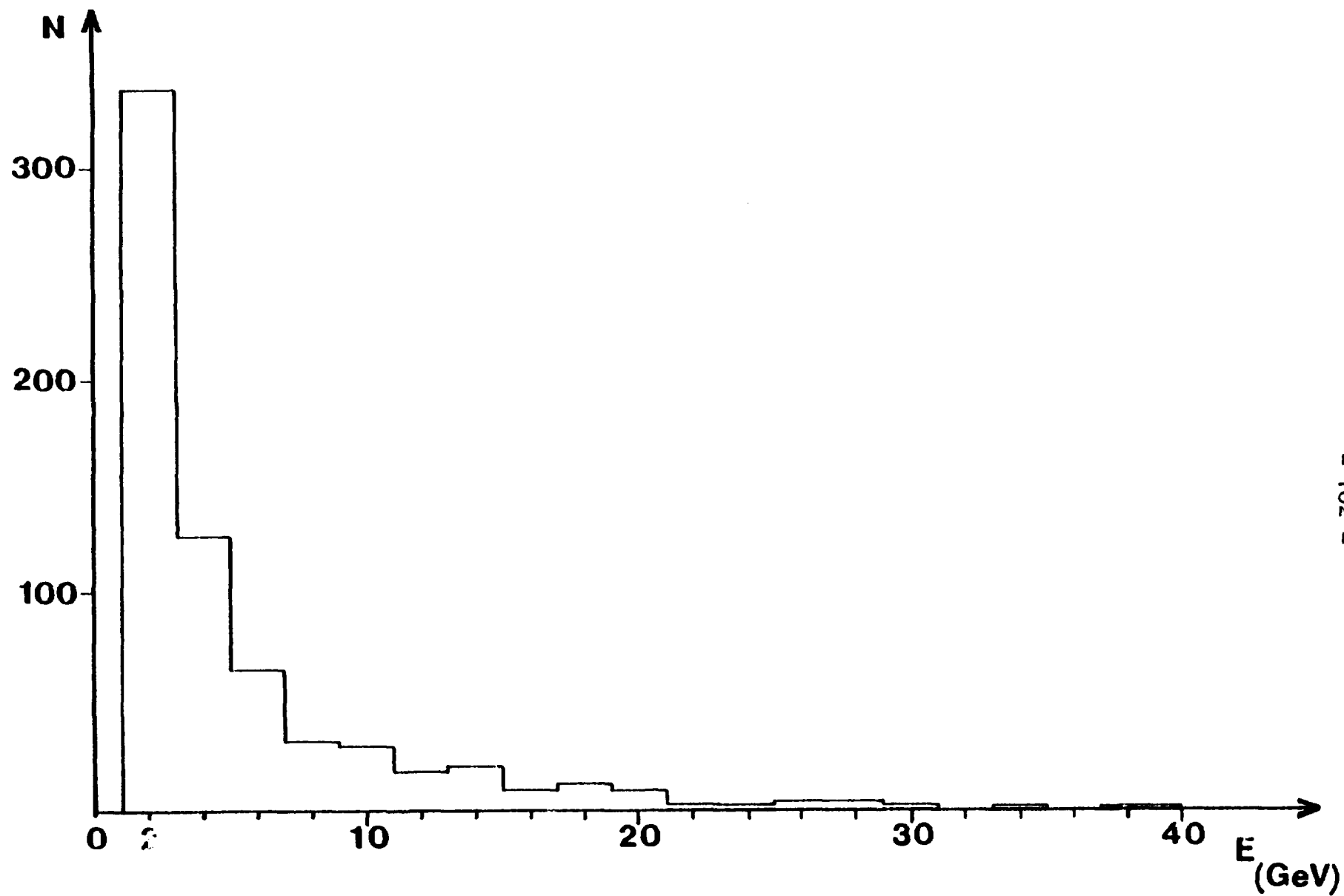
$$R_e = 0,3$$

$$\bar{R}_e = 0,4 .$$

Ces rapports sont une simple estimation basée sur l'universalité μ -e et des valeurs approchées de R et $\bar{R}$. La correction obtenue est reportée dans la table 4.3, colonne (5).

IV.2.1.f. Fond Large bande.

Cette correction est du même ordre que pour les CC, elle s'applique aux événements en-dessous de 60 GeV. La table 4.3, colonne (6) donne le résultat du calcul par Monte-Carlo.



Distribution en énergie des étoiles de neutres associées à des événements neutrinos.

Fig. (IV.7)

IV.2.1.g. Cible isoscalaire.

Comme pour les courants chargés nous donnons les résultats pour une cible isoscalaire. Pour cela nous utilisons une estimation simple du rapport des sections efficaces CN sur protons et neutrons dans le cadre du modèle des partons et de la théorie de Weinberg-Salam :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + X)}{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + X)} &= 1,12 \\ \frac{\sigma(\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{\nu} + X)}{\sigma(\bar{\nu} + n \rightarrow \bar{\nu} + X)} &= 0,98 \end{aligned} \right\} \text{ pour } \sin^2 \theta_w = 0,22. \quad (4.5)$$

Cela nous permet de calculer la correction à apporter :

$$\frac{\sigma^{NC}(\nu + \text{He}/\text{H}_2)}{\sigma^{NC}(\nu + N_{\text{iso.}})} = 0,998 \quad (4.6)$$

$$\frac{\sigma^{NC}(\bar{\nu} + \text{Ne}/\text{H}_2)}{\sigma^{NC}(\bar{\nu} + N_{\text{iso.}})} = 1,0003.$$

Ces corrections sont négligeables vis-à-vis des autres calculées et des erreurs statistiques.

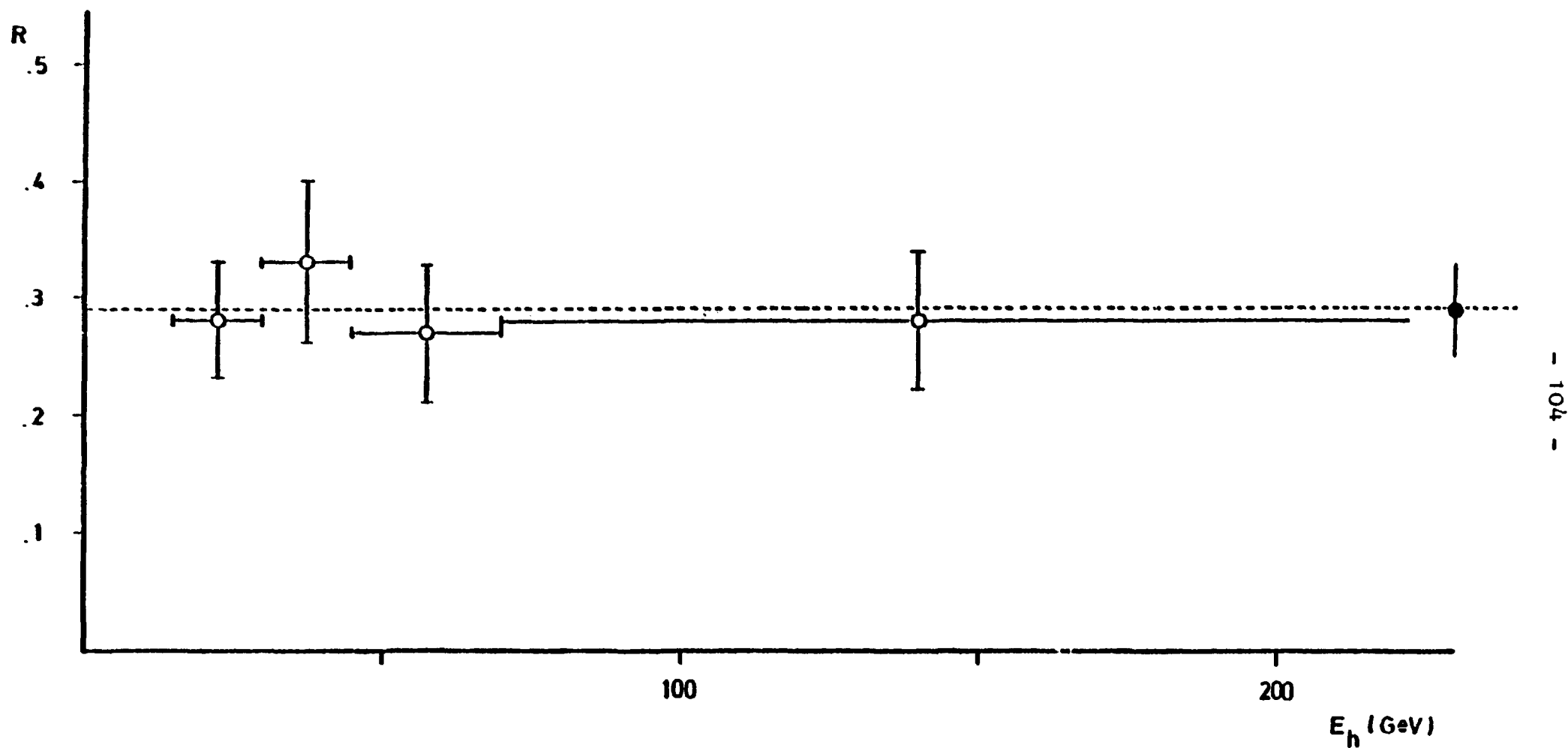
IV.2.2. Résultats.

IV.2.2.a. Valeurs de R, $\bar{R}$.

Les valeurs de R et $\bar{R}$ sont calculées directement à partir des lots d'événements CC et NC corrigés de la même façon (Table 4.3). Ce calcul donne :

$$\begin{aligned} R &= 0,32 \pm 0,03 \\ \bar{R} &= 0,39 \pm 0,07. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Ce résultat est indépendant des problèmes de flux et est peu sensible aux coupures effectuées. Ces valeurs représentent une moyenne sur la



Variations de R avec l'énergie hadronique. Le dernier point donne la valeur moyenne avec son erreur statistique. Ces points ont été calculés avec des données non épurées, ce qui ne nuit pas au type de variation enregistrée.

Fig. (IV.8)

gamme d'énergies couverte par notre expérience. Une étude de $R(\bar{R})$ en fonction de l'énergie hadronique montre une stabilité avec E_h (fig. IV.8) dans la limite d'erreurs statistiques assez grandes.

IV.2.2.b. Sections efficaces.

Nous avons pu utiliser les propriétés du faisceau $\nu, \bar{\nu}$ dichromatique pour calculer directement la section efficace CN absolue en fonction de l'énergie. Une telle étude n'est pas possible dans un faisceau large bande et c'est la première fois qu'elle était entreprise.

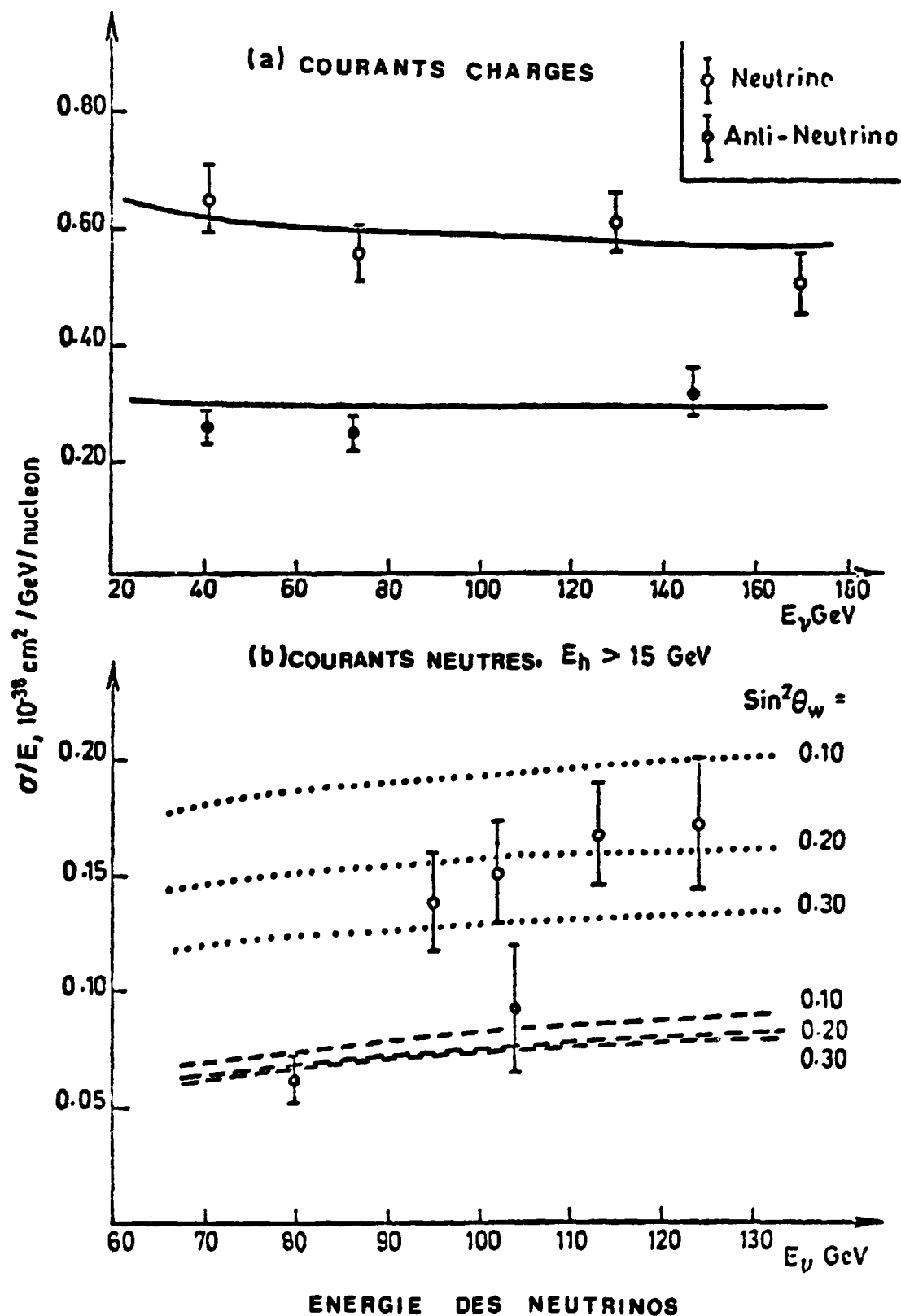
Nous avons regroupé les événements en lots correspondant à des positions radiales $r \pm \Delta r$ par rapport à l'axe du faisceau. Dans chacune de ces zones l'énergie moyenne des neutrinos est connue à partir du calcul du faisceau (chapitre II), et nous y calculons le rapport NC/CC par la méthode qui vient d'être décrite. Connaissant la section efficace CC dans ces tranches d'énergie, nous en déduisons la section efficace CN pour $E_h > 15$ GeV. La table 4.4 donne les valeurs trouvées qui sont regroupées dans la figure IV.9.

Table 4.4

Sections efficaces courant neutre sur cible isoscalaire,
pour $E_h > 15$ GeV (en unités 10^{-38} cm²/GeV/nucléon).

	Energie moyenne*	σ/E avec coupure $E_h > 15$ GeV	Changement pour une variation du rapport K/ π de -15%
ν	35	$0,14 \pm 0,02$	+0,005
	102	$0,15 \pm 0,02$	+0,008
	113	$0,17 \pm 0,02$	+0,020
	124	$0,17 \pm 0,03$	+0,025
	$\langle \rangle = 107$	$0,154 \pm 0,011$	+0,013
$\bar{\nu}$	80	$0,06 \pm 0,01$	+0,001
	104	$0,09 \pm 0,03$	+0,013
	$\langle \rangle = 84$	$0,065 \pm 0,009$	+0,002

* La moyenne est obtenue à partir du spectre du flux neutrino, en admettant une section efficace croissant linéairement avec l'énergie.



Variation comparée des sections efficaces CC et CN avec les prédictions W-S pour CN, 3 valeurs de $\sin^2 \theta_w$

Fig. (IV.9)

IV.2.3. Interprétation des résultats dans le cadre de W-S. Détermination de $\sin^2 \theta_w$.

Le calcul des sections efficaces, dans le modèle W-S, fait intervenir une description du nucléon (densités des différents quarks, etc.) dont il faut tenir compte pour comparer nos résultats. Nous avons utilisé une paramétrisation faite par Buras et Gaemers [40] à partir des résultats d'électro-et muon-production. Cette paramétrisation tient compte des effets de QCD, avec $\Lambda = 0,7$ GeV. Le résultat de ce calcul est reporté dans la figure IV.9 pour CC et NC, et pour différentes valeurs de $\sin^2 \theta_w$. Nous voyons que seules les sections efficaces CN sont sensibles au paramètre $\sin^2 \theta_w$. Afin de déterminer $\sin^2 \theta_w$ nous reportons dans la figure IV.10 les valeurs des sections efficaces intégrées sur la gamme d'énergie couverte, en ν et $\bar{\nu}$, ainsi que les positions prédites par W-S suivant $\sin^2 \theta_w$. Un ajustement de nos données fournit la valeur :

$$\sin^2 \theta_w = 0,19 \pm 0,04 . \quad (4.8)$$

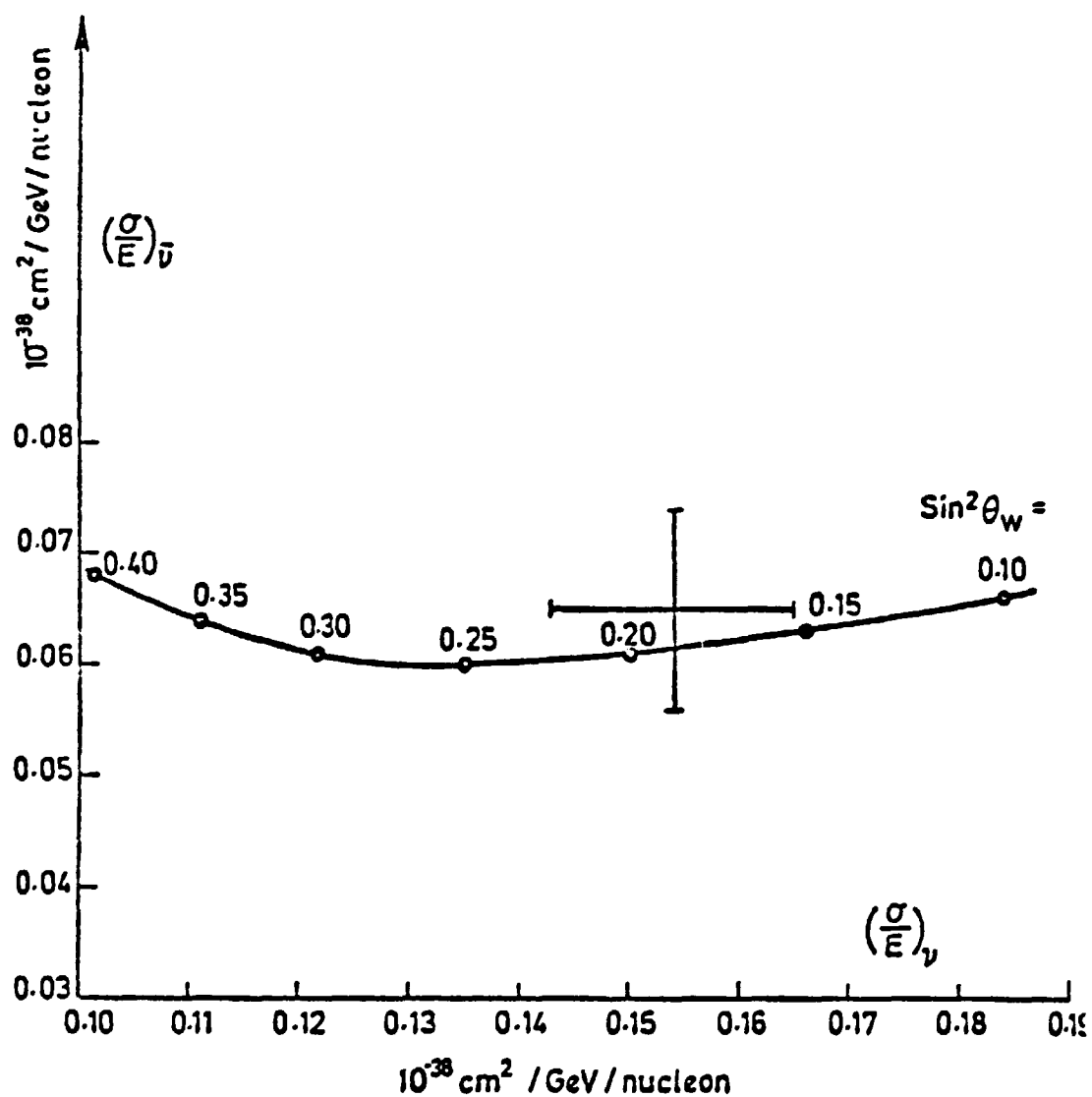
Cette méthode de détermination de $\sin^2 \theta_w$ dépend de la paramétrisation employée, mais l'accord de nos données avec le modèle est déjà excellent.

Nous pouvons également utiliser les rapports R et $\bar{R}$ pour déterminer $\sin^2 \theta_w$ en diminuant l'influence du calcul du flux et des coupures. La figure IV.11 montre les valeurs de R et $\bar{R}$ trouvées avec les prédictions du modèle pour différentes paramétrisations possibles. Nos résultats sont là encore en bon accord avec le modèle. On peut calculer les deux termes de la relation (1.59) :

$$(1-3R+\bar{R})^2 = \frac{27}{10} (\bar{R}-R)$$

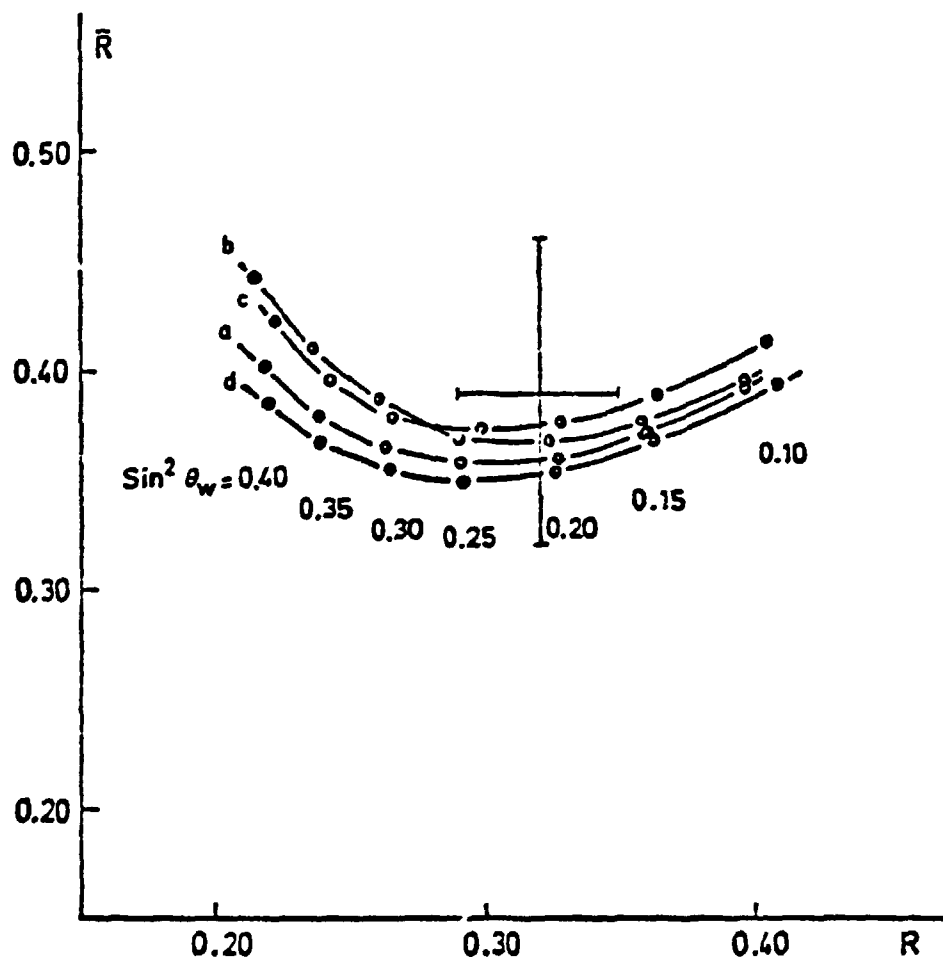
qui est prédite, indépendamment de θ_w , dans le cadre du modèle des partons simples, avec W-S. Nous trouvons :

$$\begin{aligned} (1-3R+\bar{R})^2 &= 0,185 \pm 0,098 \\ \frac{27}{10}(\bar{R}-R) &= 0,189 \pm 0,206 \end{aligned} \quad (4.9)$$



$\bar{\sigma}/E$ en fonction de $\bar{\sigma}/E$ pour les courants neutres avec la coupure $E_H > 15 \text{ GeV}$. La courbe montre le domaine de prédiction de WS selon $\sin^2 \theta_W$.

Fig. (IV.10)



Valeurs trouvées pour R et $\bar{R}$ avec $E_H > 15$ GeV, les courbes donnent les prédictions de W-S avec les prédictions suivantes pour les fonctions de distribution en impulsion des quarks :

- a) Buras et Gaemers, $\Lambda = 0,7$ GeV (même calcul que pour la figure IV.10).
- b) Buras et Gaemers, $\Lambda = 0$. (invariance d'échelle supposée exacte).
- c) Buras et Gaemers, mer non symétrique selon SU(3)
- d) Hinchliffe [ref.49] avec $\Lambda = 0.5$ GeV.

Fig. (IV.11)

L'accord avec la formule est largement vérifié, mais des erreurs larges en font un test peu précis.

L'accord entre nos données et le modèle corrigé permet de calculer $\sin^2\theta_w$, ce qui fournit :

$$\sin^2\theta_w = 0,21 \pm 0,04 . \quad (4.10)$$

Nous voyons sur la figure IV.11 que le choix de la paramétrisation n'a pas une grande influence sur ce résultat. Les courbes tracées correspondent à différentes valeurs de Λ de QCD et de la composition en quarks-antiquarks de la mer. Ces variations ne montrent pas de différence dans la détermination de $\sin^2\theta_w$.

Une troisième méthode pour déterminer $\sin^2\theta_w$ minimise tous les biais possibles. Nous utilisons la relation (1.56) :

$$\frac{(\sigma^\nu - \sigma^{\bar{\nu}})_{CN}}{(\sigma^\nu - \sigma^{\bar{\nu}})_{CC}} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_w . \quad (4.11)$$

Si l'on admet que les variations avec E_ν des sections efficaces sont similaires, et si l'on prend les sections efficaces, pour $E_h > 15$ GeV, à la même énergie moyenne, ce rapport ne dépend plus du modèle hadronique choisi. Nous obtenons :

$$\sin^2\theta_w = 0,22 \pm 0,05 . \quad (4.12)$$

Ce dernier résultat est le moins biaisé des trois, et est en accord avec ceux d'autres expériences citées dans la table 4.5.

Grâce à cette valeur non biaisée nous pouvons corriger les sections efficaces CN pour la coupure $E_h > 15$ GeV, avec la paramétrisation de Buras et Gaemers déjà citée. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} \sigma(\nu + N \rightarrow \nu + X) &= 0,18(\pm 0,01) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/nucléon}, \langle E \rangle = 107 \text{ GeV} \\ \frac{1}{E} \sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \nu + X) &= 0,10(\pm 0,01) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV/nucléon}, \langle E \rangle = 84 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (4.13)$$

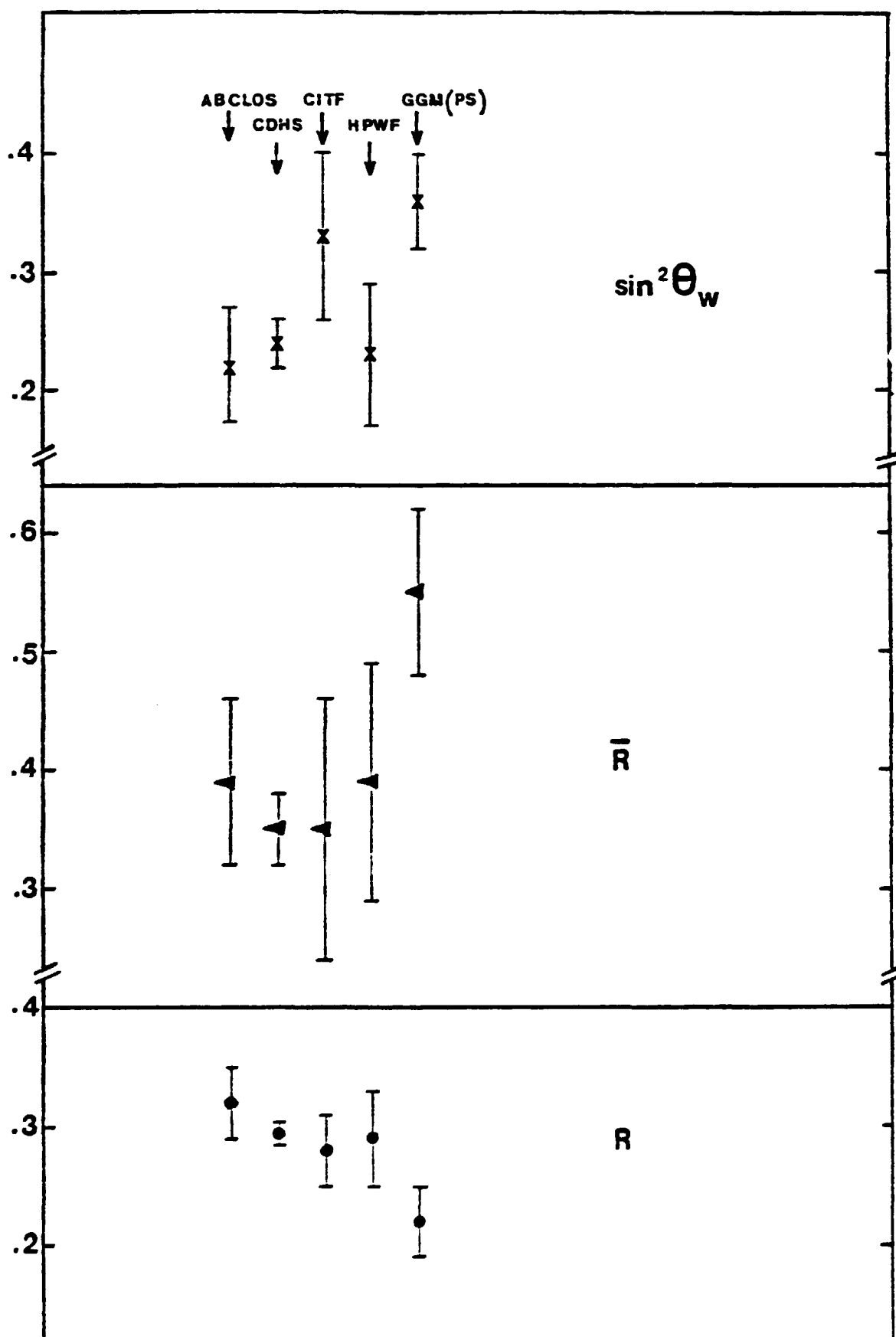
Les erreurs notées sont uniquement statistiques, des erreurs théoriques peuvent s'y rajouter.

Nous avons regroupé dans la table 4.5 les résultats sur R , $\bar{R}$ et $\sin^2\theta_w$ publiés par les diverses expériences neutrino ayant étudié les courants neutres. Ceci nous permet de constater l'accord impressionnant autour du modèle W-S dans une grande gamme d'énergies. La figure IV.12 rassemble ces résultats et permet d'en apprécier la cohérence.

Table 4.5

Résultats des différentes expériences neutrinos
sur les courants neutres.

Expérience	Coupure $E_h > (\text{GeV})$	Energie moyenne (GeV)	R	$\bar{R}$	$\sin^2\theta_w$
BEBC A.B.C.L.O.S.	15	ν 107 $\bar{\nu}$ 84	0,32 $\pm 0,03$	0,39 $\pm 0,07$	0,22 $\pm 0,05$
C.D.H.S. [41]	12	ν 110 $\bar{\nu}$ 90	0,293 $\pm 0,010$	0,35 $\pm 0,03$	0,24 $\pm 0,02$
C.I.T.F. [42]	12	ν 85 $\bar{\nu}$ 55	0,28 $\pm 0,03$	0,35 $\pm 0,11$	0,33 $\pm 0,07$
HPWF [43]	4	ν 85 $\bar{\nu}$ 41	0,29 $\pm 0,04$	0,39 $\pm 0,10$	0,23 $\pm 0,06$
GGM (PS) [44]	1	$\nu, \bar{\nu}$ 2,5	0,22 $\pm 0,03$	0,55 $\pm 0,07$	0,36 $\pm 0,04$



Valeurs de R , $\bar{R}$, $\sin^2 \theta_w$ trouvées pour les expériences citées dans la table 4.3 .

Fig. (IV.12)

IV.2.4. Observation de la violation de la parité dans les courants neutres.

Le test du modèle W-S que nous venons d'exposer limite le champ d'étude des courants neutres à un modèle entièrement théorique. Le problème de la violation de la parité dans les courants neutres est intéressant car il marque une frontière entre la physique des particules et la physique atomique où les expériences ne concordent pas à ce sujet [45,46]

Le modèle de W-S implique une violation de la parité dans les courants neutres pour certaines valeurs de $\sin^2 \theta_w$. D'une manière générale nous pouvons faire apparaître les couplages vectoriels (C_V, C'_V) et axiaux (C_A, C'_A) dans les sections efficaces CN par les formules :

$$\begin{aligned} \sigma(\nu N \rightarrow \nu X) &= \frac{G^2_{ME}}{\pi} \iint dx dy \ x \left[(u+d)(f+f') + 2(f.c+f's) + (\bar{u}+\bar{d})(\bar{f}+\bar{f}') \right. \\ &\quad \left. + 2(\bar{c}.\bar{f}+s\bar{f}') \right] \\ \sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X) &= \frac{G^2_{ME}}{\pi} \iint dx dx \ x \left[(u+d)(\bar{f}+\bar{f}') + 2(\bar{f}.c+\bar{f}'s) + (\bar{u}+\bar{d})(f+f') \right. \\ &\quad \left. + 2(\bar{c}.f+s\bar{f}') \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

avec

$$f = \left[\frac{1}{2}(C_V+C_A) \right]^2 + \left[\frac{1}{2}(C_V-C_A) \right]^2 (1-y)^2$$

$$f' = \left[\frac{1}{2}(C'_V+C'_A) \right]^2 + \left[\frac{1}{2}(C'_V-C'_A) \right]^2 (1-y)^2$$

et on passe de f, f' à $\bar{f}, \bar{f}'$ par $C_A \rightarrow -C_A, C'_A \rightarrow -C'_A$.

On peut tester la pureté V ou A du courant neutre par les sections efficaces : si le courant est purement axial, $C_V = C'_V = 0$, alors nous trouvons $f = \bar{f}$ et $f' = \bar{f}'$ soit $\sigma^{\nu}_{NC} = \sigma^{\bar{\nu}}_{NC}$. La même conclusion arrive pour un courant purement vectoriel.

Le fait que nous trouvons des sections efficaces significativement différentes en ν et $\bar{\nu}$ montre donc qu'il existe une interférence entre les courants V et A , interférence qui viole la parité. Ce résultat est plus général que le test du modèle de W-S et s'accorde avec les résultats précédents des études des courants neutres en neutrino. Cette violation de la parité par les courants neutres a également été vue en électro-production au SLAC [47], et semble être confirmée en physique atomique par les derniers résultats obtenus [48].

Chapitre V

RESULTATS SUR LA STRUCTURE DU NUCLEON : LES FONCTIONS DE STRUCTURE ET LE MODELE DES PARTONS.

V.1. CALCUL DES FONCTIONS DE STRUCTURE ; LES VIOLATIONS DE L'INVARIANCE D'ECHELLE. [50]

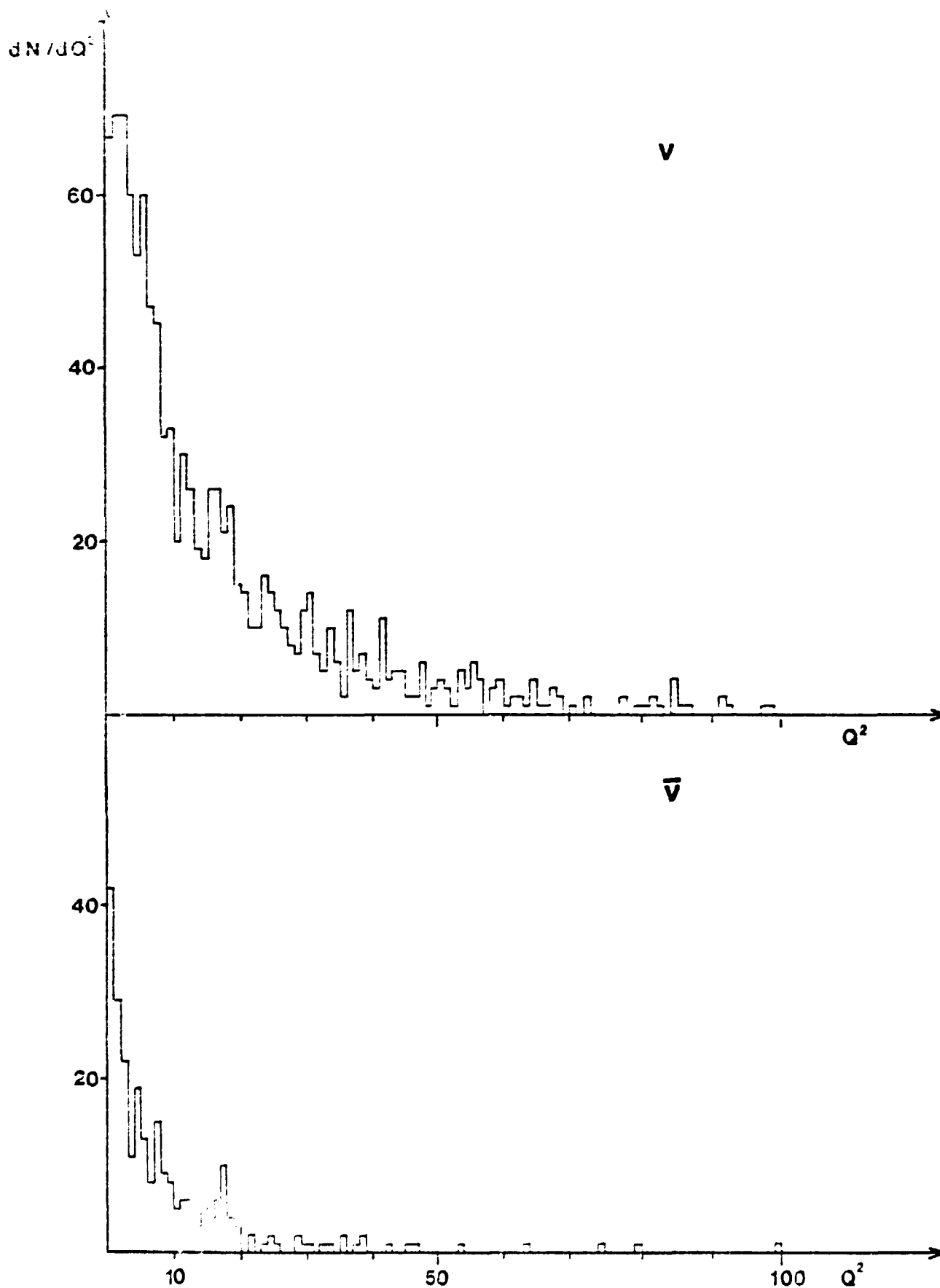
V.1.1. Calcul des fonctions de structure.

Ce calcul se fait en combinant les résultats obtenus en neutrinos et en antineutrinos, à partir de la formule donnant les sections efficaces (1.32). Afin de déceler une éventuelle variation avec Q^2 , la section efficace est intégrée sur des intervalles en x et en Q^2 . Dans chaque intervalle, l'intégration sur y et E fournit :

$$\begin{aligned} N_{\text{obs.}} &= 2xF_1 \cdot N_1 + F_2 \cdot N_2 + xF_3 \cdot N_3 \\ \bar{N}_{\text{obs.}} &= 2xF_1 \cdot \bar{N}_1 + \bar{F}_2 \cdot \bar{N}_2 - xF_3 \cdot N_3 \end{aligned} \quad (5.1)$$

Les $N_{\text{obs.}}$ ($\bar{N}_{\text{obs.}}$) sont les nombres d'événements observés en neutrinos (antineutrinos), les N_i ($\bar{N}_i$) étant calculés à partir du flux de neutrinos (antineutrinos) à partir de la formule (1.32) : chaque intervalle en x et Q^2 a des limites $(x_{\text{min}}, x_{\text{max}})$, $(Q_{\text{min}}^2, Q_{\text{max}}^2)$, d'où les intégrations :

$$\begin{aligned} N_1 &= \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} dE \int_{y_1}^{y_2} dy \cdot \phi(E) \frac{G^2 ME}{\pi} \frac{y^2}{2} \\ N_2 &= \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} dE \int_{y_1}^{y_2} dy \cdot \phi(E) \frac{G^2 ME}{\pi} \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E} \right) \end{aligned} \quad (5.2 \dots)$$



Distribution en Q^2 des événements ν et $\bar{\nu}$ de l'expérience

$$N_3 = \int_{E_{\min}}^{\infty} dE \int_{y_1}^{y_2} dy \cdot \phi(E) \frac{G_{ME}^2}{\pi} \left(y - \frac{y^2}{2} \right) \quad (\text{suite 5.2})$$

$\phi(E)$ est le flux de neutrinos, $E_{\min} = \frac{Q_{\min}^2}{2Mx_{\max}}$, $y_1 = \frac{Q_{\min}^2}{2ME_{\max}}$, $y_2 = \frac{Q_{\max}^2}{2ME_{\min}}$.

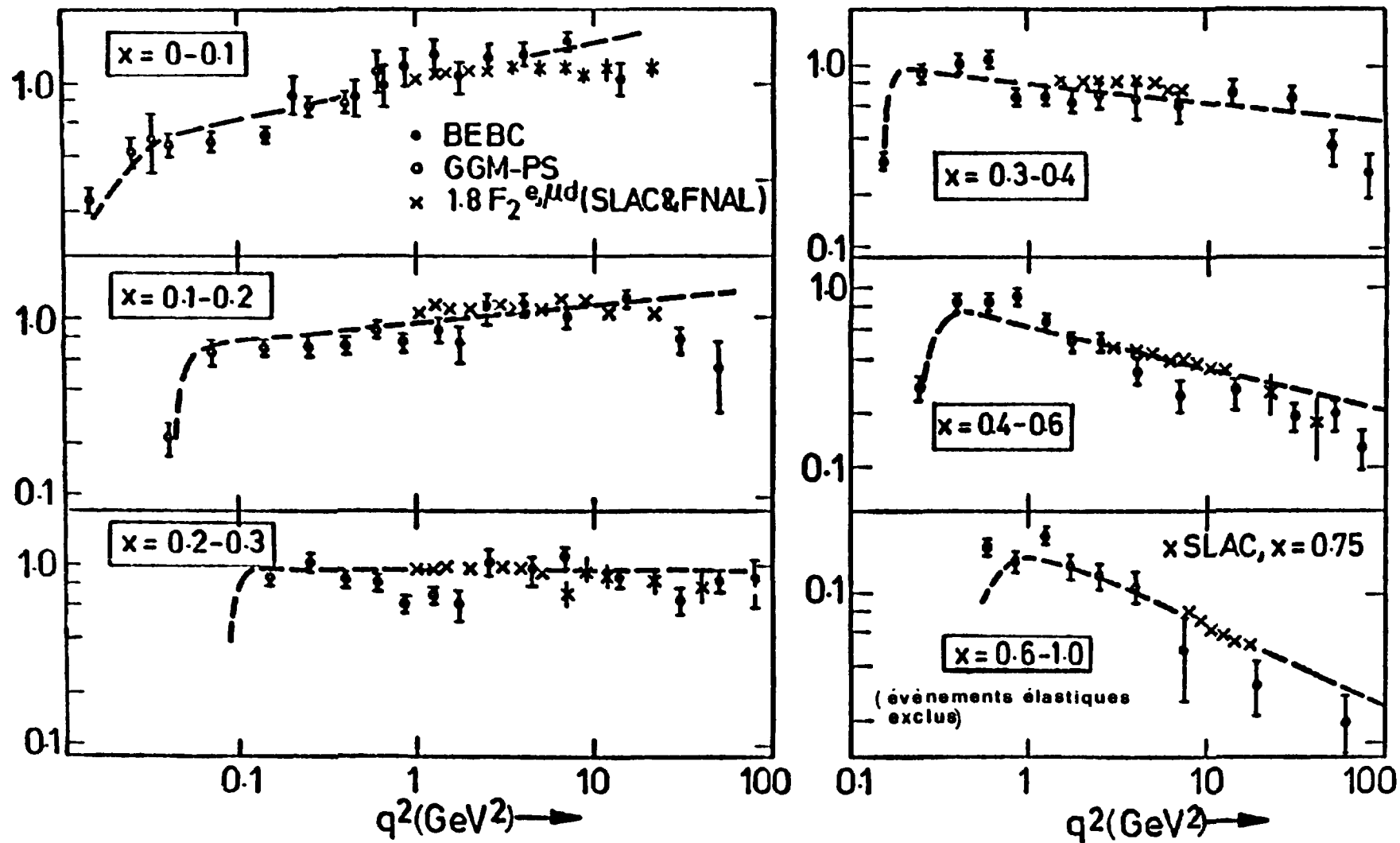
La même intégration a lieu pour les $\bar{N}_i$ avec $\bar{\phi}(E)$. Ce calcul est fait directement par un Monte-Carlo à partir du flux de neutrinos (anti-neutrinos).

Le système (5.1) contient donc trois inconnues et deux équations, si l'on se place toujours dans l'approximation $F_i^V = \bar{F}_i^V = F_i$ (ce qui équivaut à prendre $\theta_c = 0$). Pour résoudre ce système il faut faire une hypothèse supplémentaire. On admet que la relation de Callan-Gross $2xF_1 = F_2$ est valable, ce qui sera justifié plus loin. Les valeurs de F_2 et xF_3 sont alors aisément calculées. Si l'on reporte ces valeurs en fonction de Q^2 , le domaine de variation en Q^2 est relativement restreint pour les données de notre expérience. Il a donc été envisagé de joindre ces résultats avec ceux d'une expérience neutrino faite à plus basse énergie [51] dans la chambre à bulles Gargamelle au P.S.. Ce regroupement apparaît acceptable en raison du très bon accord des données dans la région de recouvrement en Q^2 entre 1 et 5 GeV^2 , et à petit x . Les données de Gargamelle descendent jusqu'à $Q^2 = 0,05 \text{ GeV}^2$ et celles de BEBC s'étendent jusqu'à $Q^2 = 80 \text{ GeV}^2$ (Fig. V.1).

Les résultats de ces calculs des fonctions de structure sont reportés dans les figures V.2 et V.3. Nous avons reporté les valeurs de $F_2(x, Q^2)$ et $xF_3(x, Q^2)$ dans six intervalles en x , de largeur $\Delta x = 0,1$ pour $x \leq 0,4$, puis pour deux intervalles plus larges en raison de la plus faible statistique que l'on a à grand x . Le découpage en Q^2 est ajusté pour avoir une statistique suffisante dans chaque intervalle. Les erreurs sont les erreurs statistiques uniquement. A l'intérieur d'un intervalle en (x, Q^2) , les événements ne sont pas répartis uniformément, spécialement pour les faibles valeurs de x . Ceci est particulièrement vrai pour les événements à très faible x et grand Q^2 . Une correction est alors apportée à F_2 et xF_3 en utilisant la formule semi-empirique [17]

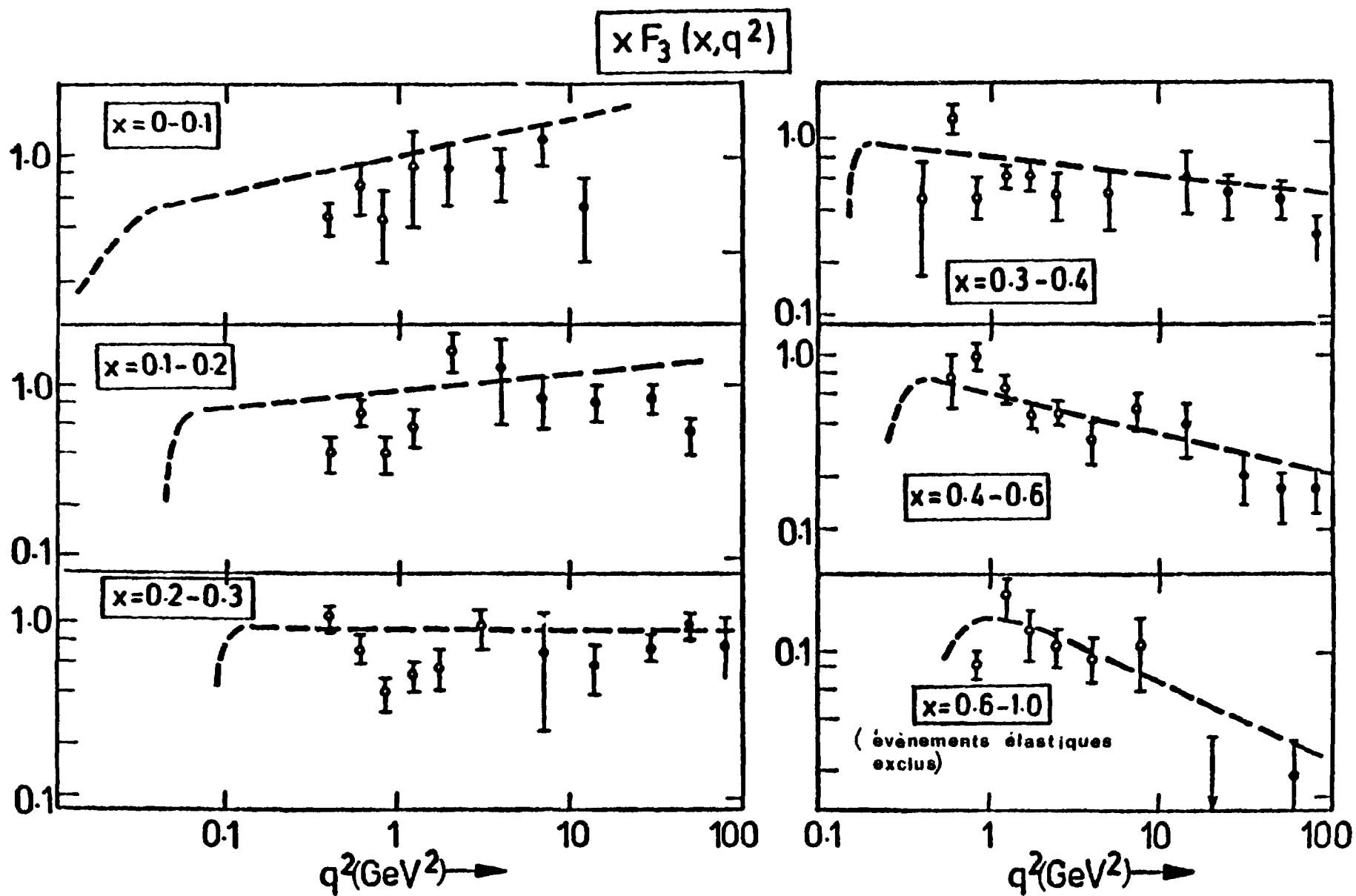
$$F_2^{vN}(x, q^2)$$

avec $2 \times F_1 = F_2$



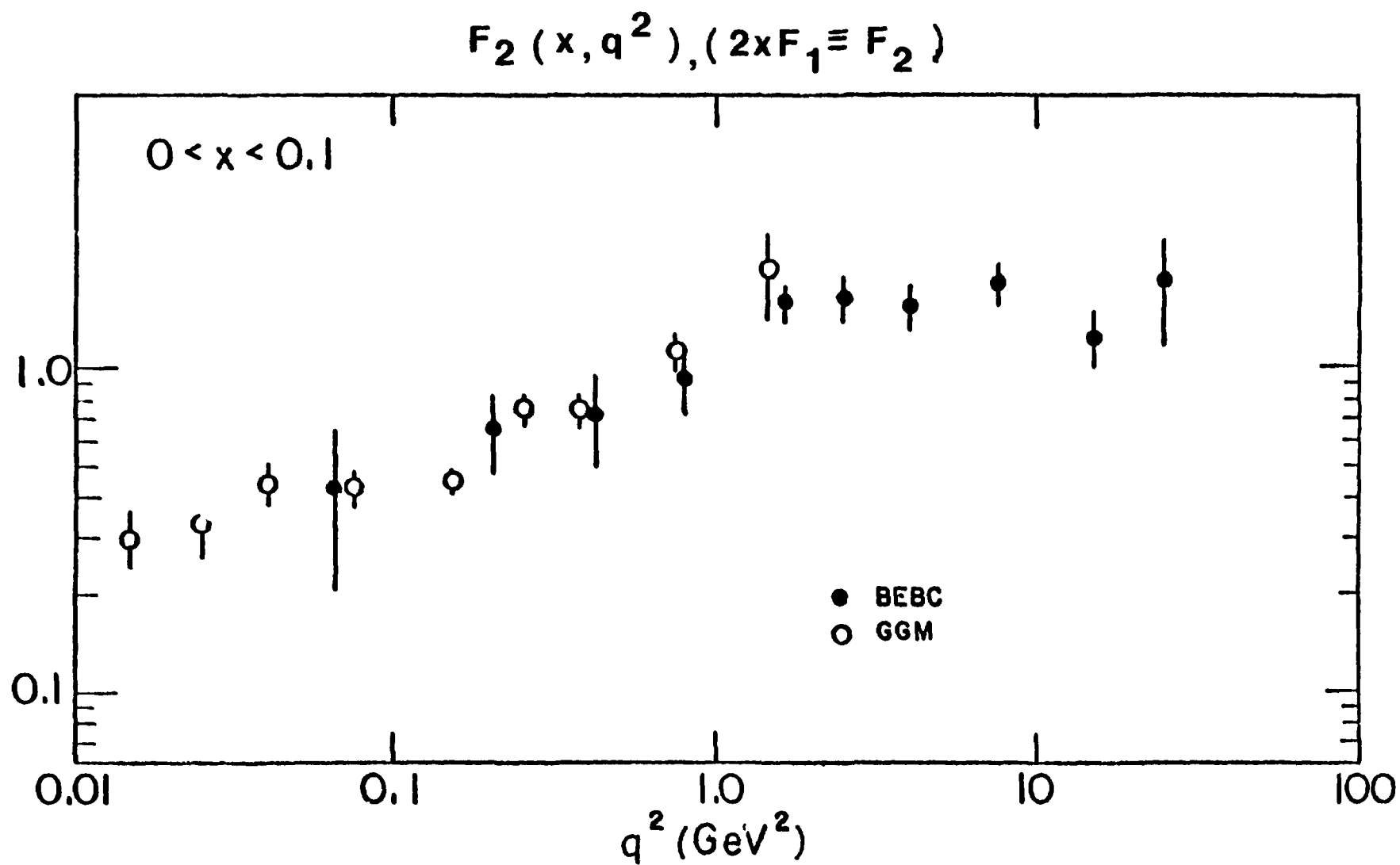
F_2^{vN} en fonction de Q^2 dans différents intervalles en x . Les données de BEBC et Gargamelle sont séparées. La ligne pointillé montre l'ajustement empirique [ref.17] sur les données électron et muon : la décroissance à faible Q^2 vient du seuil du pion.

Fig. (V.2)



$x F_3(x, q^2)$ en fonction de q^2 dans différents intervalles en x . La ligne pointillée est la même qu'en V.2)

Fig. (V.3)



$F_2^{\nu N}$ en fonction de Q^2 dans l'intervalle $0 < x < 0.1$. Les données de BEBC et de gargamelle sont indiquées séparément et montrent un bon accord entre elles.

Fig. (V.4)

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x, Q_0^2) \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)^{0,25-x} \quad (5.3)$$

et en prenant Q^2 = valeur du milieu de l'intervalle

Q_0^2 = valeur moyenne de Q^2 pour les événements dans l'intervalle.

Cette correction est de l'ordre de 10 à 20%.

La table 5.1 donne les valeurs de F_2 et xF_3 ainsi que les erreurs statistiques et ces corrections. Les autres erreurs qui doivent être considérées sont :

- les erreurs systématiques dues aux flux de neutrinos et anti-neutrinos. Pour les données de Gargamelle elles sont estimées à $\pm 7\%$ pour $2 < E_\nu < 7$ GeV, et à $\pm 12\%$ pour une énergie supérieure. Cette erreur est de $\pm 7\%$ pour les données de BEBC à $E_\nu < 100$ GeV. Au-delà les erreurs systématiques viennent de l'imprécision de la mesure du rapport K/π et les corrections à apporter sont données dans la table 1 pour une variation de ce rapport de 10%.

- les erreurs dues à l'approximation de Gallan Gross $A = \frac{2xF_1}{F_2} = 1$. Nous verrons que nos données, en accord avec cette relation, indiquent une légère déviation par rapport à 1. Les corrections à apporter pour tenir compte de cette déviation sont reportées dans la table 1, calculées pour une variation de A de 1 à 0,8. Les corrections obtenues restent faibles et justifient l'approximation faite pour le calcul.

Nous observons que les valeurs de F_2 et xF_3 obtenues dans la région de recouvrement des données de Gargamelle et de BEBC sont en accord, comme il avait été annoncé : sur la figure V. 4 ces données sont reportées séparément pour le premier intervalle en x de la figure V. 2.. Ce résultat est important car d'une part il justifie ce travail de regroupement et surtout c'est un excellent test de la validité de l'hypothèse de l'interaction courant-courant : lorsque l'on écrit l'interaction entre le boson W et le courant hadronique, les seules variables en jeu sont x et Q^2 (ou ν et Q^2) et ce résultat montre qu'effectivement cette interaction ne dépend pas de l'énergie du neutrino incident car les données, dans un même intervalle en x et Q^2 , se recouvrent pour deux énergies (PS et SPS) de neutrinos différentes par un facteur 30 environ.

Table 5.1

$F_2^{vN}(x, Q^2)$										$F_2^{vN}(x, Q^2)(suite)$										
Q^2	$x \rightarrow$										Q^2 (GeV ²)	$x \rightarrow$								Elastic $x = 1$
	0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-1.0						0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-1.0			
0.15	0.531	0.678	0.881	0.297	(a)	(a)	0.724	0.051	0.025		7.00	0.027	0.006	0.016	0.009	0.008	0.019	0.000		
0.25	0.619	0.676	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.052	0.016	0.006	0.011	0.008	0.001			
0.40	0.605	0.697	0.692	0.000			0.619	0.050	0.005			0.079	0.018	0.007	0.028	0.025	0.001			
0.60	0.612	0.697	0.692	0.000			0.619	0.050	0.005			1.676	1.003	1.141	0.596	0.258 (b)	0.049 (b)	0.001		
0.85	0.763	0.676	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.177	0.116	0.146	0.117	0.051	0.026	0.001		
1.25	0.605	0.697	0.692	0.000			0.619	0.050	0.005			0.026	0.005	0.000	0.002	0.000	0.023	0.000		
2.50	0.605	0.697	0.692	0.000			0.619	0.050	0.005			0.093	0.021	0.016	0.008	0.001	0.000			
4.00	0.612	0.697	0.692	0.000			0.619	0.050	0.005			0.132	0.034	0.019	0.006	0.002	0.000			
6.00	0.723	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			1.010	1.004	0.760	0.694	0.228	0.032	0.000		
8.50	0.673	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.201	0.091	0.070	0.067	0.029	0.010	0.000		
12.50	0.653	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.022	0.016	0.008	0.007	0.000	0.004	0.000		
20.00	0.611	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.094	0.067	0.030	0.019	0.005	0.001	0.000		
30.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.117	0.090	0.044	0.031	0.007	0.001	0.000		
40.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			(c)	0.597	0.854	0.313	0.167	0.020	0.000		
60.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.239	0.121	0.121	0.053	0.027	0.007	0.000		
85.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.012	0.010	0.008	0.008	0.002	0.001	0.000		
125.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.062	0.062	0.086	0.071	0.011	0.001	0.000		
250.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005			0.099	0.052	0.052	0.054	0.013	0.003	0.000		
400.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
600.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
850.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
1250.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
2500.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
4000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
6000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
8500.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
12500.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
25000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
40000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
60000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
85000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
125000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
250000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
400000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
600000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
850000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
1250000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
2500000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
4000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
6000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
8500000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
12500000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
25000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
40000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
60000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
85000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
125000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
250000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
400000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
600000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
850000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
1250000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
2500000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
4000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
6000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
8500000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
12500000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
25000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
40000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
60000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
85000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
125000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
250000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
400000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
600000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
850000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
1250000000000.00	0.605	0.678	0.675	0.020			0.619	0.050	0.005											
2500000000000.00	0.605	0.678																		

Table 5.1

$$xF_3^{\nu N}(x, Q^2) \text{ (suite)}$$

Q^2 (GeV ²)	$x \rightarrow$ 0 0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.6	0.6-1.0	Elastic $x = 1$
	0.035	0.058	0.004	0.1 2	0.000	0.000	
	-0.005	-0.021	-0.006	-0.000	-0.003	-0.001	
2.50	0.487	1.656 (b)	1.161	0.486	0.477	0.104	0.027
	0.451	0.682	0.282	0.123	0.057	0.022	0.006
	0.017	0.049	0.060	0.022	0.010	0.012	0.003
	0.028	0.094	0.027	0.005	0.000	0.000	
	-0.006	-0.010	-0.018	-0.007	-0.002	-0.001	
4.00	0.863	1.225	0.486 (b)	0.538 (b)	0.324	0.090	0.002
	0.287	0.594	0.505	0.228	0.080	0.023	0.002
	0.007	0.008	0.038	0.012	0.002	0.016	0.000
	0.036	0.016	0.021	0.031	0.006	0.001	
	-0.010	-0.008	-0.011	-0.016	-0.004	-0.001	
7.00	1.162	0.827	0.792	0.371 (b)	0.513	0.107	0.001
	0.219	0.253	0.449	0.370	0.114	0.048	0.003
	0.026	0.013	0.006	0.017	0.003	0.032	0.000
	0.063	0.017	0.015	0.032	0.008	0.004	
	-0.010	-0.010	-0.008	-0.003	-0.006	-0.002	
20.00	0.519	0.782	0.669	0.561	0.276	0.002	0.000
	0.194	0.128	0.114	0.125	0.065	0.032	0.000
	0.019	0.020	0.005	0.006	0.001	0.002	0.000
	0.046	0.052	0.027	0.016	0.005	0.000	
	-0.002	-0.007	-0.009	-0.008	-0.002	-0.000	
60.00	(c)	0.609	0.853	0.391	0.167	0.019	0.000
		0.244	0.140	0.067	0.037	0.011	0.000
		0.020	0.032	0.010	0.001	0.002	0.000
		0.062	0.084	0.032	0.011	0.001	
		-0.000	-0.000	-0.002	-0.002	-0.000	

Le premier chiffre de chaque case donne la valeur de $F_2(xF_3)$ calculé avec l'hypothèse $2xF_1 = F_2$. Les chiffres indiqués dessous donnent les variations dues :

- aux erreurs statistiques (+) ;
 - à l'estimation de l'erreur de "smearing" et de correction pour le milieu du "bin" ;
 - à une diminution de 10% du rapport K/π utilisé pour le calcul du flux ;
 - à une diminution de A de 1 à 0,8.
- a) les fonctions de structure sont nulles dans ces cases (en-dessous du seuil de production d'un pion).
- b) chiffres obtenus en combinant les données de BEBC et Gargamelle. Les cases situées au-dessus et à droite viennent de Gargamelle, en bas et à gauche de BEBC.
- c) pas de données dans ces cases.

V.1.2. Commentaires sur les fonctions de structure.

Les figures V. 2 et V. 3 montrent très nettement une variation des fonctions de structure avec Q^2 , ce qui constitue une violation de l'hypothèse de l'invariance d'échelle. Afin de tester si ces déviations sont les mêmes que celles détectées en électroproduction et en muon production, l'ajustement empirique (5.3) de [17] a été reporté sur les figures. De plus, les données obtenues par les expériences de muon-et électroproduction citées en [17] sont indiquées sur nos figures, multipliées par le facteur 9/5 prédit par le modèle des quarks. Le tracé de l'ajustement est corrigé à faible Q^2 pour tenir compte du seuil de production d'un seul pion, donné par

$$Q_{\min}^2 = (2Mm_{\pi} + m_{\pi}^2) \cdot \frac{x}{1-x} \quad (5.4)$$

En-deça de ce seuil, F_2 s'annule, excepté pour $x = 1$ (événements élastiques, $W = M$).

Les variations de F_2 que nous observons sont en excellent accord avec les variations observées dans les interactions e, μ sur cibles isoscalaires pour ce qui est de leur forme générale. De plus la comparaison directe avec les points obtenus en électroproduction montre un accord en valeur absolue entre $F_2^{\nu N}$ et $\frac{9}{5} F_2^{eP}$, ce qui constitue un excellent test du modèle des quarks-partons qui prédit le rapport $\frac{9}{5}$ entre ces deux quantités.

Les points obtenus pour la fonction xF_3 montrent un comportement similaire en fonction de Q^2 , bien que les erreurs statistiques soient plus grandes. En effet xF_3 se calcule par la différence des sections efficaces neutrinos et antineutrinos, et de ce fait les erreurs relatives sur F_3 sont grandes. La même courbe que pour F_2 est reportée avec xF_3 . On peut noter que pour $x < 0,1$, xF_3 est systématiquement inférieur à F_2 . Mais le fait que, dans la limite des erreurs, xF_3 aie le même comportement que F_2 montre que la déviation de l'invariance d'échelle est bien un phénomène général indépendant de la nature du couplage produisant le boson intermédiaire (W ou γ virtuel) : en effet si $F_2^{\nu N}$ a son équivalent en F_2^{eN} , xF_3 n'a pas d'équivalent et est spécifique des interactions neutrinos. C'est d'ailleurs la première fois que les violations de l'invariance d'échelle sont détectées sur cette fonction de structure du nucléon.

Une étude des corrections radiatives sur ces fonctions de structure montre que ces corrections sont très inférieures à nos erreurs statistiques [52].

L'interprétation des variations observées peut être très diverses, seule la théorie QCD étant entièrement satisfaisante. En particulier l'apparition de nouveaux quarks charmés dans le nucléon, venant de la "mer", peut expliquer la croissance de F_2 avec Q^2 à faible x , mais pas la décroissance à grand x . De plus le taux d'une telle production est attendu de l'ordre de $\sin^2\theta_c \simeq 6\%$ [6].

Nous verrons plus loin comment QCD explique les comportements observés sur F_2 et xF_3 , ainsi que sur leur différents moments.

V.1.3. Autre manifestation des violations de l'invariance d'échelle.

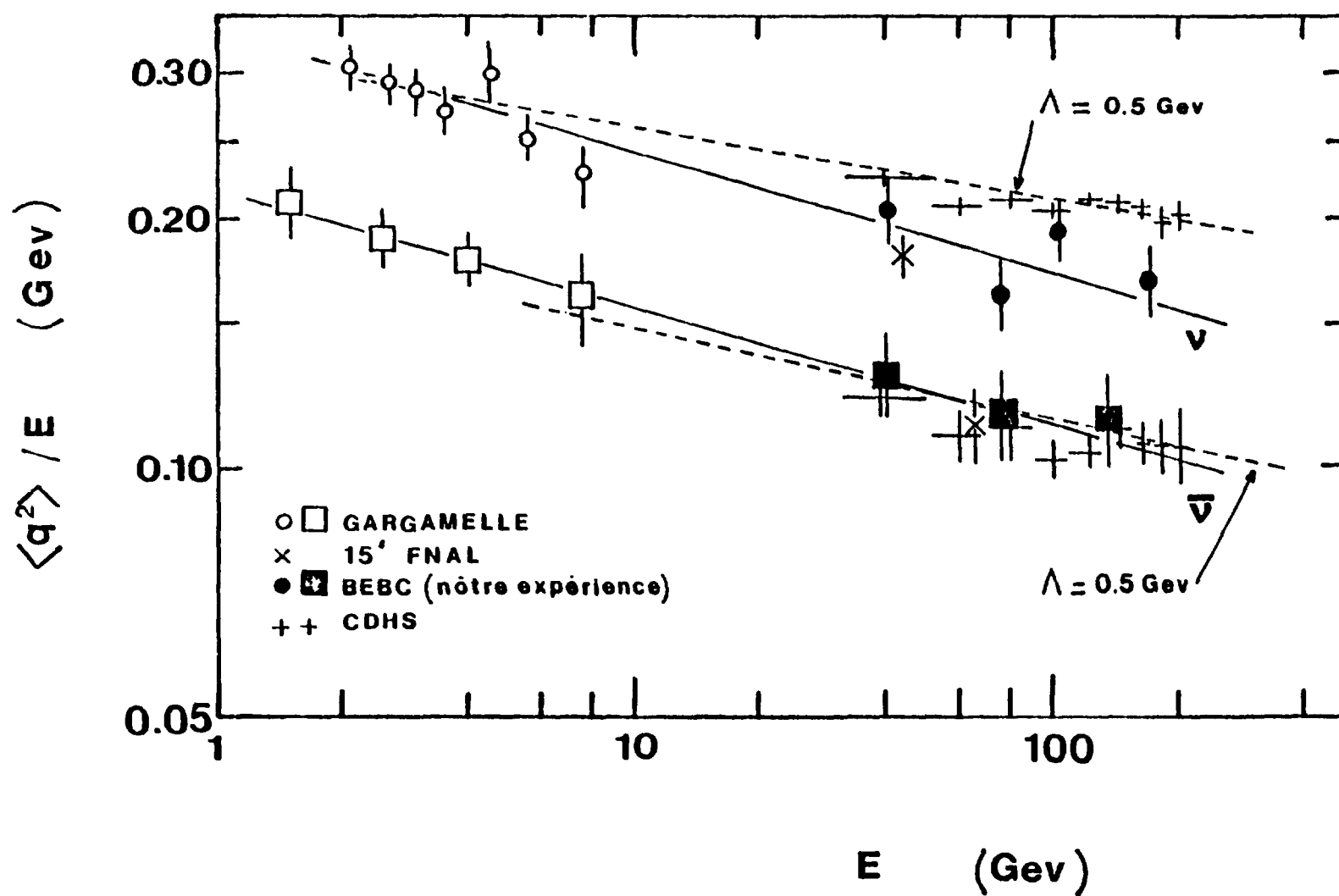
L'hypothèse d'invariance d'échelle entraîne l'indépendance entre les variables x et y et Q^2 . Un test de cette indépendance peut être fait sur le produit xy car cette quantité est aisément mesurable, ne dépendant que de la mesure du muon, et surtout est indépendante des problèmes de flux

$$xy = \frac{Q^2}{2ME} = \frac{E_\mu}{M} (1 - \cos\theta_\mu) . \quad (5.5)$$

Nous choisissons de calculer $2Mxy = 2E_\mu (1 - \cos\theta_\mu) = \frac{Q^2}{E}$ dans différents intervalles d'énergie E : l'énergie du neutrino ne sert qu'à calculer dans quel intervalle on se trouve. Le résultat est reporté dans la figure V. 5, pour les neutrinos et les antineutrinos. Nos points sont nettement en-dessous des points de Gargamelle, et la ligne tracée représente la relation :

$$\frac{\langle Q^2 \rangle}{E} \propto E^{-0,14} \quad (5.6)$$

Cette relation, comme la relation (5.3), vient d'un ajustement entièrement indépendant fait sur les données obtenues en électro- et muon-production [17].



$\langle q^2 \rangle / E$ en fonction de E_γ . la ligne droite vient de l'ajustement de la référence [17]
 La ligne pointillé est le résultat d'un calcul en QCD avec $\Lambda = 0,5 \text{ GeV}$ [ref.53]

Fig. (V.5)

La variation de $\langle Q^2 \rangle / E$ observée représente une violation de l'invariance d'échelle. La décroissance observée est en accord qualitatif avec la théorie QCD dans l'intervalle considéré : en effet nous pouvons écrire :

$$\frac{\langle Q^2 \rangle}{E} = 2M \langle xy \rangle = 2M \iint \frac{d^2 \sigma}{dx dy} x y dx dy \quad (5.7)$$

A x et y fixés lorsque l'énergie croît Q^2 croît. Le coefficient $\frac{d^2 \sigma}{dx dy}$ de l'intégrale croît lorsque x est petit, décroît lorsque x est grand, suivant en cela les comportements de F_2 et xF_3 . C'est cette dernière variation qui devient prépondérante à cause du facteur x , et qui entraîne une décroissance de Q^2 / E .

Cependant la variation observée n'est décelable que lorsque l'on joint les données de Gargamelle à nos points. Prise séparément, chaque expérience ne peut conclure, car aucune ne couvre une gamme de valeurs de Q^2 suffisamment grande.

La figure V.5 montre également les points obtenus dans l'expérience CDHS et à Fermilab. La droite en pointillé donne le résultat d'un calcul en QCD pour $\Lambda = 0,5 \text{ GeV}$ [53].

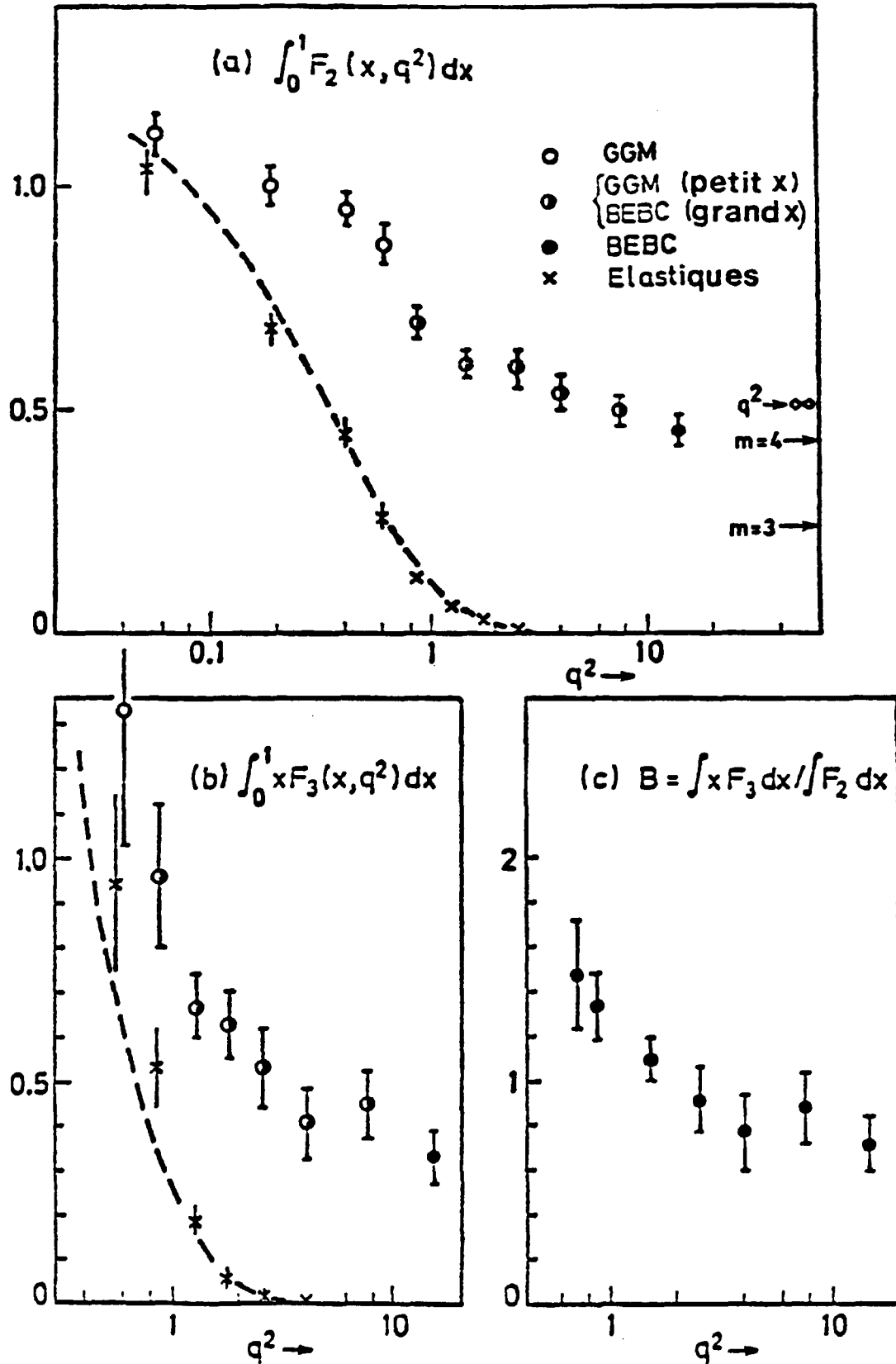
V.2. TESTS DU MODELE DES QUARKS-PARTONS ET DE QCD.

V.2.1. Intégrales des fonctions de structures.

A partir des fonctions de structures que nous venons de décrire, nous pouvons calculer les intégrales

$$\int_0^1 F_2(x) dx \quad \text{et} \quad \int_0^1 x F_3(x) dx$$

que l'on reporte en fonction de Q^2 (Figs V.6a et b). Dans le cadre du modèle des partons, $\int F_2$ représente la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par tous les quarks, $\int x F_3$ celle emportée par les quarks de valence uniquement. Nous observons une variation de ces valeurs, de 1 pour les très faibles Q^2 à environ 0,5 à grand Q^2 . $\int x F_3$ n'est sensiblement inférieur à F_2 qu'à très grand Q^2 , cependant cette différence qui traduit l'apparition de quarks de la mer n'est pas très signifi-



Intégrales des fonctions de structure en fonction de Q^2

- a) $\int F_2$. La contribution élastique est montrée séparément, avec sa prédiction par les facteurs de forme du dipole.
- b) $\int F_3$. La contribution élastique est montrée comme en a)
- c) rapport de ces deux intégrales, en fonction de Q^2 .

Fig. (V.6)

cative en raison des grandes erreurs qui affectent $F_3(x)$. Le type de variation observée correspond aux prédictions de QCD, dans laquelle les champs de gluons emportent une fraction croissante de l'impulsion du nucléon quand Q^2 augmente. De plus la théorie prédit une valeur asymptotique pour $\int F_2 dx$ donnée par :

$$\int_0^1 F_2(x) dx \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{3m}{3m + 16} \quad (5.8)$$

où m est le nombre de saveurs de quarks. Cette limite est indiquée sur la figure V.6 a pour $m = 3$ et 4. Nos données atteignent à grand Q^2 la limite pour $m = 4$ mais restent en accord avec les limites obtenues pour $m = 5$ et 6. Cependant rien n'indique que l'on puisse considérer que $\int F_2$ est près de sa limite à $Q^2 \simeq 20 \text{ GeV}^2$, valeur du dernier point reporté.

Les figures V.6 a et b contiennent également les contributions des événements élastiques ($x = 1$), mesurées dans Gargamelle. Ces données sont en très bon accord avec les facteurs de forme élastiques [54] définis dans l'appendice A.

V.2.2. Rapport quark-antiquark.

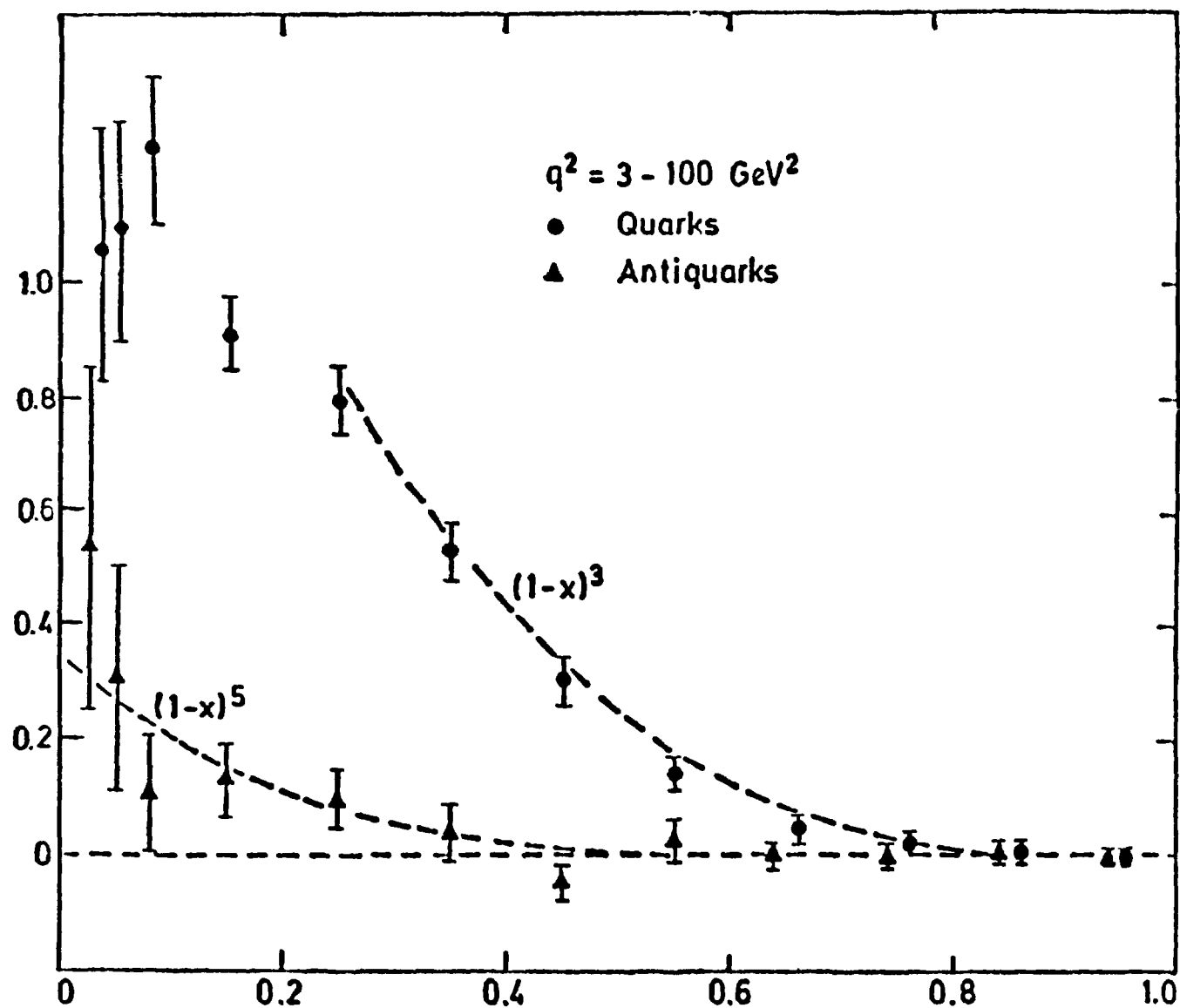
A partir des intégrales de xF_3 et F_2 il est aisé de calculer la quantité :

$$B = \frac{\int_0^1 xF_3 dx}{\int_0^1 F_2 dx} \quad (5.9)$$

Dans le modèle des partons cette quantité est directement reliée aux densités de quarks et d'antiquarks $Q(x)$ et $\bar{Q}(x)$, par la relation :

$$B = \frac{Q - \bar{Q}}{Q + \bar{Q}} \quad (5.10)$$

Densité en x des quarks, par unités de $x : Q$ ou $\bar{Q}$



Distribution en x des quarks et antiquarks pour $Q^2 = 3-100 \text{ GeV}^2$

Fig. (V.7)

Les valeurs obtenues (fig. V.6.c) montrent une décroissance de B avec Q^2 , qui s'explique en QCD par un accroissement de la contribution des antiquarks. A faible Q^2 , $B = 1$, les antiquarks ne contribuent pas, tandis qu'à grand Q^2 B atteint 0,6, ce qui correspond à une contribution des antiquarks de l'ordre de 20% dans le nucléon.

La distribution en x des quarks et antiquarks peut être estimée à partir des valeurs de F_2 et xF_3 obtenues précédemment grâce aux relations :

$$\begin{aligned} Q(x) &= \frac{1}{2} [F_2 + xF_3] \\ \bar{Q}(x) &= \frac{1}{2} [F_2 - xF_3] \end{aligned} \quad (5.11)$$

Ces valeurs sont reportées dans la figure V.7 ainsi que des ajustements à ces données du type $(1-x)^n$. La distribution des antiquarks correspond à :

$$n = 4,9 \begin{matrix} +2,4 \\ -1,7 \end{matrix} \quad (5.12)$$

tandis que celle des quarks, pour $x > 0,3$ est en $(1-x)^3$. Le rapport $\bar{Q}/(Q + \bar{Q})$ que l'on obtient en intégrant sur x est :

$$\frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} = 0,113 \pm 0,030 \quad (5.13)$$

Cette valeur correspond à $B = 0,79$ pour Q^2 variant de 3 à 200 GeV^2 .

Ces résultats sont en très bon accord qualitatif avec la théorie QCD où on voit la densité des quarks de la mer, à très faible x, augmenter avec Q^2 . De plus l'approximation que l'on a faite en négligeant la mer pour les effets principaux est justifiée par le résultat obtenu : ces approximations sont valables à 10% près, ce qui rentre dans les erreurs annoncées.

V.2.3. Relation de Callan-Gross.

Les calculs de F_2 et xF_3 ont été faits en utilisant l'hypothèse de Callan-Gross :

$$A = \frac{2xF_1}{F_2} = 1 .$$

Cette égalité est une conséquence directe du spin 1/2 des partons et est une limite pour $Q^2 \rightarrow \infty$. Nous pouvons calculer le rapport A pour différentes valeurs de x et de Q^2 , en utilisant les distributions en y des événements : au lieu d'intégrer sur y comme dans (5.2), nous calculons dans des intervalles en x et Q^2 , la quantité :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \right) = \frac{G^2 M}{\pi} \left[(1-y) - M^2 x^2 \frac{y^2}{Q^2} + Ay^2/2 \right] F_2(x, Q^2) \quad (5.14)$$

Les points obtenus à différentes valeurs de y sont reportés sur les figures V.8 et V.9

Pour chaque intervalle en x et Q^2 , nous reportons aussi la courbe correspondant à la variation attendue pour $A = 1$. Un ajustement de A est fait dans chaque intervalle en utilisant la relation (5.14), et les valeurs trouvées sont reportées dans la figure V.10 . Ces points sont accompagnés de ceux trouvés en électroproduction [55] et en muon-production [56] . La moyenne sur x et Q^2 des résultats est :

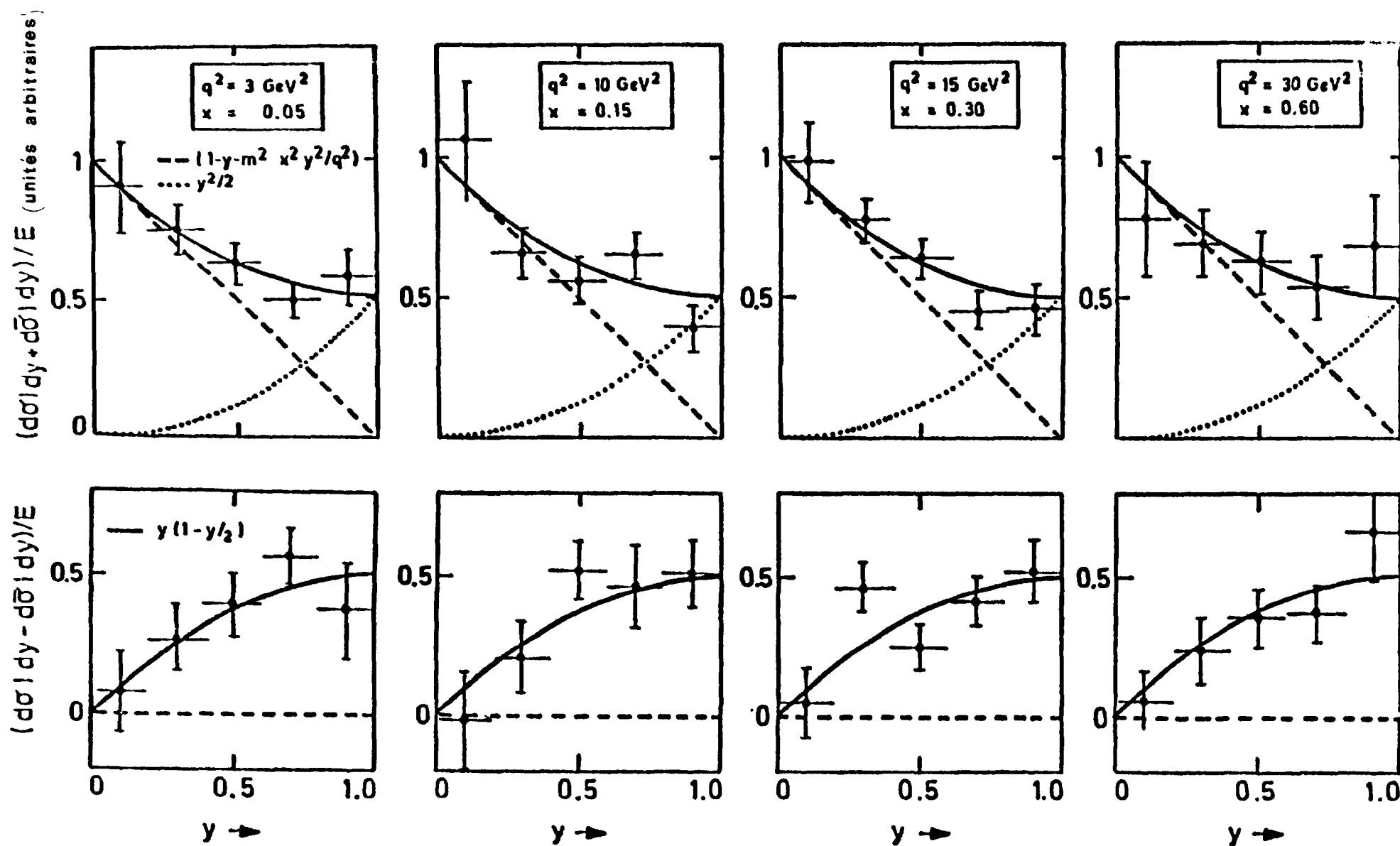
$$\langle A \rangle = 0,89 \pm 0,12 \text{ (0,08)} \quad (5.15)$$

tandis que les données de Gargamelle donnent :

$$\langle A \rangle = 0,68 \pm 0,10 \text{ (0,11)} \quad (5.16)$$

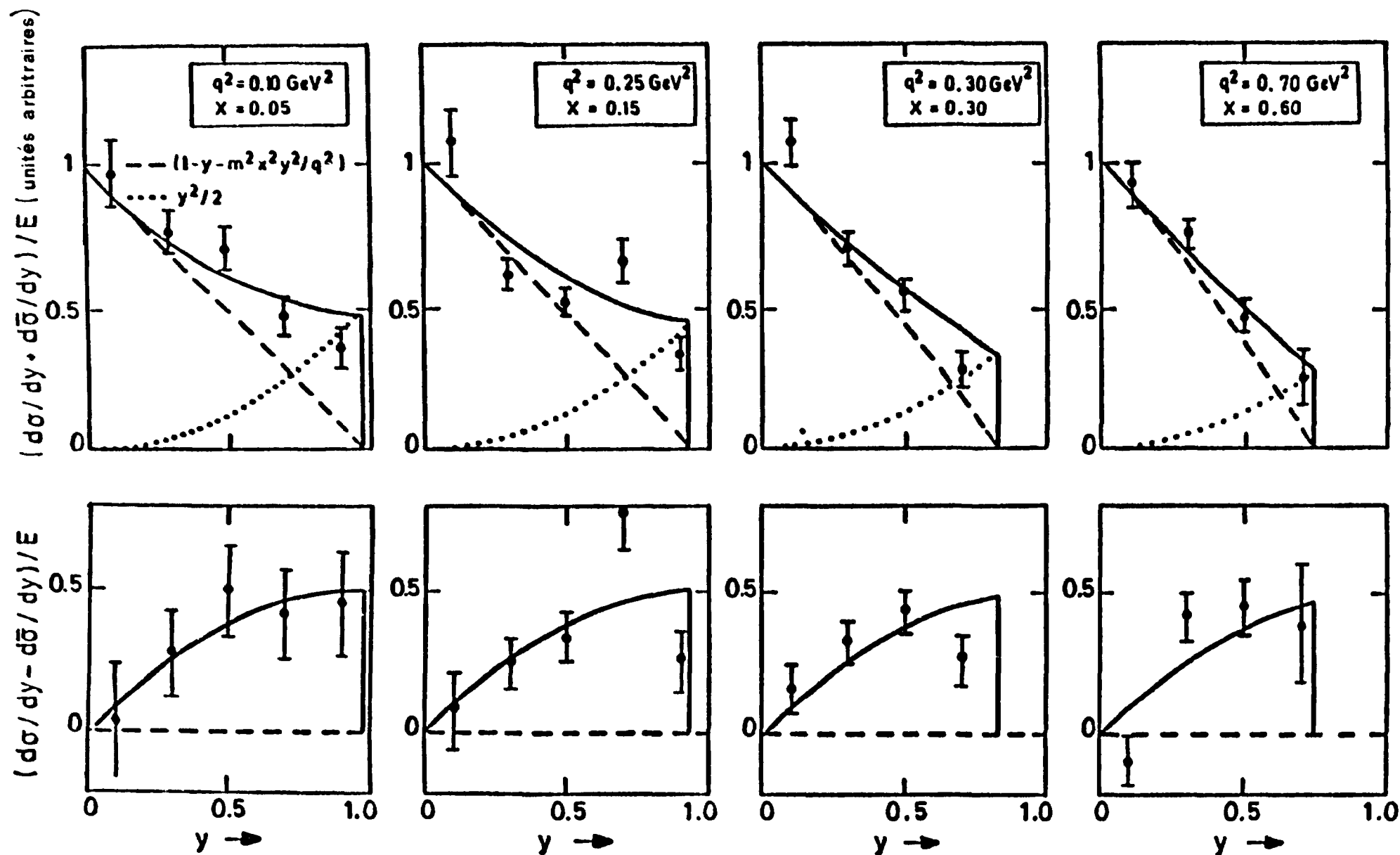
le deuxième chiffre entre parenthèses donne l'erreur systématique possible, due au flux et au "binning".

Ce rapport A est directement relié au rapport $R = \sigma_S/\sigma_T$ des sections efficaces scalaires ou (longitudinales) et transverses d'absorption du boson intermédiaire. En effet les sections efficaces sont directement reliées aux fonctions de structures par :



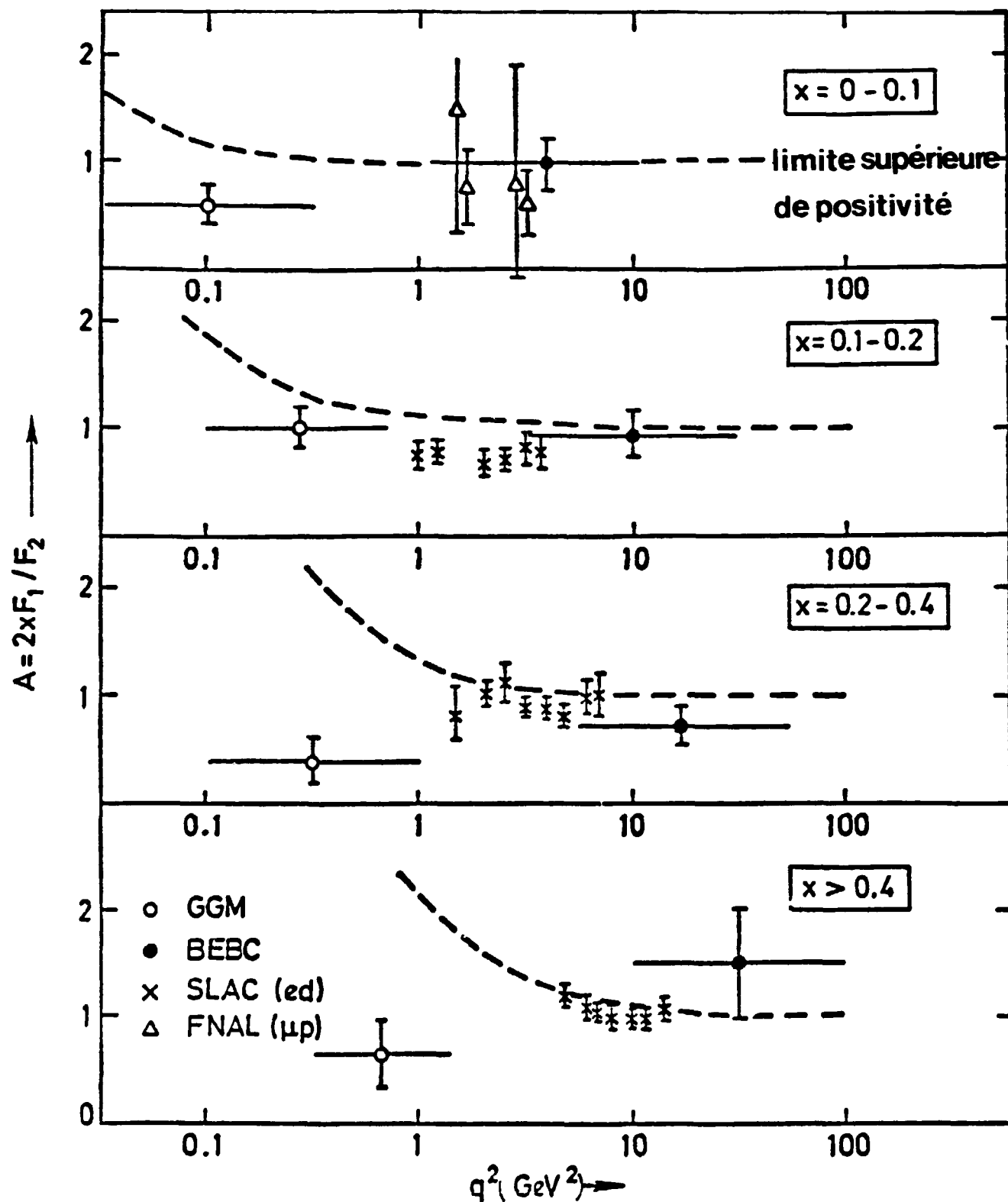
Distribution de $(d\sigma/dy \pm d\bar{\sigma}/dy)/E$ calculée avec les événements de BEBC. La ligne continue donne la prédiction pour $2xF_1 = F_2$ normalisée aux nombres d'événements.

Fig. (V.8)



Mêmes courbes que V.8), pour les données de Gargamelle.

Fig. (V.9)



Valeurs de A obtenues par ajustement sur les figures V.8 et V.9, en fonction de Q^2 . Les données de SLAC et NAL sont également reportées.

Fig. (V.10)

$$\sigma_S = K \left[W_2 \left(1 + \frac{y^2}{Q^2} \right) - W_1 \right] \quad (5.17)$$

$$\sigma_T = K.W_1$$

ce qui donne :

$$R = \frac{\sigma_S}{\sigma_T} = \frac{1 + 4M^2 x^2 / Q^2 - A}{A} \quad (5.18)$$

La valeur de A trouvée correspond à :

$$R = 0,12 \begin{matrix} +0,18 \\ -0,14 \end{matrix} \quad (5.19)$$

La prédiction du modèle des partons ($R = 0$, $A = 1$) est donc assez bien vérifiée par les données, qui indiquent un écart faible par rapport à cette prédiction, principalement à faible Q^2 alors que la relation est prédite à grand Q^2 . L'écart maximum de A par rapport à 1 atteint 20%, ce qui justifie l'approximation faite dans le calcul de F_2 et xF_3 . et les erreurs pouvant venir de cette variation sont notées dans la table 5.1 On peut enfin remarquer que l'ajustement donnant A, réalisé à partir de la relation (5.14), utilise les valeurs de F_2 obtenues précédemment avec $A = 1$. Mais l'ajustement fait sur A est un ajustement sur la forme de la courbe, et non sa valeur absolue, il n'est donc pas faussé par la valeur de $F_2(x, Q^2)$ utilisée.

V.2.4. Distributions en y, symétrie de charge.

Nous avons également calculé, parallèlement à la somme des sections efficaces différentielles en y, leur différence qui est reportée dans les figures V.8 et V.9 dans les mêmes intervalles en x et en Q^2 . La formule (1.32) permet d'écrire :

$$\left(\frac{d\sigma^y}{dy} - \frac{d\sigma^{\bar{y}}}{dy} \right) = \frac{G^2 ME}{\pi} \cdot y(1 - y/2) \cdot 2xF_3(x, Q^2) \quad (5.20)$$

Dans chaque intervalle nous traçons la courbe $y(1 - y/2)$ qui est attendue et nous observons un excellent accord avec nos résultats. En particulier la symétrie de charge $\left(\frac{d\sigma^y}{dy} \right)_{y=0} = \left(\frac{d\sigma^{\bar{y}}}{dy} \right)_{y=0}$ est bien vérifiée dans

tous les intervalles de x et Q^2 utilisés. Cet accord sur la distribution en y nous donne un excellent test de la structure du courant faible, et donc des formules (5.2).

Lors de la première partie de l'analyse [35], la symétrie de charge a été testée sur l'ensemble des résultats alors disponibles (517 événements cc neutrinos, 250 antineutrinos). Le résultat trouvé est :

$$\frac{d\sigma/dy}{d\bar{\sigma}/dy} \xrightarrow{y \rightarrow 0} 0,9 \pm 0,2, \quad (5.21)$$

en accord avec le modèle des partons et des interactions faibles. Par ailleurs cette étude partielle a permis de calculer, à partir de la somme des sections efficaces différentielles extrapolées lorsque y tend vers 0, la valeur de $\int F_2 dx$ et l'on trouve :

$$\int_0^1 F_2(x) dx = 0,51 \pm 0,05. \quad (5.22)$$

Ce résultat est en excellent accord avec celui trouvé au paragraphe V.2.1. Il représente une moyenne sur la gamme de Q^2 couverte par les données de BEBC à faible y .

V.2.5. Règle de somme de Gross-Llewellyn Smith.

Cette relation donne le nombre de quarks de valence à l'intérieur du nucléon, et s'écrit :

$$\int_0^1 xF_3(x, Q^2) \frac{dx}{x} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta_c) \approx 3. \quad (5.23)$$

$$= 2,90 \text{ pour } \theta_c = 15^\circ, \sin^2 \theta_c = 0,07$$

Cette intégrale est difficile à évaluer car xF_3 atteint son maximum près de $x = 0$, à grand Q^2 . Or à Q^2 fixé l'intégration est limitée inférieurement à $x_0 = Q^2/(2ME_{\max})$ et on perd la partie $x < x_0$. Nous avons calculé :

$$\int_{x_{\min}}^1 x F_3(x) \frac{dx}{x}$$

pour différentes valeurs de $x_{\min}$ et dans différents intervalles en Q^2 . Les résultats rassemblés dans la table 5.2 montrent une variation avec Q^2 en accord avec QCD : lorsque Q^2 augmente, une partie de plus en plus importante de l'intégrale (5.23) est en-dessous de $x_{\min}$ et n'est pas comprise dans notre calcul.

Table 5.2

Résultats sur la règle de somme de Gross-Hewellyn-Smith.

Q^2 (GeV ²)	$x_{\min} = 0,02$	$x_{\min} = 0,06$	$x_{\min} = 0,1$
0,3 - 1.	$2,94 \pm 0,56$	$2,33 \pm 0,16$	$2,01 \pm 0,15$
1. - 3.	$2,79 \pm 0,51$	$2,04 \pm 0,33$	$1,38 \pm 0,11$
10.	$2,69 \pm 0,41$	$1,96 \pm 0,26$	$1,20 \pm 0,21$
30.		$1,39 \pm 0,17$	$1,07 \pm 0,11$
100.			$0,94 \pm 0,17$

Les valeurs obtenues sont en accord avec la règle de somme, bien que les valeurs de x atteintes ne saturant pas l'intégrale.

V.3. ETUDE DES MOMENTS DES FONCTIONS DE STRUCTURE : TESTS QUANTITATIFS DE QCD.

V.3.1. Les moments de F_2 et F_3 .

Nous avons vu que les moments des fonctions de structure s'écrivent [55] :

$$M_i(N, Q^2) = \int_0^1 x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx \quad (5.24)$$

Ces moments sont reportés sur la figure V.11. On observe une décroissance nette avec Q^2 qui est en accord avec QCD. Cependant cette décroissance est plus forte à faible Q^2 qu'à grand Q^2 . Cela peut s'expliquer par des termes de correction de masse qui disparaissent à la limite de Bjorken ($Q^2 \rightarrow \infty$). On peut éviter ces corrections en utilisant les moments de Nachtmann [19]. Ces moments utilisent la variable :

$$\xi = \frac{2x}{(1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2})} \quad (5.25)$$

et sont donnés par

$$M_2(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N+1}}{x^3} F_2(x, Q^2) \cdot \frac{[(N^2 + 2N + 3) + 3(N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2} + N(N+2)4M^2 x^2 / Q^2]}{(N+2)(N+3)} dx \quad (5.26)$$

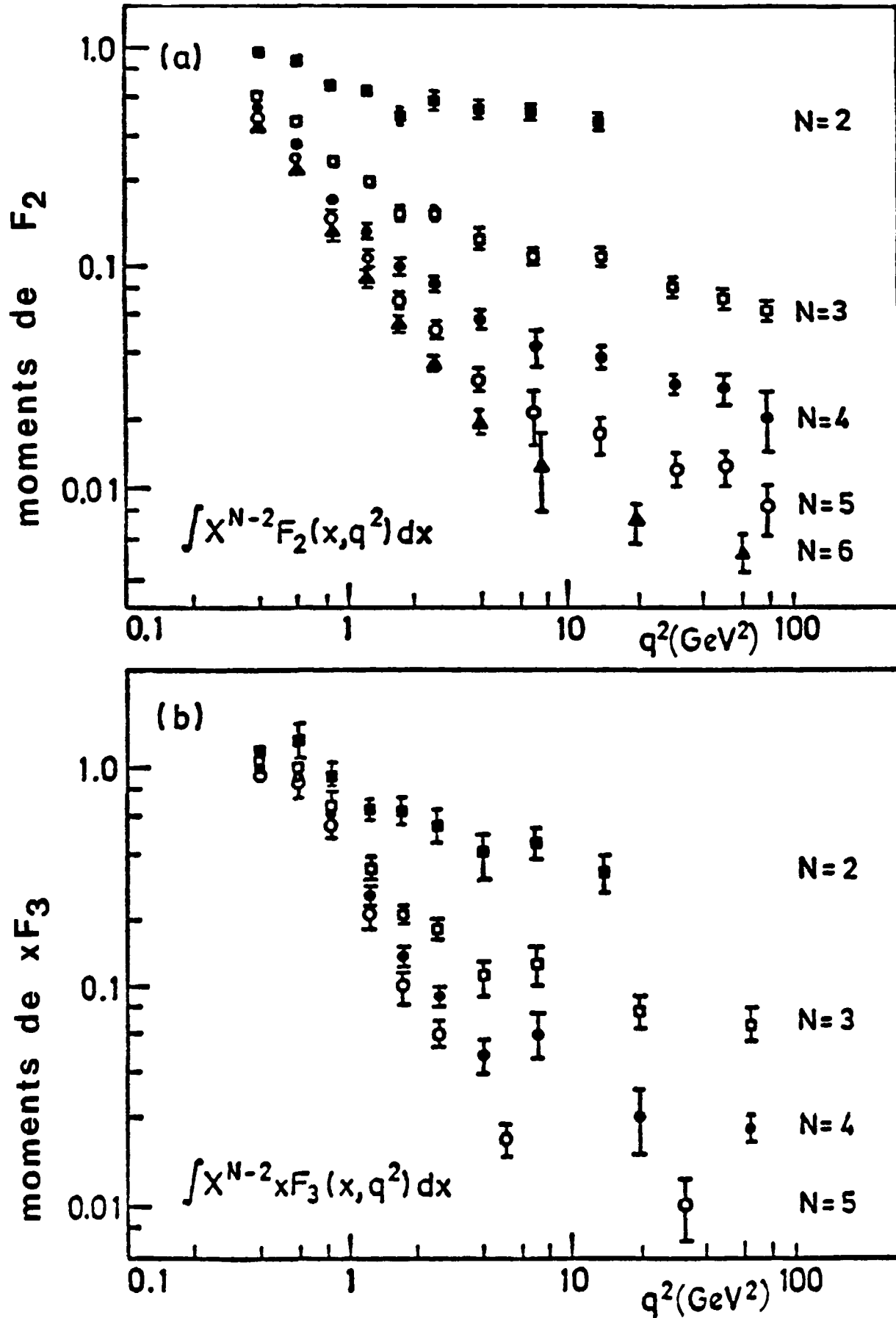
$$M_3(N, Q^2) = \int_0^1 \frac{\xi^{N+1}}{x^3} x F_3(x, Q^2) \cdot \frac{[1 + (N+1) \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2}]}{(N+2)} \quad (5.27)$$

Ces moments sont reportés dans les figures V.12 a et b. Ils sont très similaires à ceux de la figure V.11, en particulier pour des Q^2 supérieurs à 2 GeV^2 .

A très grand Q^2 la fonction F_2 n'a pas été mesurée pour les très petits x ($x < 0,1$) à cause de la limitation en énergie ($Q^2 = 2MxE_H$). Le calcul de la valeur du moment d'ordre 2 n'est pas possible car c'est aux petites valeurs de x que la contribution de F_2 est la plus importante. Par contre dans les moments d'ordre plus élevé, l'apparition d'un terme d'ordre x^n ($n \geq 1$) supprime cette contribution et le calcul des moments est possible, l'absence de données à $x < 0,1$ n'affectant pas sensiblement le résultat.

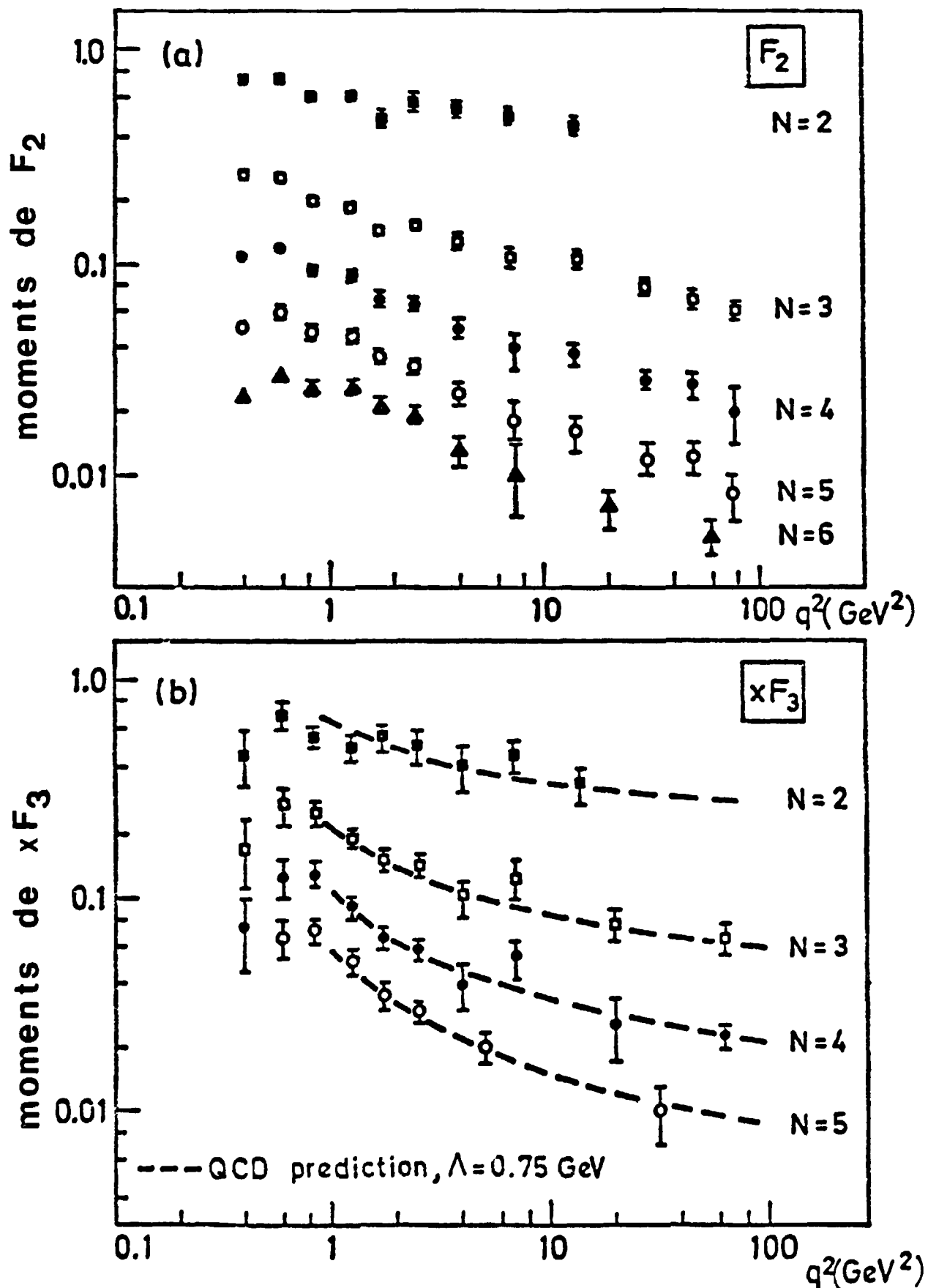
Les variations des moments de Nachtmann ont été calculées dans le cadre de QCD, et le résultat est reporté sur la figure V.11 b. Cette variation est calculée avec $\Lambda = 0,75 \text{ GeV}$, et est en excellent accord avec nos résultats.

- 140 -
Moments de Cornwall-Norton



Moments des fonctions de structure en fonction de q^2

Moments de Nachtmann



Moments de Nachtmann des fonctions de structure en fonction de q^2

V.3.2. Moments de xF_3 : Tests de QCD et détermination de Λ .

Dans la théorie QCD, le couplage boson-quark se fait avec un couplage dépendant d'un paramètre d'échelle Λ :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{33-2m} \cdot \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (5.28)$$

Le comportement des moments de Nachtmann des fonctions xF_3 et F_2 est associé à celui de termes non singlets (pour les quarks de valence) et singlets (pour les quarks de la mer et les gluons). Le comportement des moments de xF_3 , associé aux quarks de valence est le plus simple :

$$M_3(N, Q^2) = \frac{K}{[\ln Q^2/\Lambda^2]^{d^{NS}}} \quad (5.29)$$

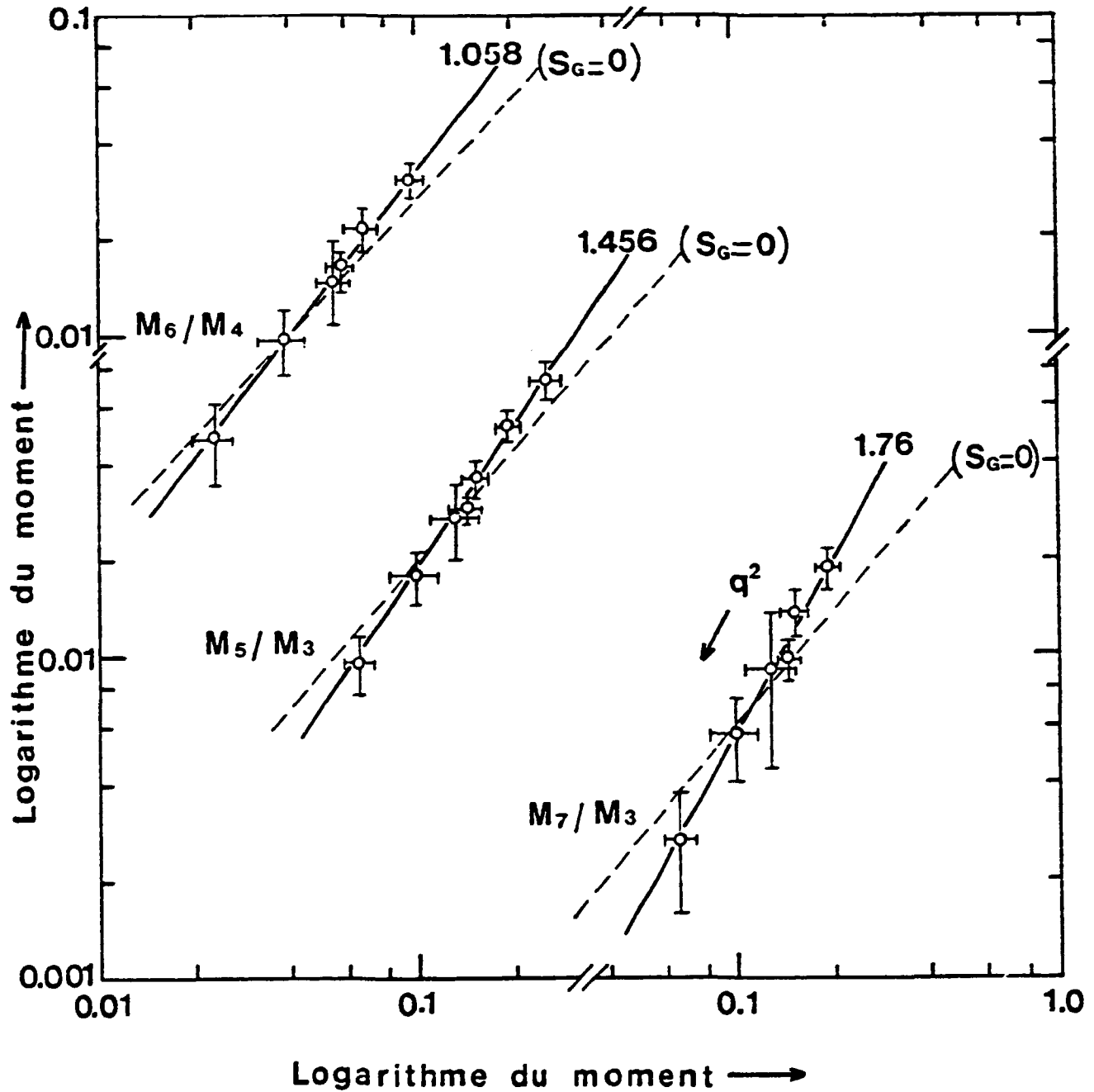
avec
$$d^{NS} = \frac{4}{33-2m} \left[1 - \frac{2}{N(N+1)} + 4 \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right]$$

Ces formules ne sont valables que pour $Q^2 \gg \Lambda^2$ et $Q^2 \gg m_{q_i}^2$, où les m_{q_i} sont les masses des différents quarks.

Un premier test de QCD consiste à reporter différents moments l'un en fonction de l'autre sur une échelle logarithmique. Nous avons en effet :

$$\log M_3(N, Q^2) = \frac{d^{NS}}{d^{NS}} \cdot \log M_3(N', Q^2) + \text{const.} \quad (5.30)$$

La figure V.13 montre ces différentes valeurs pour $M_3(6)/M_3(4)$, $M_3(5)/M_3(3)$ et $M_3(7)/M_3(3)$. La linéarité des variations en Q^2 est très bien vérifiée, et les pentes des droites ajustées sont reportées dans la table 5.3



Histogramme Log-Log de différents moments de Nachtmann de $x F_3$
 Les pentes des droites sont prévues par QCD : ligne continue pour des gluons vecteurs , ligne pointillée pour des gluons scalaires.
 Les erreurs tracées sont statistiques, mais sont en fait corrélées.
 Prises indépendamment on peut les réduire d'un facteur 2.

Fig. (V.13)

Table 5.3

Pente des rapports des logarithmes des moments.

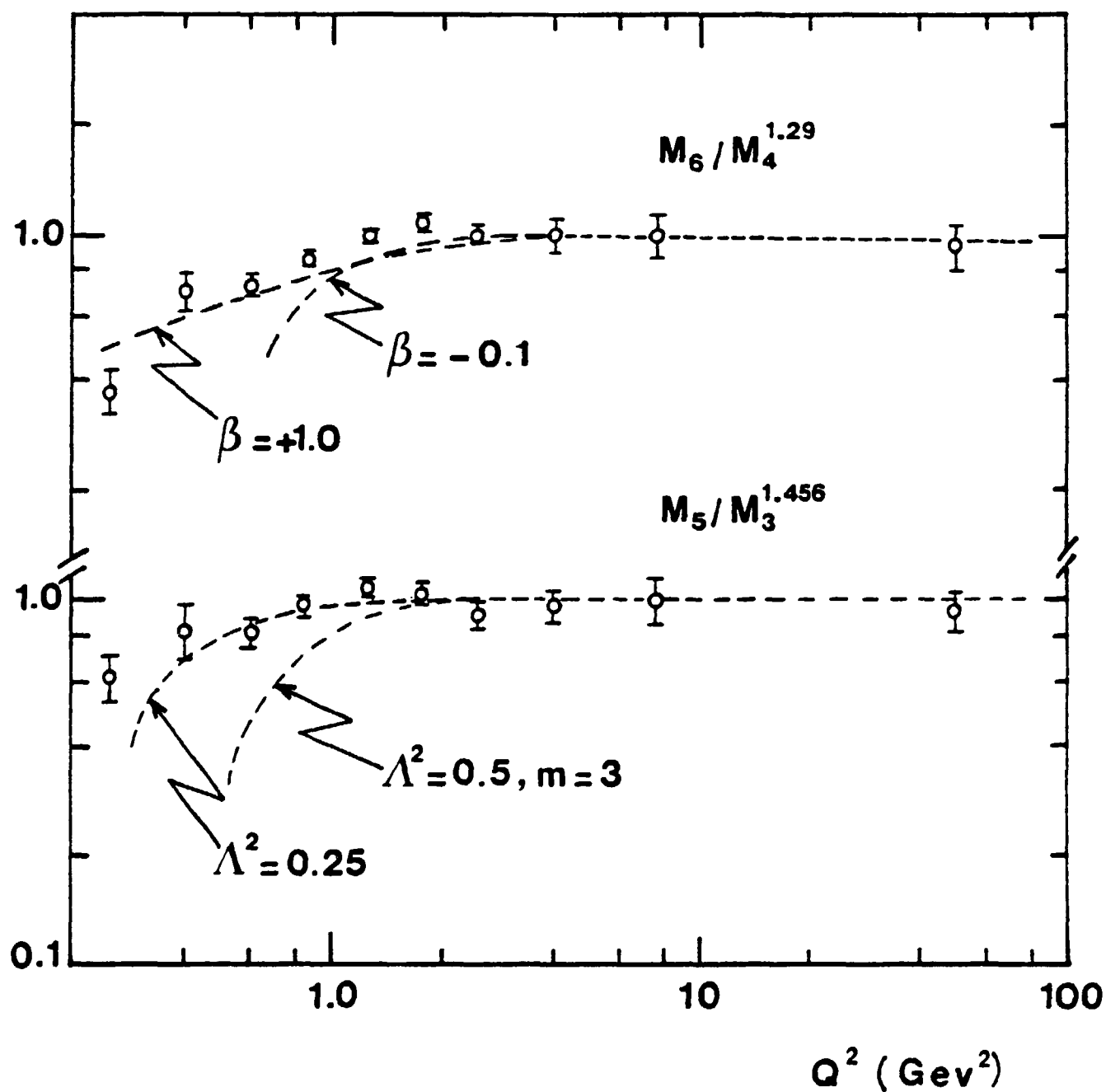
	Pente observée	Pente prédite par QCD	
		$S_G = 1$	$S_G = 0$
M_6/M_4	$1,29 \pm 0,06$	1,290	1,058
M_5/M_3	$1,50 \pm 0,08$	1,456	1,120
M_7/M_3	$1,84 \pm 0,20$	1,761	1,157

L'accord entre QCD et nos données est remarquable. De plus le comportement logarithmique qui est testé est indépendant du nombre de couleurs et du nombre de saveurs introduits dans la théorie, ainsi que du paramètre libre Λ . Ce test vérifie en fait le principe même de la théorie non abélienne à liberté asymptotique et en particulier le fait que l'on a des gluons de spin 1 dont les bremsstrahlung produisent ces effets. En effet des quantas de champ de spin 0 conduiraient à des pentes différentes [56] notées dans la table 3, et que nous avons indiquées sur la figure V.13 (en pointillé). Ce dernier test est seulement indicatif car des gluons scalaires ne rendent pas la théorie asymptotiquement libre.

Le même test peut être repris en faisant apparaître la gamme en Q^2 dans laquelle la formule (5.29) est correcte. Pour cela nous élevons un moment N' à une puissance d^{NS}/d'^{NS} qui doit le rendre proportionnel au moment d'ordre N

$$\left[M_3(N', Q^2) \right]^{d^{NS}/d'^{NS}} = \left[K' \left(\ln Q^2 / \Lambda^2 \right)^{d^{NS}} \right]^{d^{NS}/d'^{NS}} = \frac{K'^{d^{NS}/d'^{NS}}}{d'^{NS}} \cdot M_3(N, Q^2) \quad (5.30)$$

La figure 5.14 montre les rapports $M_6/M_3^{d_6/d_3}$ et $M_5/M_3^{d_5/d_3}$ en fonction de Q^2 . On observe une rapide stabilisation de ces rapports dès Q^2 supérieur à 5 GeV^2 , en excellent accord avec la théorie. Nous reportons également la variation prédite si l'on tient compte des contributions



Rapport de moments élevés à une puissance appropriée, en fonction de Q^2 . Les effets en α_S^2 sont montrés par les courbes à faible Q^2 . Les courbes du haut montrent les variations selon β , les courbes du bas selon Λ^2 .

Fig. (V.14)

des termes α_s^2 [57] (Appendice B) car cette constante ne devient faible qu'à grand Q^2 . Cette courbe est calculée avec $\alpha_s/\pi = 0,35$ pour $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$, $m = 3$ et $\Lambda^2 = 0,5 \text{ GeV}^2$ et $0,25 \text{ GeV}^2$. Le nombre de saveurs m ne change pas de façon sensible cette courbe, car il n'apparaît pas dans les termes du deuxième ordre en α_s .

Il y a une dernière correction due aux effets de moments transverses P_T . Cette correction peut modifier les moments d'un facteur $(1 + \beta N/Q^2)$ où l'on a :

$$\beta = \langle P_T^2 \rangle. \quad (5.31)$$

Une estimation de β faite en électroproduction donne :

$$\beta \simeq 0,15 \text{ GeV}^2 \quad (5.32)$$

Afin de limiter l'influence de ce facteur β , nous prenons des moments d'ordre voisin. Le facteur correctif résultant sur le rapport des moments est alors diminué. La figure V.14 contient (en pointillé) les courbes obtenues pour deux valeurs extrêmes de β . Nos données restent en accord avec l'ordre de grandeur de β qui a été pris. QCD offre ainsi deux voies pour expliquer la décroissance observée à petit Q^2 . Une détermination de Λ ne peut être déduite de cette décroissance qu'en fonction de β .

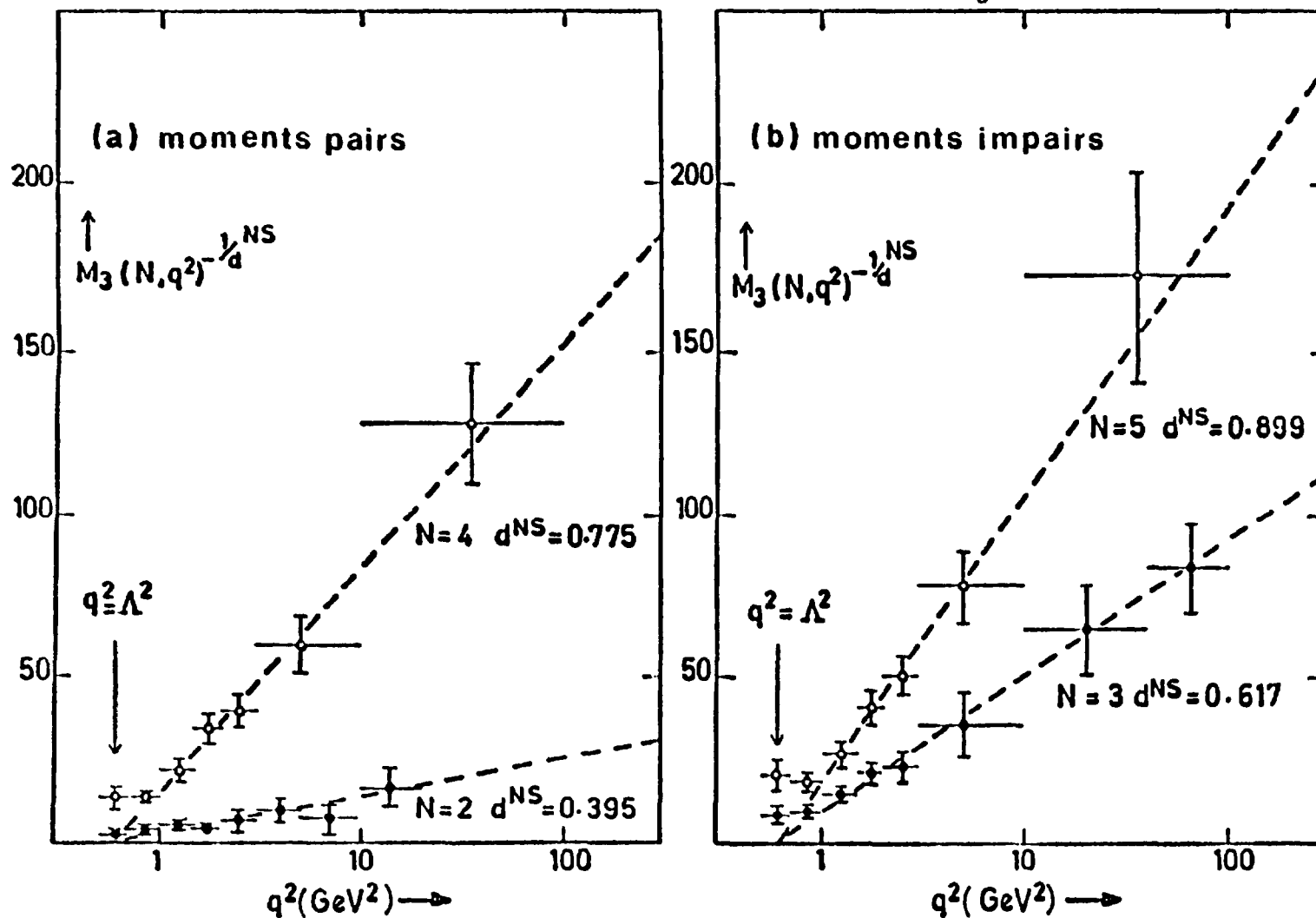
Enfin la formule (5.29) nous permet une estimation directe de Λ : pour cela nous reportons les valeurs d'un moment en fonction de Q^2 , après l'avoir élevé à une puissance appropriée :

$$\left[M_3(N, Q^2) \right]^{-1/d^{NS}} = K(\ln Q^2 - \ln \Lambda^2) \quad (5.33)$$

Les valeurs de ce moment s'alignent si l'on utilise une échelle en Q^2 logarithmique. Ceci est remarquablement vérifié (fig.V.15 a et b), et l'intersection de la droite formée par les points et de l'axe en Q^2 donne directement la valeur de Λ^2 .

Afin d'éviter les corrections dues au terme $(1 + \beta N/Q^2)$, seuls les points au-delà de $Q^2 = 1-2 \text{ GeV}^2$ doivent être regardés pour l'alignement. Une droite peut être ajustée sur ces points, et nous obtenons des valeurs de Λ très proches suivant les moments choisis et la coupure en Q^2 adoptée. Ces résultats sont rassemblés dans la table 5.4.

moments de Nachtmann de xF_3



Valeur des moments élevés à la puissance $-1/d^{NS}$, en fonction de $\ln Q^2$. Des droites en pointillé sont prédites par QCD, leur intercept donne Λ^2

Fig. (V.15)

Table 5.4

Ajustements de Λ .

Coupure en Q^2	$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$	$Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$
$N = 3 \quad m = 3$	$0,70 \pm 0,08$	$0,85 \pm 0,18$
$(K/\pi) \times 0,9$	$0,67$	
$\alpha_S^2 \text{ correct.}$	$0,62$	$0,82$
$m = 4$	$0,66$	
$N = 5 \quad m = 3$	$0,77 \pm 0,07$	$0,70 \pm 0,18$
-		-
$N = 7 \quad m = 3$	$0,75 \pm 0,07$	$0,95 \pm 0,20$

Les valeurs calculées appellent les remarques suivantes :

- le fait de prendre une coupure en Q^2 supérieure ne change pas significativement le résultat car l'erreur sur Λ augmente ;

- nous avons noté le résultat incluant les corrections en α_S^2 , qui tendent à diminuer Λ . La contribution des termes supérieurs, avec $(1 - \beta N/Q^2)$ a été calculée et fait varier Λ de $\pm 0,15 \text{ GeV}$ pour β variant de $\pm 0,1$. Cette contribution, faible, se traduirait par une variation de la valeur ajustée de Λ avec N , ce qui n'est pas le cas dans nos résultats ;

- l'influence du nombre de saveurs de quarks dans l'ajustement est faible : nous donnons la valeur pour $N = 3, m = 4$;

- l'influence de la valeur du rapport K/π , principale source d'erreur sur le flux, est aussi mentionnée. Cette variation est également faible, car cela ne change nos données sur M_3 que pour $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2$, où nos erreurs statistiques sont les plus grandes.

- Ces résultats sont très peu sensibles à la valeur de A qui a été utilisée dans le calcul de F_2 et F_3 . En effet les spectres de neutrinos et antineutrinos étant très similaires, les valeurs de

$(2xF_1N_1 + F_2N_2)$ et $(2xF_1\bar{N}_1 + F_2\bar{N}_2)$ sont très voisines et, dans le calcul de xF_3 , le rapport utilisé pour $2xF_1/F_2$ influe très peu, comme on peut le voir dans la table 1 : les variations de xF_3 entraînées par une réduction de A de 1 à 0,8 ne dépassent pas 2% (moyenne 0,8%).

Nous remarquons que l'ajustement des droites donne de très bons résultats, et le fait que leurs intercepts, les valeurs de Λ , soient en très bon accord est un test absolu de la formule (5.33) et donc de QCD. Les différentes valeurs trouvées de Λ permettent de donner la valeur la plus probable :

$$\Lambda = 0,74 \pm 0,05 \text{ GeV} . \quad (5.34)$$

Si l'on tient compte des corrections en α_s^2 , la droite tracée sur la figure suit les points obtenus aux faibles Q^2 et l'ajustement donne la valeur :

$$\Lambda = 0,40 \pm 0,05 \text{ GeV} . \quad (5.35)$$

Nous voyons que les développements de QCD au-delà du premier ordre sont également vérifiés, et c'est à faible Q^2 que cette comparaison peut se faire. Le calcul de Λ au premier ordre ne peut être obtenu, lui, que par les données à grand Q^2 . Nos données sont en excellent accord avec QCD au premier ordre (à grand Q^2) et au deuxième ordre.

Nous pouvons comparer ces résultats à ceux obtenus dans d'autres expériences. Λ a été calculé dans une expérience de muon-production sur proton et deutérium, et donc à partir de la fonction F_2^{em} [57]. Le résultat $\Lambda = 0,60 \pm 0,08 \text{ GeV}$ est en bon accord avec nos données et dépend du paramètre $R = \sigma_L/\sigma_T$ utilisé. Plus récemment l'expérience CDHS au CERN a calculé Λ par la même méthode que nous avons utilisée [58]. Le résultat est $\Lambda = 0,33 \pm 0,10$ en utilisant les moments de Nachtmann. Cette expérience a une statistique supérieure dans les grands Q^2 et le résultat obtenu l'est pour $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$.

V.3.3. Moments de Nachtmann de F_2 .

Les moments de Nachtmann de la fonction de structure F_2 s'écrivent en QCD, sous la forme :

$$M_2(N, Q^2) = \frac{C_{NS}}{[\ln(Q^2/\Lambda^2)]^{d^{NS}}} + \frac{C_+}{[\ln(Q^2/\Lambda^2)]^{d^+}} + \frac{C_-}{[\ln(Q^2/\Lambda^2)]^{d^-}} \quad (5.36)$$

Les constantes sont reliées aux moments des densités de quarks, d'anti-quarks et de gluons à une valeur de référence de Q^2 :

$$\begin{aligned} C_{NS} &= \frac{1}{3} (Q_{(N)} + \bar{Q}_{(N)}) [\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]^{d^{NS}} \\ C_+ &= \frac{2}{3} [(1 - A_N)(Q_{(N)} + \bar{Q}_{(N)}) + B_N G_{(N)}] [\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]^{d^+} \\ C_- &= \frac{2}{3} [A_N(Q + \bar{Q}) - B_N G] [\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]^{d^-} \end{aligned} \quad (5.37)$$

A_N , B_N , d^{NS} , d^+ , d^- dépendent de N et m uniquement (Appendice C).

Les corrections en α_S^2 ne sont pas connues actuellement. Ces formules (5.36) et (5.37) peuvent se regrouper en utilisant :

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \\ X &= \frac{2}{3} B_N (\chi^{d^+} - \chi^{d^-}) \cdot Y \\ \frac{1}{Y} &= \frac{2\chi^{d^+} + \chi^{d^{NS}}}{3} - \frac{2A_N}{3} (\chi^{d^+} - \chi^{d^-}) \end{aligned} \quad (5.38)$$

ce qui permet d'écrire :

$$Y \cdot M_2(N, Q^2) = M_2(N, Q_0^2) + XG(N, Q_0^2) \quad (5.39)$$

Nous reportons les valeurs de $Y.M_2$ en fonction de X sur la figure V .16. Ces points s'alignent selon une pente correspondant au moment des gluons à $Q^2 = Q_0^2$. Nous avons pris $Q_0^2 = 5. \text{ GeV}^2$, ce qui est la moyenne pondérée de nos événements. Les résultats pour $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ sur ces moments sont reportés dans la table 5.5

Table 5.5

Moments des gluons $G(N, Q_0^2)$ à $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$.

N	$G(N, Q_0^2)$	Erreur due à l'incertitude sur Λ	Gamme couverte en $Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$
2	$0,62 \pm 0,15$	(0,03)	1 - 20
3	$0,12 \pm 0,05$	(0,02)	1 - 100
4	$0,03 \pm 0,02$	(0,015)	1 - 100
5	$0,02 \pm 0,01$	(0,02)	1 - 100

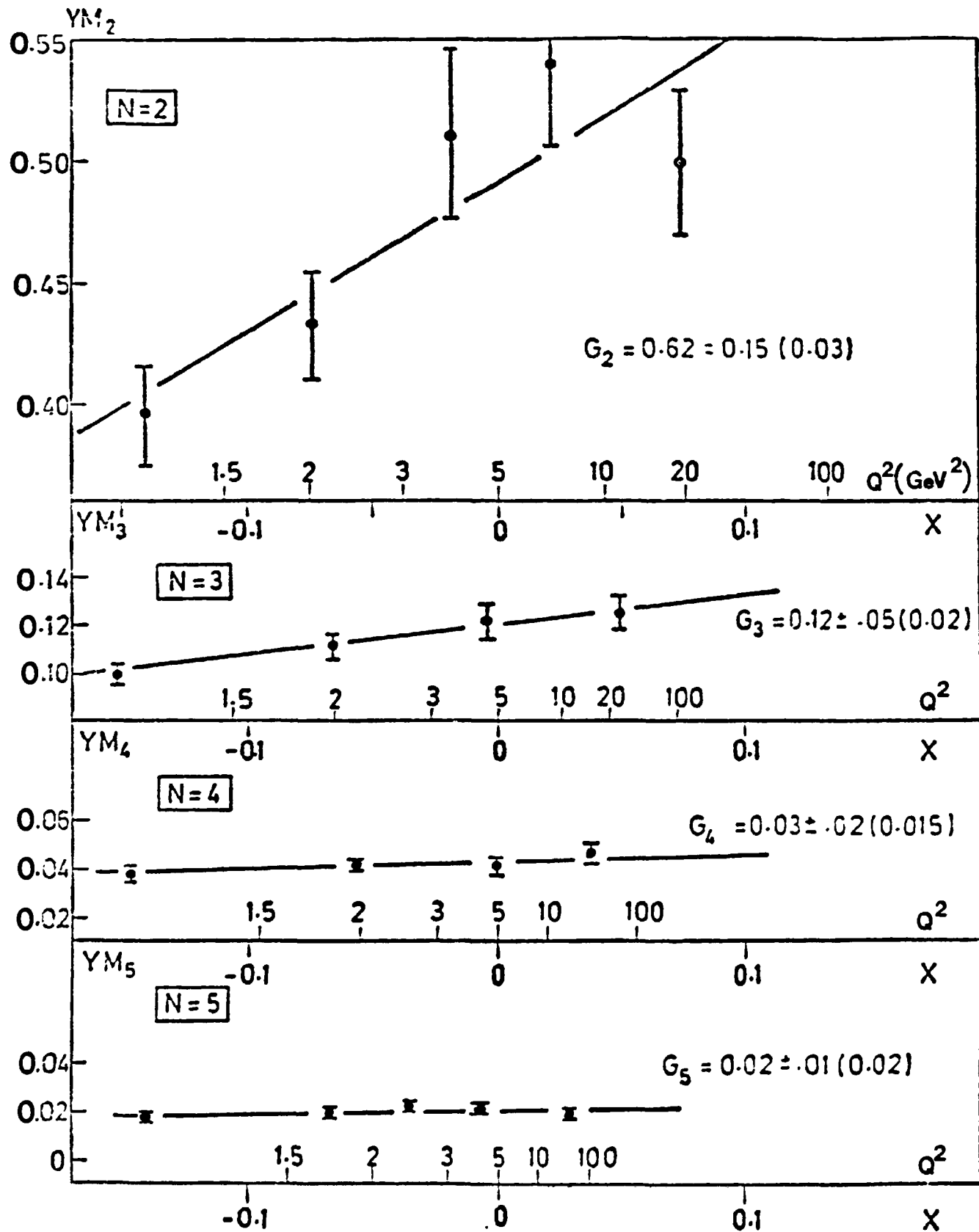
Les incertitudes sur Λ deviennent prédominantes à partir de $N \geq 4$. Pour $N = 2$ nous connaissons le moment des gluons directement par conservation de l'impulsion : $M_2(2, Q_0^2)$ représente la fraction d'impulsion emportée par les quarks dans le nucléon, $G(2, Q_0^2)$ en est le complément :

$$G(2, Q_0^2) = 1 - M_2(2, Q_0^2) \quad (5.40)$$

Pour $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ nous trouvons par ce moyen :

$$G(2, Q_0^2) = 0,45 \pm 0,03 \quad (5.41)$$

Les moments des gluons sont donc comparables à ceux des quarks. Nous pouvons également comparer les rapports des 3^e et 2^e moments pour les quarks, antiquarks et gluons : en effet, ces rapports donnent la valeur moyenne de x pour chaque type de particule :



Variation de YM selon X , définis en (5.38). QCD prédit une variation linéaire dont la pente est la valeur du moment des gluons à la valeur de référence $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$. Cette pente est notée avec les erreurs statistiques et les erreurs dues à l'incertitude sur Λ (entre parenthèses)

Fig. (V.16)

$$\frac{G(3, Q_0^2)}{G(2, Q_0^2)} = \frac{\int_0^1 xG(x, Q_0^2) dx}{\int_0^1 G(x, Q_0^2) dx} = \langle x \rangle_G \quad (5.42)$$

de même pour $\langle x \rangle_{\text{valence}}$ et $\langle x \rangle_{\text{mer}}$, que l'on calcule à partir de la figure V.7. Les résultats sont :

$$\begin{aligned} \langle x \rangle_{(\text{gluons})} &= 0,19 \pm 0,09 \\ \langle x \rangle_{(\text{antiquarks})} &= 0,15 \pm 0,04 \\ \langle x \rangle_{(\text{valence})} &= 0,27 \pm 0,03 \end{aligned} \quad (5.43)$$

Toute l'analyse des moments des gluons ne tient pas compte des termes en α_s^2 et ne fournit qu'un résultat préliminaire. Cependant l'accord avec la méthode de conservation de l'impulsion montre que cette approximation est assez bonne, ce qui teste encore la validité de QCD.

L'analyse des moments des gluons faite en muon-production [57] fournit des résultats dans une gamme de Q^2 plus grand. Ces résultats extrapolés à $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ restent en accord avec les nôtres qui ont des erreurs plus grandes. En particulier la valeur de $G(2, Q_0^2)$ de (5.41) est en excellent accord avec les résultats de cette expérience ($G(2, 10) = 0,44$). Les chiffres obtenus par la méthode directe semblent donc beaucoup plus fiables, la méthode des pentes étant entachée d'erreurs dues aux corrections qui doivent intervenir à faible Q^2 ($< 5 \text{ GeV}^2$). L'expérience CDHS [58] fournit également des résultats similaires, ainsi que la variation de $\langle x \rangle_G$ avec Q^2 qui est en accord avec la valeur que nous trouvons pour $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$.

L'ensemble de nos résultats montre donc un accord quantitatif avec les prédictions de QCD. Des tests plus précis nécessitent d'une part une plus grande statistique, d'autre part des valeurs de Q^2 plus grandes, et les expériences qui satisfont ces conditions confirment les résultats obtenus. Par ailleurs, les comportements à faibles Q^2 , encore mal compris, semblent suivre les développements de QCD aux ordres supérieurs, et fournissent ainsi une preuve supplémentaire de QCD.

Chapitre VI

ETUDE DU SYSTEME HADRONIQUE PRODUIT DANS LES INTERACTIONS ν , $\bar{\nu}$.

INTRODUCTION.

Les études qui viennent d'être présentées ont également été faites par les différentes expériences de compteurs, qui bénéficient d'une statistique plus élevée. L'avantage de la chambre à bulles réside alors dans une meilleure détermination des faibles énergies hadroniques. Nous nous proposons maintenant de présenter les résultats de l'analyse de la gerbe de particules produite dans les interactions, analyse qui est spécifique aux chambres à bulles. Après les renseignements sur la structure du nucléon, nous obtiendrons des informations sur la recombinaison des quarks et sur leurs transformations, complétant ainsi les bases pour un modèle décrivant leurs propriétés.

VI.1. LES DILEPTONS ET LA PRODUCTION DE PARTICULES CHARGEES [59] .

VI.1.1. Recherche des dimuons.

La recherche d'un deuxième muon parmi les particules produites dans les interactions CC a été faite simultanément à l'identification du premier muon. Tous les événements où deux traces sortantes ont été associées à des points de l'EMI dans le même temps ont été sélectionnés. En raison du très faible taux d'associations accidentelles dans l'EMI, propre au faisceau à bande étroite (voir plus loin), la coupure de sélection pour l'impulsion du deuxième muon a été abaissée à 4 GeV/c.

Dans le lot total d'événements neutrinos, 10 événements ont deux muons de signes opposés ($\mu^- \mu^+$), 3 ont deux muons négatifs ($\mu^- \mu^-$) et un a trois muons ($\mu^- \mu^+ \mu^-$). Dans les antineutrinos nous avons trouvé 2 dimuons ($\mu^+ \mu^-$). Les caractéristiques de ces événements sont reportées dans la table 6.1.

Le lot d'événements ainsi obtenu doit être corrigé pour les différents bruits de fond possibles. Les pertes dues à l'acceptance géométrique de l'EMI sont négligeables, cette acceptance étant de 95% pour deux muons (avec la coupure à 4 GeV/c pour le deuxième muon). Les différentes sources de fond de dimuons sont :

VI.1.1.a. Désintégration en vol de π et K de la gerbe hadronique.

Une telle désintégration produit un muon avec une certaine impulsion transverse par rapport à la direction du π ou du K. Ce muon peut alors être identifié par l'EMI. Lorsque la désintégration se produit dans la chambre, on la détecte par une cassure de la trace ou un mauvais résidu dans la reconstruction : les traces des dimuons ont été examinées dans ce sens, ce qui n'a abouti à aucun rejet. Lorsque la désintégration se produit hors de la chambre, le muon ne sera identifié que s'il a une faible impulsion transverse. Un programme de Monte Carlo a été utilisé pour simuler ces désintégrations, à partir des distributions de hadrons observées dans les interactions. Ce programme utilise un rapport de production $\frac{K}{\pi} = 0,1$ dans les interactions, ce qui représente une moyenne sur la gamme en énergie couverte. La figure VI.1 montre la distribution obtenue des χ^2_{ass} pour les pions se désintégrant hors de la chambre, et la figure VI.2 montre la probabilité qu'un pion ou un kaon simule un muon lors d'une telle désintégration.

Le nombre de faux dimuons et trimuons calculés pour cette source est reporté dans la table 6.2. Il constitue la plus grande partie du bruit de fond.

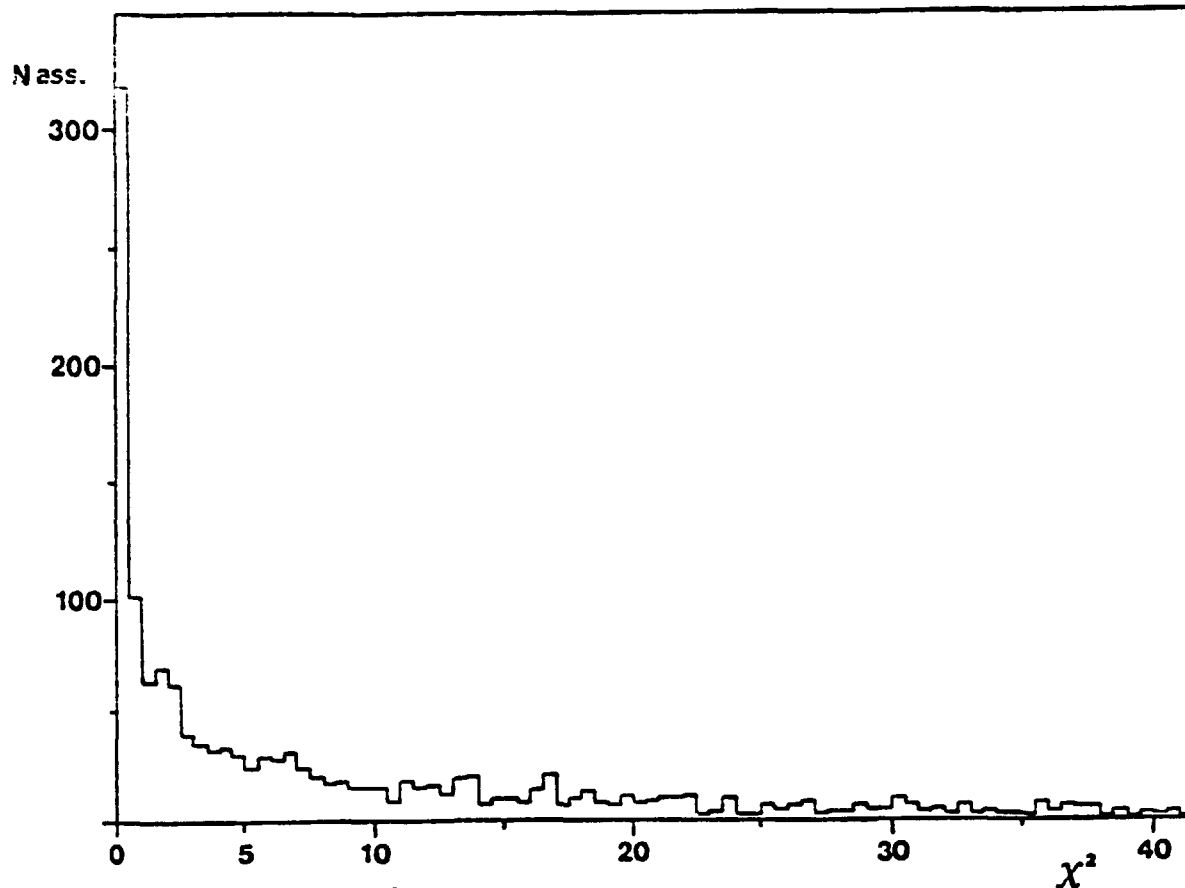
Table 6.1

Ensemble	Evénement	Type	E_{vis} (GeV)	P_1 (GeV/c)	P_2 (GeV/c)	x_{vis}	y_{vis}	θ (degr)	$P_{2,\mu\nu}$ (GeV/c)	Particules étranges	P_{K^0} (GeV/c)	$\frac{E_{K^0}}{E_{\mu\nu}}$ (GeV/c ²)
V	1	$\mu^-\mu^-$	39	9,9	11,0	0,016	0,25	62	-0,52	K_S^0, K_{n3}^+	7,95	1,45
	2	$\mu^-\mu^+\mu^-(a)$	50	14,9	4,2	0,19	0,71	8	-0,023	-	-	-
	3	$\mu^-\mu^+$	55	32,3	13,5	0,07	0,41	27	-0,19	-	-	-
	4	"	59	37,7	10,1	0,13	0,35	180	0,01	K_S^0	3,14	2,17
	5	"	84	54,9	7,4	0,20	0,35	169	-0,25	K_S^0/Λ	6,70	1,29
	6	"	95	43,4	8,0	0,29	0,59	157	0,17	K_S^0/n^+	3,3	1,02
	7	"	100	55,7	7,0	0,07	0,44	123	0,47	-	-	-
	8	"	104	35,0	52,0	0,06	0,66	179	0,012	K_S^0	5,7	1,85
	9	"	132	112,8	6,9	0,07	0,13	145	-0,42	-	-	-
	10	"	184	80,4	14,4	0,12	0,56	180	0,002	K_S^0	11,7	1,06
	11	"	193	85,7	24,9	0,40	0,55	164	-0,26	-	-	-
	Moyenne		99,5	51,2	14,5	0,15	0,46	127	-0,091		6,4	1,47
	12	$\mu^-\mu^-$	86	7,6	5,7	0,25	0,91	99	0,43	-	-	-
	13	"	122	13,5	10,4	0,002	0,89	28	-0,98	-	-	-
	14	"	144	44,4	15,6	0,03	0,69	136	-0,18	-	-	-
	Moyenne		117	21,8	10,6	0,09	0,83	88	-0,25			
	15	$\mu^-\bar{e}$	59	18,6	9,6	0,14	0,70	133	0,21	$K_S^0, K_{\mu 2}^{+(b)}$	9,5	0,94
	16	"	70	24,1	7,3	0,03	0,63	95	-0,49	-	-	-
	17	"	75	43,8	0,73	0,80	0,39	63	-0,16	K_S^0	-	-
	18	"	129	113,0	3,5	0,01	0,14	171	-0,02	-	-	-
	19	"	132	54,2	27,5	0,09	0,60	85	0,18	-	-	-
	Moyenne		93	50,7	9,7	0,21	0,49	109	-0,056		8,4	0,91
	Moyenne ($\mu^-\bar{e}$)		97	51,0	13,0	0,17	0,47	121	-0,08		6,8	1,32
$\bar{V}$	20	$\mu^+\mu^-$	33	16,8	6,2	0,15	0,46	165	-0,04	-	-	-
	21	"	67	16,4	30,7	0,21	0,84	153	-0,61	-	-	-
	22	μ^+e^-	73	46,7	8,1	0,01	0,36	155	-0,53	$K_S^0(c)$	12,5	1,56
	Moyenne		58	26,6	15,0	0,12	0,55	158	-0,39			

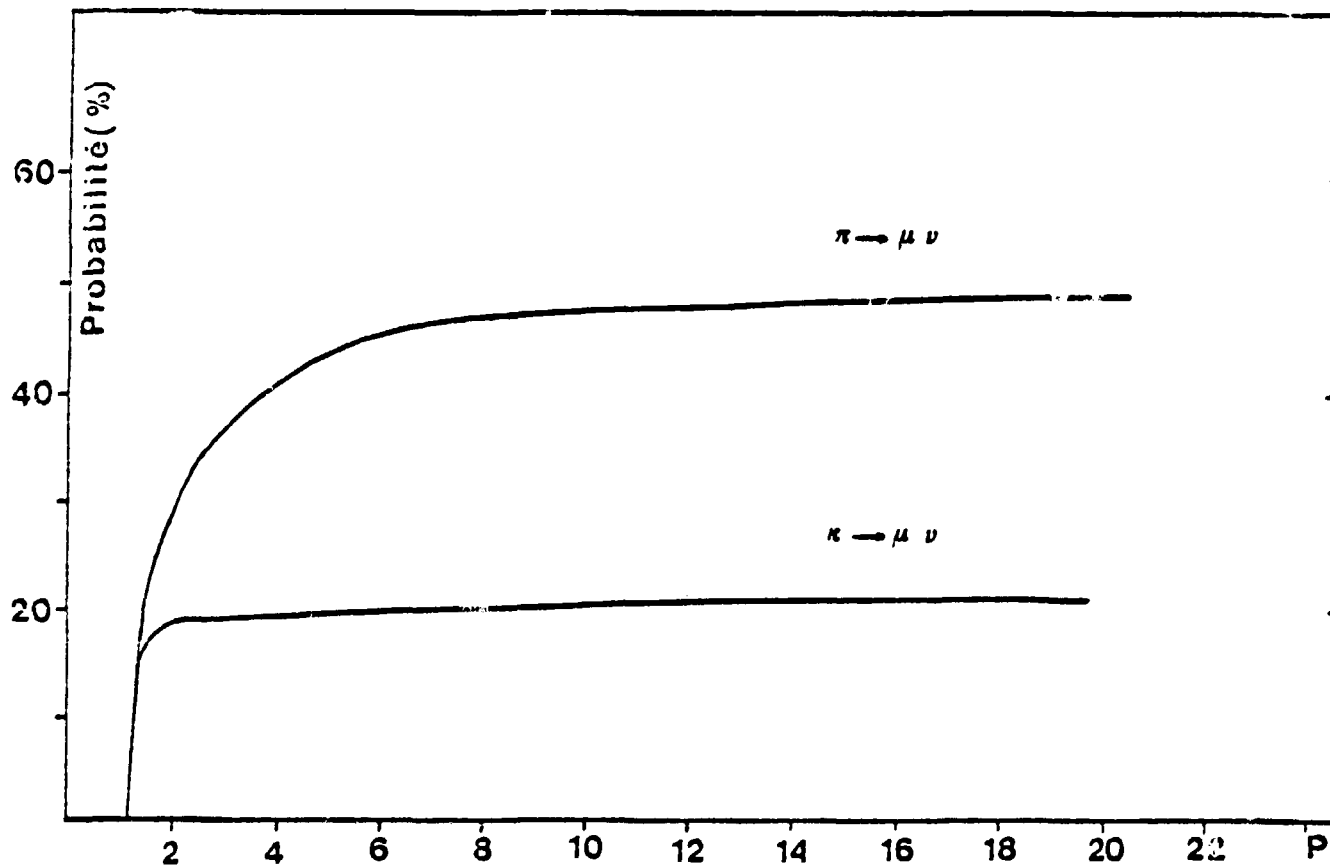
(a) L'impulsion du μ^- lent est 6,7 GeV/c. Cet événement est inclus dans le lot dimuon.

(b) Cet événement a en plus un K_S^0 lent se désintégrant à moins de 5 mm du vertex.

(c) Un second K_S^0 est issu d'une interaction secondaire neutre venant probablement d'un K_L^0 produit au vertex primaire.



Distribution des χ^2_{ass} pour des π se désintégrant hors de la chambre
(résultat d'un calcul de Monte-Carlo)
Fig. (VI.1)



Probabilité qu'un π ou K soit identifié comme μ lorsqu'il se désintègre en dehors de la chambre (GeV/c)

Fig. (VI.2)

Table 6.2

Nombres calculés d'événements de bruit de fond

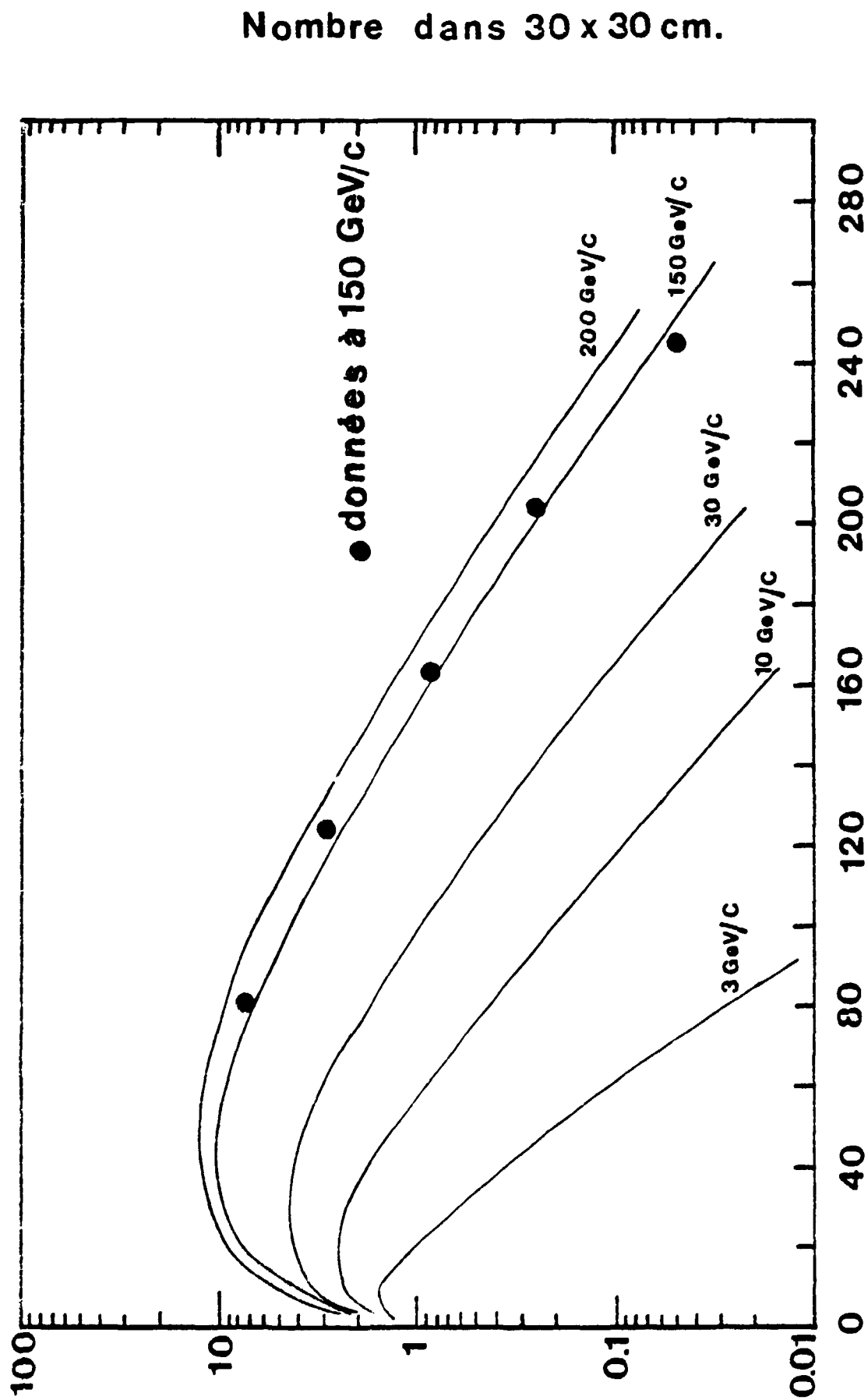
	ν			$\bar{\nu}$	
	$\mu^- \mu^+$	$\mu^- \mu^+ \mu^-$	$\mu^- \mu^-$	$\mu^+ \mu^-$	$\mu^+ \mu^+$
Désintégrations de π et K ($K/\pi = 0,1$)	2,7	0,2	1,7	0,5	0,4
	$\mu^- e^+$			$\mu^+ e^-$	
	Paires Dalitz + Paires proches }			-0,1	
	Désintégrations Ke_3			-0,005	
Désintégrations $\pi\mu_e$			-0,0008		

VI.1.1.b. Pénétration de hadrons.

Un hadron π ou K a une certaine probabilité de traverser l'absorbeur. Les figures VI.3 et II.13 montrent les résultats de calculs de simulation de propagation de la gerbe produite par les interactions de π dans du fer [26]. La probabilité d'une pénétration d'un π ou d'un K dans l'absorbeur, qui représente environ 10 longueurs d'interactions pour ces particules, est de l'ordre de e^{-10} , ce qui rend ce fond tout à fait négligeable devant le précédent.

VI.1.1.c. Associations accidentelles.

Lors de l'étude de l'EMI, le taux d'accidentels a été trouvé de l'ordre de 3%. Le taux a été calculé en extrapolant dans l'EMI des traces quittant la chambre sans interagir et non identifiées comme muon, dans les événements CC. On essaye ensuite d'associer ces traces à des points enregistrés dans l'EMI pour d'autres photos. Pour obtenir le taux de dimuons accidentels, nous devons multiplier le taux pour un muon par la probabilité que l'instant d'un coup associé accidentellement soit celui du premier muon. Un "spill" du faisceau dichromatique dure 23 μ s, et la résolution en temps de l'EMI est 300 ns.



Pénétration des π^- dans le fer à différentes énergies [ref.26]

Fig. (VI.3)

Il y a donc $\frac{23}{0,3} \approx 70$ instants possibles, le taux d'accidentels est donc d'environ $\frac{0,03}{70} \approx 4.10^{-4}$. Ce taux est très inférieur au fond de désintégration.

VI.1.2. Recherche de paires μ -e.

VI.1.2.a. Identification.

La recherche des e^+ dans les interactions CC a fait l'objet d'une procédure plus longue que pour les dimuons : tous les événements ont été réexaminés par des physiciens sur les tables de dépouillement, afin d'y détecter les traces d'électrons ou positrons directes (provenant du vertex principal) et isolées (non associées en paire e^+e^-). On identifie un e^+ par au moins l'un des critères suivants (voir fig.VI.4) :

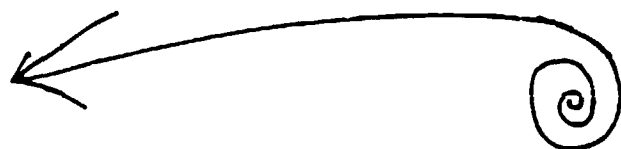
i) Un changement de courbure de la trace en l'absence de toute cassure ou interaction. Cela traduit une perte d'énergie appréciable par bremsstrahlung (émis tangentielllement), le gamma émis n'étant pas toujours matérialisé.

ii) Une paire e^+e^- pointant tangentielllement à la trace : le gamma de bremsstrahlung se matérialise, que la perte d'énergie du e^+ soit appréciable (changement de courbure) ou non.

iii) Une paire e^+e^- attachée tangentielllement à une trace candidate e^+ (trident) : il y a alors production directe d'une paire e^+e^- par conversion interne du gamma de bremsstrahlung.

iv) Un rayon δ emportant au moins 50% de l'énergie incidente : dans une interaction $e^+ + e^-$, une grande partie de l'impulsion est transférée, lors de la collision élastique, les deux particules ayant la même masse. Ceci se caractérise sur la photo par une courbure du deuxième électron plus grande que celle du premier.

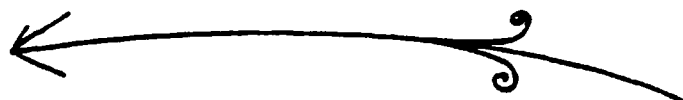
Le critère de spiralisation n'a pas été employé en raison de la confusion possible avec les désintégrations π - μ -e à faible énergie (Fig.VI.4.e) et compte tenu du fait que les quatre critères retenus offrent une très bonne efficacité d'identification. Cette efficacité a été calculée en appliquant ces critères sur un lot de traces d'électrons et positrons faisant partie de paires e^+e^- de matérialisation de gammas. Cette étude montre que l'identification par au moins l'un des



a) changement de courbure



b) émission d'un bremsstrahlung



c) trident



d) rayon delta



- a), b), c), d) : critères d'identification des e^-
 e) : critère non utilisé à cause de la confusion possible avec les $\pi-\mu-e$.

quatre critères choisis est satisfaite pour $90 \pm 5\%$ des traces de plus de 1 GeV ($85 \pm 5\%$ entre 0,3 et 1 GeV).

L'efficacité totale de détection des électrons (positrons) tient aussi compte de l'efficacité de dépouillement. Celle-ci a été estimée par des vérifications des dépouillements à $95 \pm 5\%$.

Une fois identifiés, les électrons ou positrons ne sont acceptés comme "directs" que si, sur au moins une vue, leur trace est attachée clairement au vertex. Ce critère est destiné à éviter les cas ambigus où la trace sort d'une zone de confusion, une paire de Dalitz très asymétrique étant alors impossible à voir. Enfin une coupure en impulsion $P_e \geq 0,3$ GeV/c a été utilisée pour conserver une bonne efficacité d'identification.

Avec ces critères, nous avons trouvé au total cinq événements μ^-e^+ en neutrino, un μ^+e^- en antineutrino (voir Table 6.1).

VI.1.2.b. Bruit de fond.

Les sources de fond sont plus nombreuses et difficiles à estimer que dans le cas des dimuons. Le critère de clarté du vertex, utile surtout en neutrino, et la coupure en impulsion ont été choisis afin de rendre le calcul de ce bruit de fond raisonnable.

. La première source de bruit de fond vient des paires de Dalitz (conversion interne d'un gamma provenant de la désintégration d'un π^0) très asymétriques où une branche n'est pas vue : les électrons ne sont plus visibles en-dessous de 5 MeV/c. A cette contamination s'ajoute celle de paires e^+e^- très asymétriques provenant d'une conversion de gamma très proche du vertex (paire "au contact"). L'estimation globale de cette double contamination a été faite à l'aide d'un programme Monte Carlo utilisant le spectre du faisceau, une distribution en énergie de la gerbe hadronique classique ($B = 1$) et une distribution en énergie et multiplicité des π^0 tirée de résultats en interactions hadroniques. La table 6.2 donne les résultats de ce calcul avec les coupures $P_e < 5$ MeV pour la branche non vue, $P_e \geq 0,3$ GeV pour la branche vue.

. Une autre origine de fond vient des désintégrations en vol de mésons K chargés :

(Rapport de branchement 4,82%)

$$K^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} \nu_e^{\mp} \pi^0 \quad (6.1)$$

et des désintégrations de π au repos

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu, \text{ de même pour } \pi^- \quad (6.2)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad e^+ \nu_e$$

Ce bruit de fond a été calculé par un programme de Monte Carlo utilisant la distribution en énergie des traces mesurées. Les résultats sont reportés dans la table 6.2. La coupure à 0,3 GeV élimine la plus grande partie des contaminations π - μ - e .

. Enfin une dernière contribution, pour les μ^+e^- , vient des électrons Compton (transfert d'énergie d'un gamma à un électron) produits par un gamma près du vertex, et des rayons δ produits près du vertex. La contribution des électrons Compton a été incluse dans celle des paires au contact, dans le calcul du Monte Carlo, et celle des rayons δ a été trouvée négligeable en raison de la coupure à 0,3 GeV imposée, seules les particules de faible masse (électrons et à un taux bien moindre muons) pouvant en produire avec un transfert en énergie suffisant.

VI.1.2.c. Perte de signal.

Notre lot d'événements est faussé par les bruits de fond mais aussi par les pertes dues au dépouillement, à l'identification et au critère de "non confusion" appliqué au vertex. La perte due à ce dernier critère a été calculée par une étude de la "distance de confusion" de tous les vertex. Cette distance est la longueur le long de laquelle tout ou partie des traces issues du vertex restent confondues. Il a été trouvé que 23% des événements sont confus sur au moins 2 cm (dans l'espace). Cette coupure amène à considérer un facteur de correction $\frac{1}{1-0,23} \simeq 1,3 \pm 0,2$. La correction totale à appliquer sera :

Confusion x identification x dépouillement

$$1,3 \quad \times \quad \frac{1}{0,90} \quad \times \quad \frac{1}{0,95} \quad = \quad 1,5 \pm 0,3 \quad (6.3)$$

Nous avons testé cette correction en l'appliquant aux événements avec un $e^{(\mp)}$ et pas de muons dans l'état final. Nous retrouvons en gros le nombre attendu d'événements dus à la contamination en $(\bar{\nu})_e$ dans le faisceau.

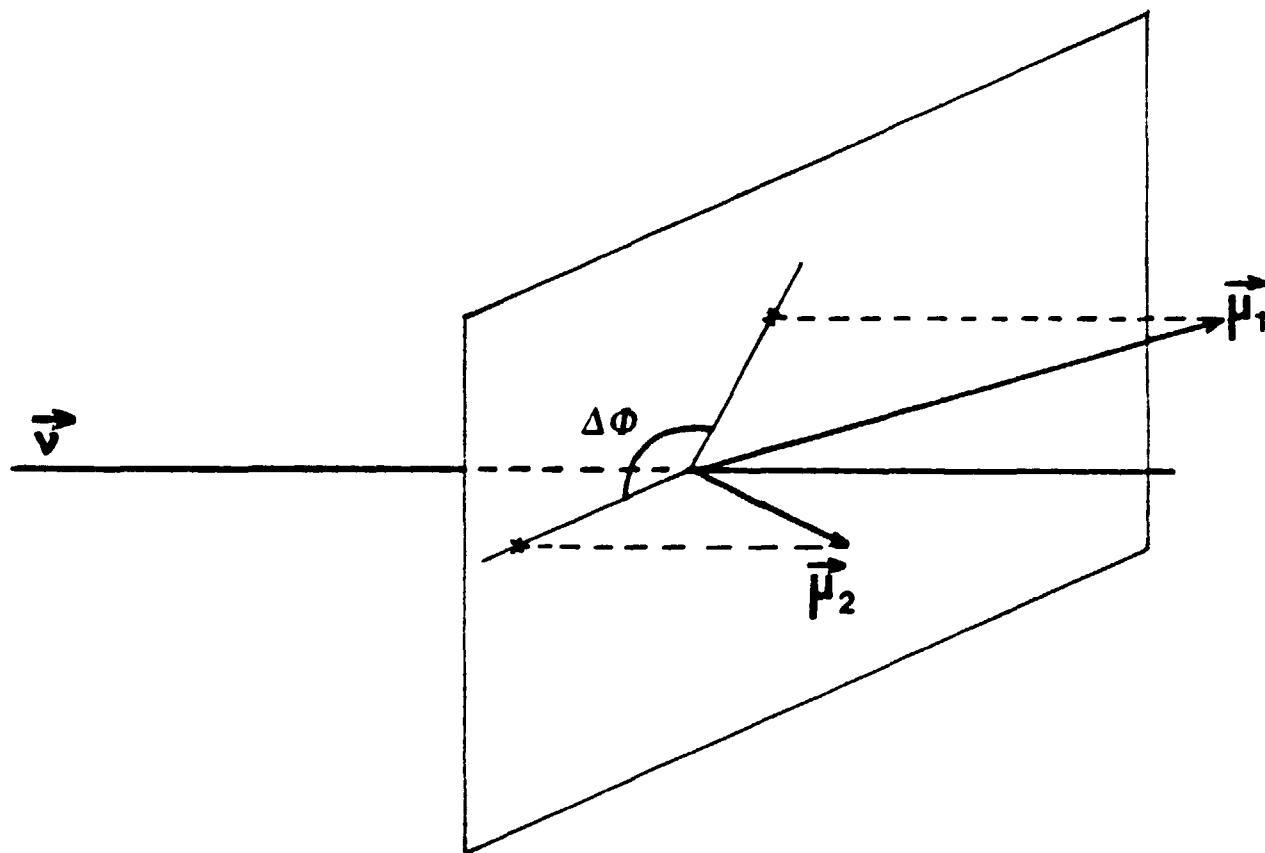
VI.1.3. Résultats et interprétation.

Les taux de production de dileptons, corrigés pour les pertes et les contaminations, sont donnés dans la table 6.3. Cette table donne aussi le résultat obtenu en prenant les mêmes coupures en $\mu\text{-}\mu$ et $\mu\text{-}e$, ce qui permet de tester si leurs mécanismes de production sont les mêmes, comme on l'attend de l'universalité $\mu\text{-}e$. Les taux sont compatibles, ce qui permet d'envisager un modèle de production où les "deuxièmes" muons ou électrons jouent le même rôle, tel le modèle du charme. Notre expérience a permis de donner ces taux pour un même lot d'événements, pour la première fois parmi les expériences de ce type.

Table 6.3

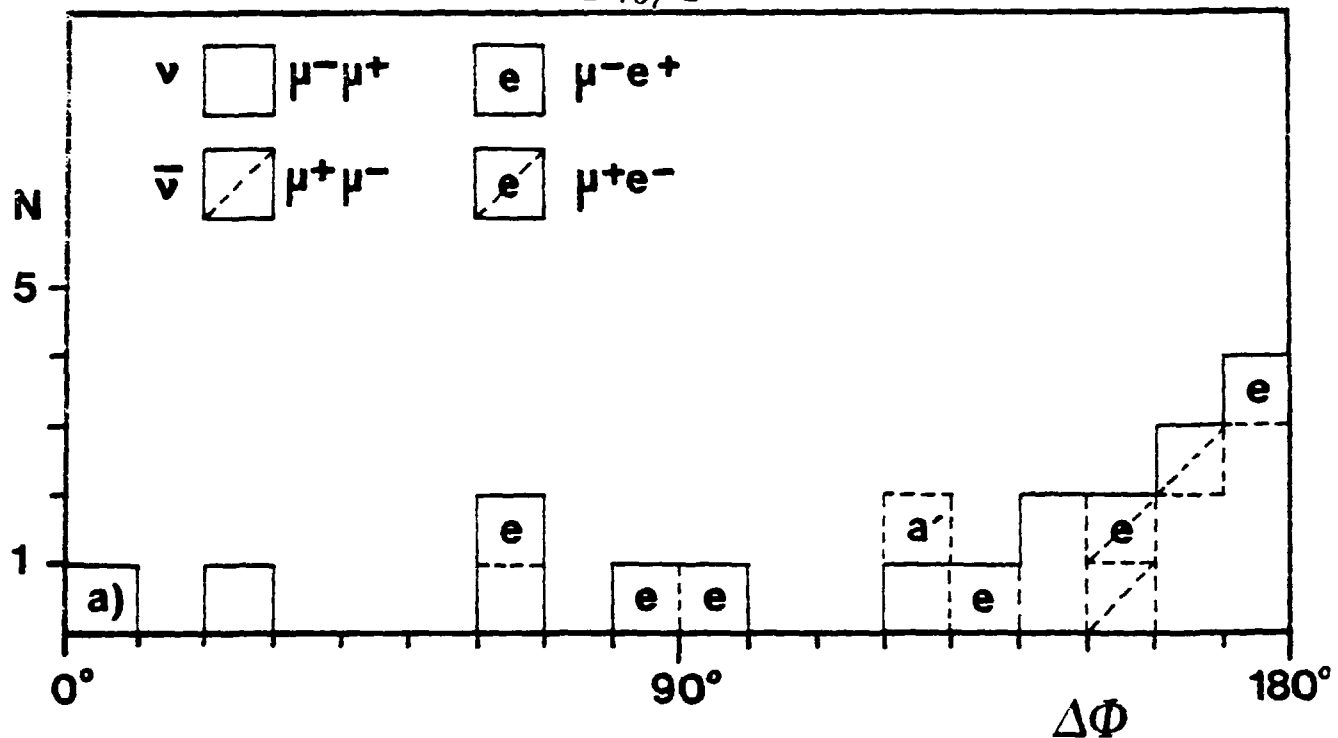
	$\frac{\mu\mu}{\mu} \%$	$\frac{\mu e}{\mu} \%$		$\frac{\mu\mu + \mu e}{\mu} \%$	$\frac{\mu\mu K^0 + \mu e K^0}{\mu\mu + \mu e}$
	$p_{\mu 2} > 4 \text{ GeV/c}$	$p_e > 0,3 \text{ GeV/c}$	$p_e > 4,0 \text{ GeV/c}$	$p_2 > 4 \text{ GeV/c}$	$p_{\mu 2} > 4 \text{ GeV/c}$ $p_e > 0,3 \text{ GeV/c}$
ν	$0,8 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,7$
$\bar{\nu}$	$0,8 \pm 0,6$	$0,6 \pm 0,6$		$1,2 \pm 0,7$	$1,0 \pm 1,0$

Un premier test sur la nature de la production du deuxième lepton est fourni par la distribution en angle azimutal entre les deux leptons, $\Delta\phi$, défini dans la figure VI.5. La figure VI.6 donne cette distribution pour les dileptons de signes opposés. Nous remarquons que cette distribution est piquée vers 180° , ce qui indique que le deuxième lepton est produit préférentiellement dans la gerbe hadronique plutôt



Définition de $\Delta\Phi$, angle azimuthal entre les deux muons

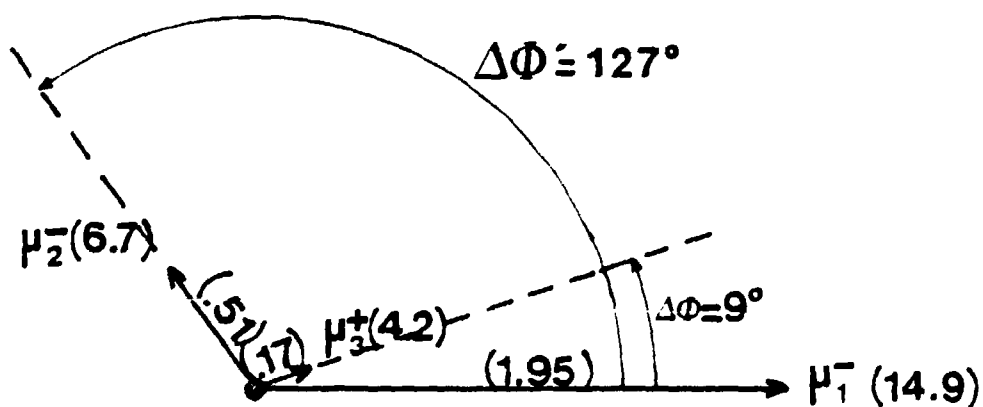
Fig. (VI.5)



a) Trimuon. a' indique $\Delta\Phi$ pour le choix du deuxième μ^- comme venant du vertex leptonique

Distribution de $\Delta\Phi$ pour les candidats dileptons

Fig. (VI.6)



Positions des μ du trimuon, projetés sur le plan perpendiculaire à la direction du ν incident. Les chiffres sur les flèches donnent le p_T dans ce plan.

Fig. (VI.7)

qu'au vertex leptonique. Le seul événement où $\Delta\phi$ est petit est le tri-muon où deux choix pour $\Delta\phi$ sont possibles (figure VI.7), le deuxième donnant un $\Delta\phi$ élevé.

Dès la découverte des dileptons [60], deux explications théoriques ont été présentées pour les interpréter. Face au modèle du charme, un autre modèle propose l'existence d'un lepton lourd [61], qui par désintégrations en cascades, donne deux leptons dans l'état final. Un tel modèle implique que les deux leptons sont produits au vertex leptonique, ce qui est déjà en désaccord avec la distribution azimutale trouvée. Ce modèle est aussi testé en regardant l'asymétrie entre les impulsions des deux leptons. La figure VI.8 montre l'impulsion du premier lepton (celui du signe correspondant au type de neutrino incident) en fonction de celle du deuxième, pour les dileptons de signe opposé. On note une très forte asymétrie qui se mesure par la quantité

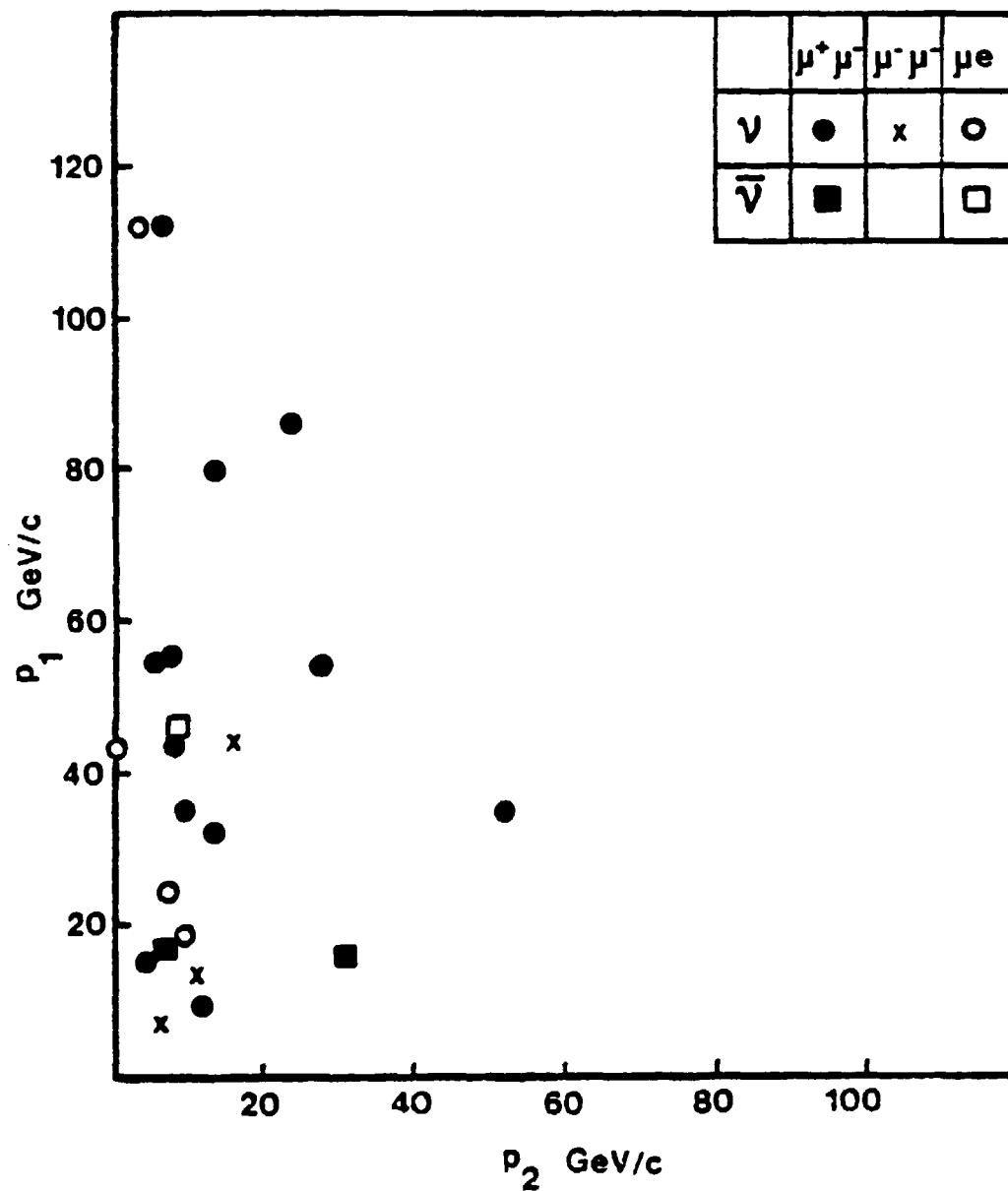
$$R = \frac{\langle P_1 \rangle}{\langle P_2 \rangle} = 3,9 \pm 1,1 . \quad (6.4)$$

Le modèle du lepton lourd prévoit une asymétrie beaucoup moins marquée, de l'ordre de 1,5, avec les limites

$$0,48 \leq R \leq 2,1 . \quad (6.5)$$

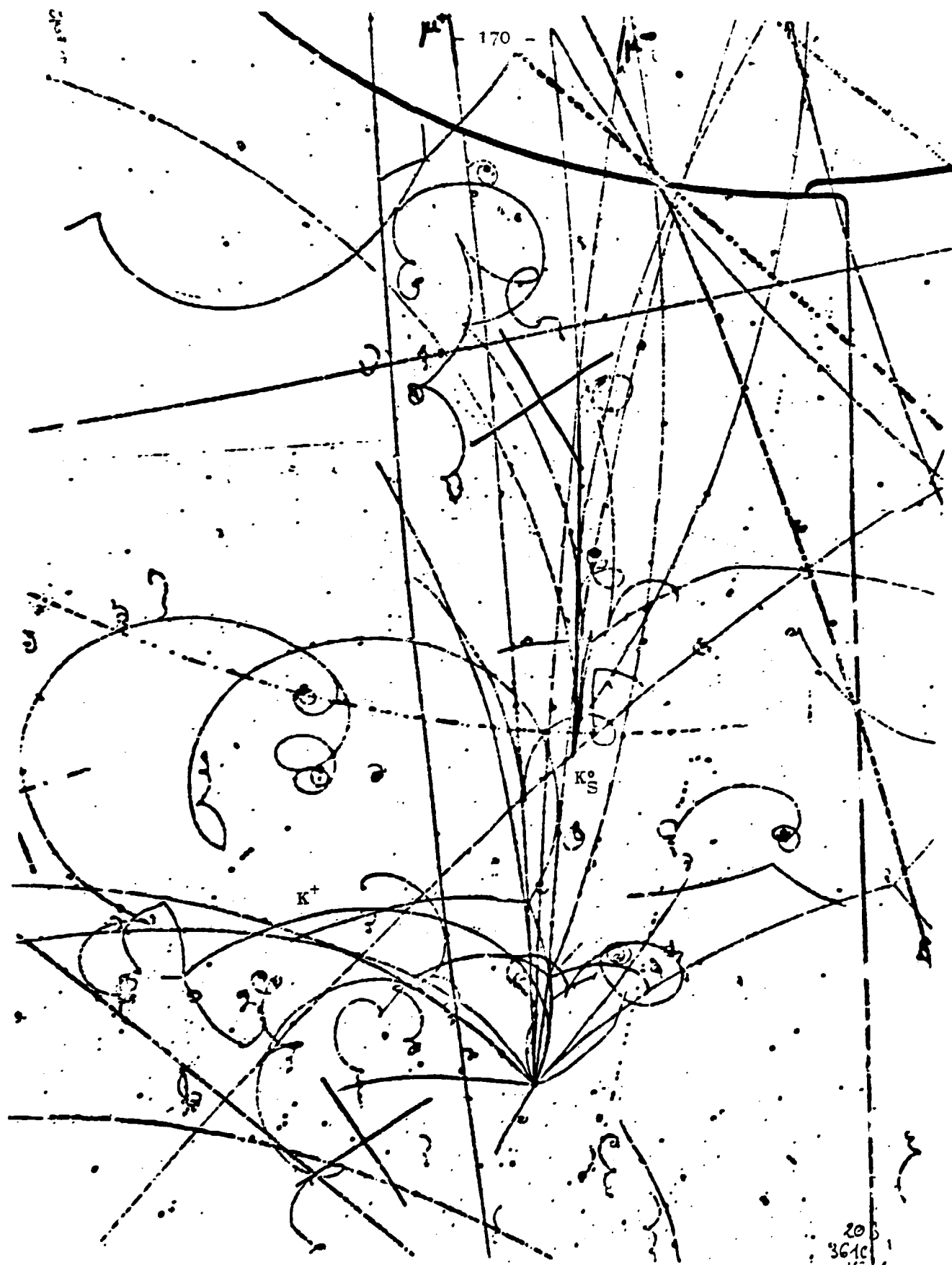
La valeur trouvée exclut avec 2 écarts standards les leptons lourds comme origine principale des dileptons, l'explication la plus complète reposant sur le modèle du charme.

Les particules charmées sont signées par un deuxième lepton, et nous avons vu que la désintégration semi-leptonique se fait principalement avec une particule étrange. Nous avons donc utilisé le fait que la chambre à bulles est un excellent détecteur pour les particules étranges neutres, qui apparaissent sous forme de V^0 . Dans notre lot d'événements, 9 ont un V^0 (voir table 6.1), dont 7 sont des K^0 et 2 ambigus. De plus nous avons aussi observé des K chargés (voir figure VI.9). La table 6.3 donne les taux de production de K^0 dans les dileptons, corrigés pour les rapports de branchement, les K_L^0 et les pertes pour désintégrations près du vertex. Les taux obtenus sont supérieurs à ceux enregistrés dans des expériences précédentes en cham-



Impulsion du muon de bon signe, p_1 , en fonction de celle du deuxième lepton, p_2 .

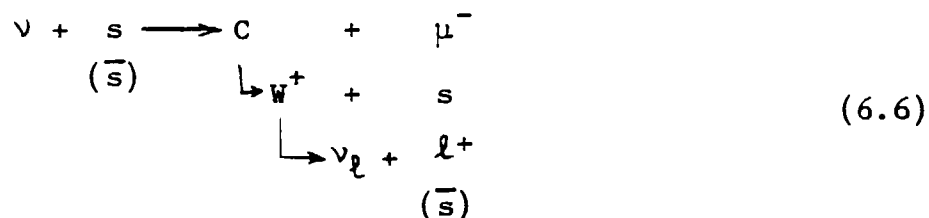
Fig. (VI.8)



Événement dimuon produit par un ν_K de 39 GeV. En plus du deuxième muon, on voit la présence d'un K_S^0 et d'un K^+ reconnaissable par sa désintégration en 3π

Fig. (VI.9)

bre à bulles. Cet accroissement peut s'expliquer par la montée en énergie [62], si les quarks de la mer fournissent une contribution appréciable à la production de charme, selon le schéma



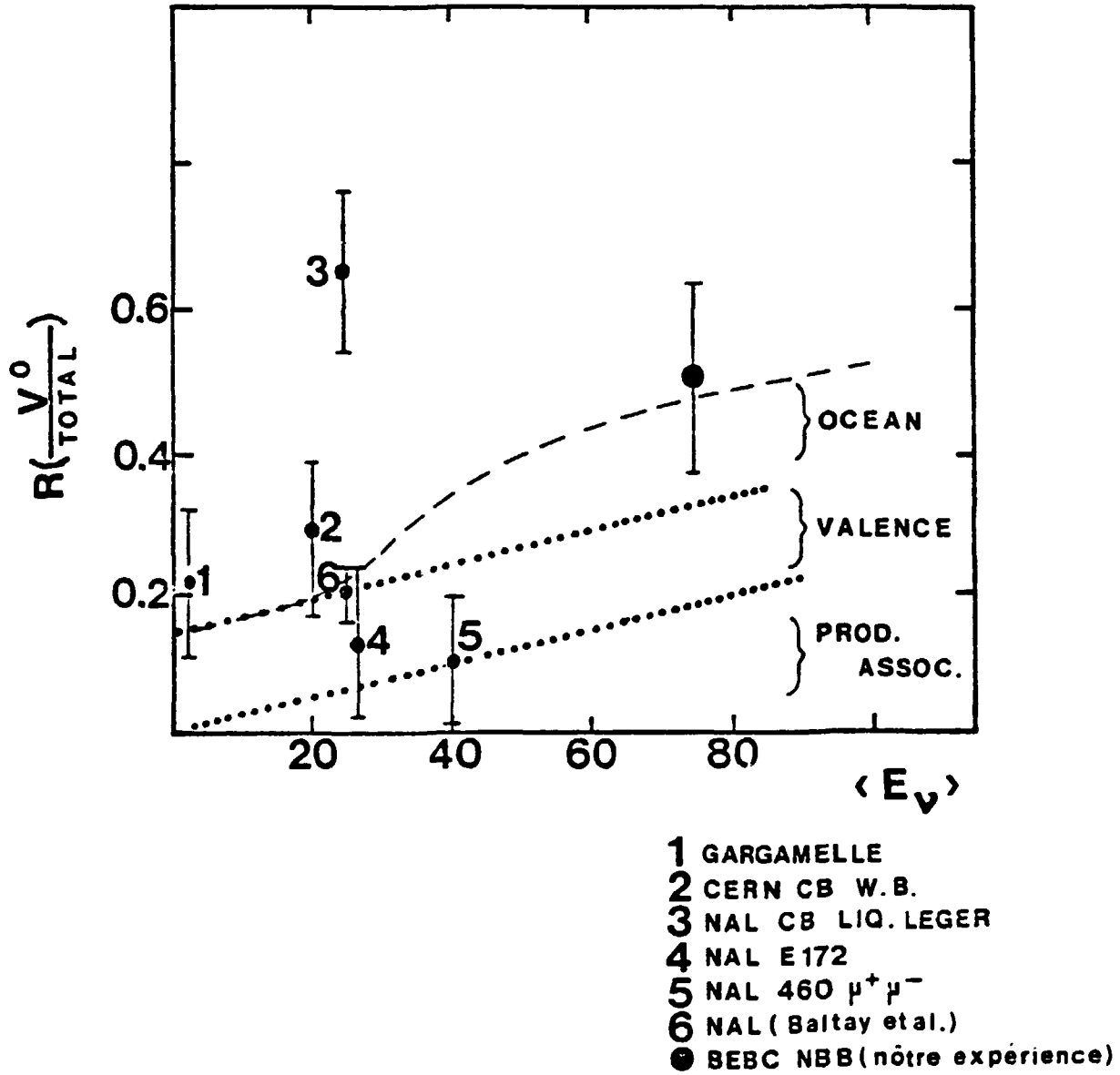
Il y a alors production de deux particules étranges, ce qui augmente le taux considéré. La figure VI.10 montre les résultats de différentes expériences ainsi que le nôtre, avec des courbes montrant les taux obtenus à partir des quarks de valence et de la mer. Nos résultats, obtenus à haute énergie, sont en bon accord avec un accroissement dû à l'excitation de paires $q\bar{q}$ de la mer.

Le taux de production globale des dileptons observé est en bon accord avec le modèle du charme, utilisant les taux de productions, en neutrinos :

	densité	x	couplage	x	rapport de branchement	
quark u :	0,95	x	0,06	x	0,15	$\simeq 0,9\%$
(valence)			$(\sin^2 \theta_c)$			
quark s :	$\sim 0,05$	x	0,94	x	0,15	$\simeq 0,7\%$
(mer)			$(\cos^2 \theta_c)$			
						Total $\simeq 1,6\%$

En antineutrino seuls les antiquarks contribuent à cette production, le taux obtenu est inférieur. Les chiffres trouvés ne permettent pas de juger des valeurs introduites pour les densités et les rapports de branchement, en raison de la faible statistique. Nous observons cependant un bon accord des ordres de grandeur.

Le cas des dileptons de même signe est plus difficile à analyser en raison du faible lot statistique. Nous ne le discuterons pas, de même que le trimuon. Ces événements sont mieux étudiés dans les modes $2\mu-3\mu$, dans les expériences de compteurs, où la statistique permet de tester différents modèles décrivant leur production.



Fraction des événements dileptons ayant un V^0 visible, en fonction de l'énergie moyenne [ref.62] .

Fig. (VI.10)

VI.2. ETUDE DE LA GERBE HADRONIQUE : LA FRAGMENTATION DES QUARKS [63]

La similitude des résultats observés dans les interactions $e-N$, μN , $\bar{\nu} N$, νN et e^+e^- dans l'étude de la gerbe hadronique produite a conduit à suggérer des modèles où les processus qui produisent des hadrons sont indépendants de la nature de l'excitation initiale du nucléon (γ virtuel ou réel, $W^\pm$). La plupart des modèles décrivant ces processus reprennent l'idée de la fragmentation des quarks [64] dans le modèle des quarks-partons. L'idée de base repose sur la factorisation de la section efficace de production de hadrons en

$$\frac{d^2\sigma}{dx dz} \propto G_{q'}^N(x) \cdot D_q^h(z) \quad (6.7)$$

Le premier terme $G_{q'}^N(x)$ contient les distributions de densités en x des quarks de type q' dans le nucléon (que l'on note $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$, $c(x)$ pour le mélange isoscalaire $n-p$) et $D_q^h(z)$ décrit la fragmentation du quark de type q en hadron de type h . z est la fraction de l'impulsion du quark q qui est emportée par le hadron h et $D_q^h(z)$ donne le nombre de hadrons de type h produits par le quark q avec une fraction d'impulsion z . Cette fonction de fragmentation vérifie une relation de fermeture

$$\sum_h \int_0^1 z D_q^h(z) dz = 1 \quad (6.8)$$

L'étude des fonctions de fragmentation est particulièrement clarifiée dans les interactions neutrino CC car la saveur du quark éjecté dans l'interaction est connue : u en neutrino, d en antineutrino. L'impulsion emportée par le quark correspond à l'impulsion totale de la gerbe hadronique, si l'on néglige les fragments du nucléon.

Nous nous proposons de tester la validité de l'hypothèse de fragmentation, en négligeant dans un premier temps les effets de moments transverses. Nous étudierons ceux-ci par la suite.

Dans notre analyse, les protons sont reconnus (trace fortement ionisante ou par la longueur d'arrêt) pour $P_p \lesssim 800 \text{ MeV/c}$. Toutes les autres particules chargées non identifiées sont considérées comme π . L'erreur introduite par les $K^{\pm}$ est négligée au premier ordre : leur contribution ne dépasse pas $10 \sim 20\%$ et il n'y a aucune raison de supposer leur comportement dans la fragmentation différent des pions, sauf dans des cas très particuliers que nous mentionnerons. De plus pour une impulsion suffisamment grande (au-delà de 1 GeV/c) on a $Z_\pi \simeq Z_K$. Nous éliminons ensuite les protons d'évaporation du noyau par une coupure $P > 300 \text{ MeV/c}$ pour les traces positives. La direction de la gerbe hadronique, assimilée à celle du quark frappé, est déterminée par la résultante de tous les vecteurs impulsion des hadrons chargés et neutres. Les moments transverses P_T sont calculés par rapport à cette direction. Les particules neutres sont supposées également réparties autour de cette direction, ce qui minimise l'erreur que l'on fait sur la direction du quark frappé.

VI.2.1. La fragmentation.

VI.2.1.a. Les multiplicités.

Expérimentalement la fonction D_q^h est définie par

$$D_q^h(z) = \frac{1}{N_E} \frac{dN_h}{dz} \quad (6.9)$$

dN_h est le nombre observé de hadrons de type h ayant une fraction de l'impulsion totale de la gerbe hadronique comprise entre z et $z + dz$, N_E est le nombre total d'événements considérés. Si l'on néglige les impulsions transverses on peut utiliser pour z une définition approchée

$$z \simeq \frac{E_h}{E_H} \quad (6.10)$$

où E_h , E_H désignent les énergies du hadron et de la gerbe hadronique considérés.

Une première conséquence de l'hypothèse de factorisation est que les fonctions D_q^h ne dépendent pas de x et de Q^2 . Nous testons la dépendance en Q^2 de la multiplicité totale :

$$\langle n^{\pm} \rangle = \int_{0,2}^1 D_q^{h^{\pm}}(z) dz \quad (6.11)$$

q désigne le quark u en neutrino, d en antineutrino. Afin de rejeter les traces hadroniques ne provenant pas directement du quark éjecté, mais des autres quarks du nucléon frappé, nous utilisons une coupure $z > 0,2$. Si l'on se place dans le centre de masse de la gerbe hadronique, on observe que cette coupure rejette la plus grande partie des fragments du nucléon. Les multiplicités totales sont montrées dans les figures VI.11 et VI.12 en fonction de Q^2 et de x . Aucune variation notable n'est enregistrée, en bon accord avec l'hypothèse de factorisation. La figure IV.13 montre ces multiplicités en fonction de W^2 . Il n'y a pas de variations très sensibles, les données neutrinos ayant une légère croissance avec W . Ceci est à rapprocher des prédictions des modèles de fragmentation, lorsque le quark initial produit des hadrons par éclatements (break-up) successifs. Dans ce cas on montre [65] que la multiplicité a une croissance logarithmique en W^2 .

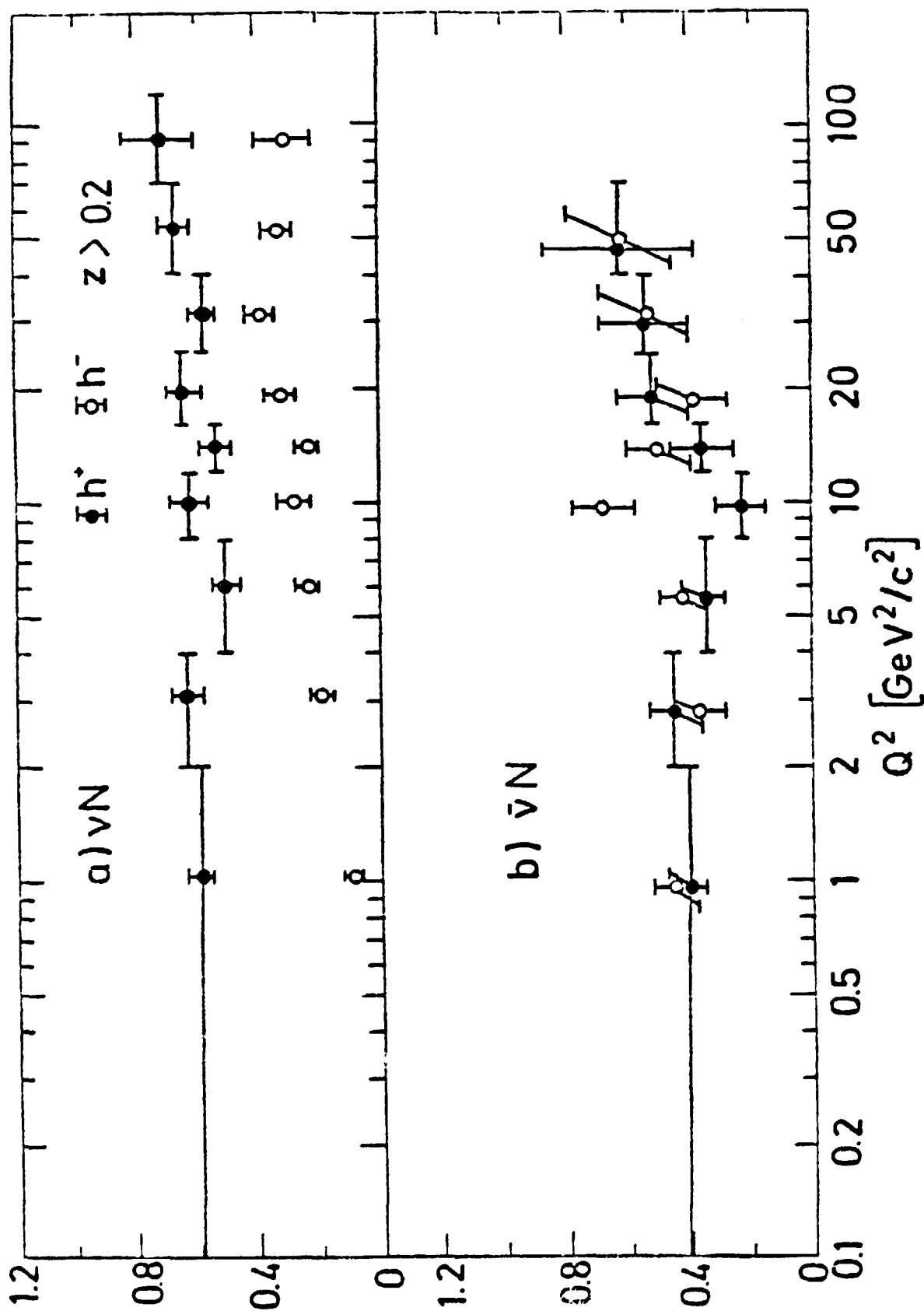
Afin de se placer dans une zone où les dépendances en x et en Q^2 soient bien en accord avec la factorisation, nous limiterons désormais notre étude avec les coupures $Q^2 > 2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, $W > 4 \text{ GeV/c}^2$.

VI.2.1.b. La fonction de fragmentation.

Une autre conséquence directe de l'hypothèse de factorisation au premier ordre est que la fragmentation des quarks est la même en électro-muon-, et neutrino-production. Nous reportons dans la figure VI.14 la fonction de fragmentation obtenue en fonction de z pour les particules des deux signes, ainsi que les résultats obtenus dans des expériences $e p$ [66] et e^+e^- [67]. Nous retrouvons un bon accord général entre toutes les données. Les résultats de notre expérience sont donnés pour $z < 0,6$, les points au-delà étant faussés par notre correction sur l'énergie hadronique faite dans l'analyse, qui limite nos résultats à $z \leq 0,8$.

L'hypothèse de factorisation étant en bon accord avec nos données, nous nous intéressons aux particularités du quark frappé. Si l'hypothèse simple sur la nature du quark en fonction du type de neutrino est vérifiée, nous devons retrouver les signes de ces quarks

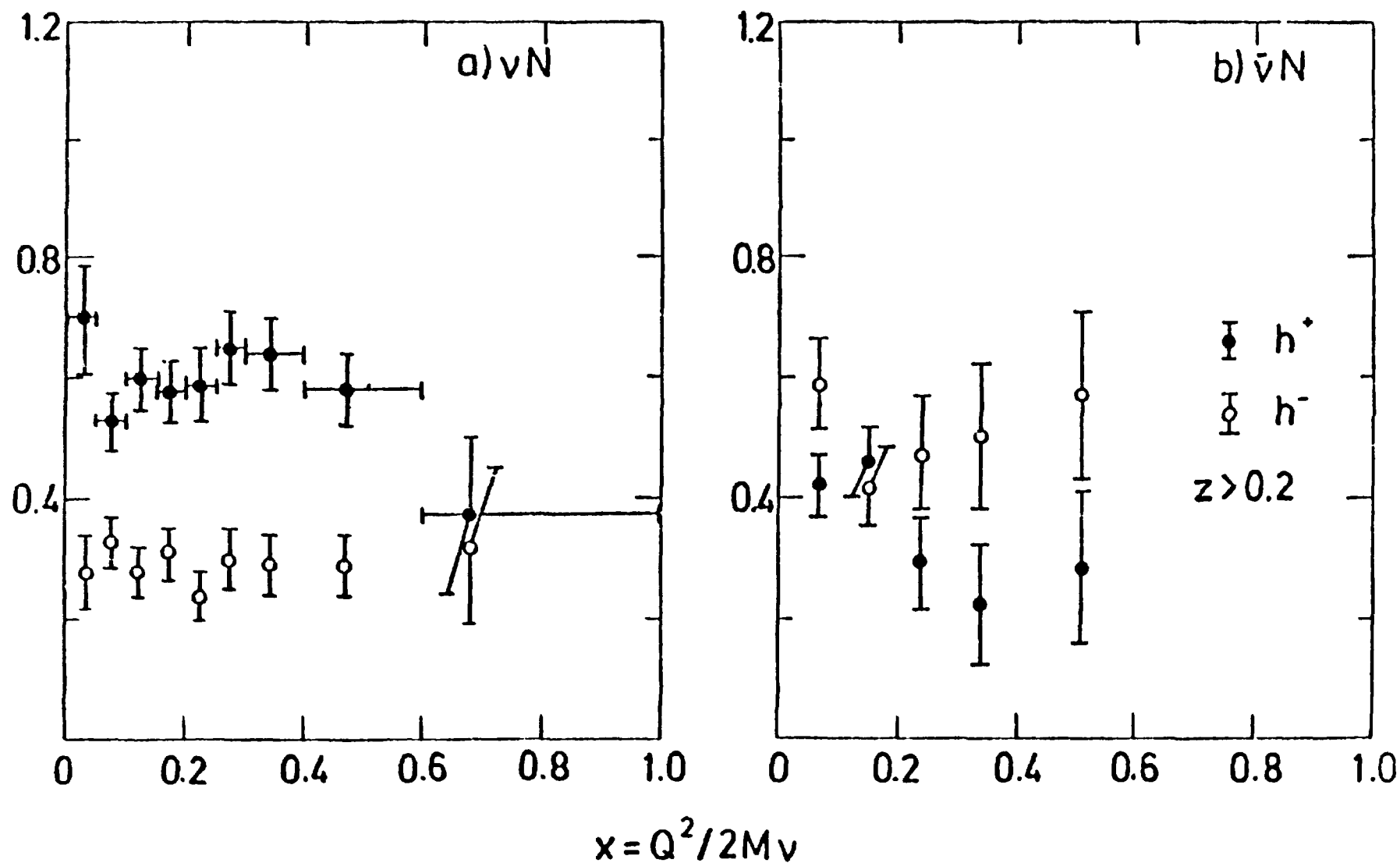
$\langle n_{ch} \rangle =$ Multiplicité moyenne des hadrons chargés



Multiplicité moyenne en fonction de Q^2

Fig. (VI.11)

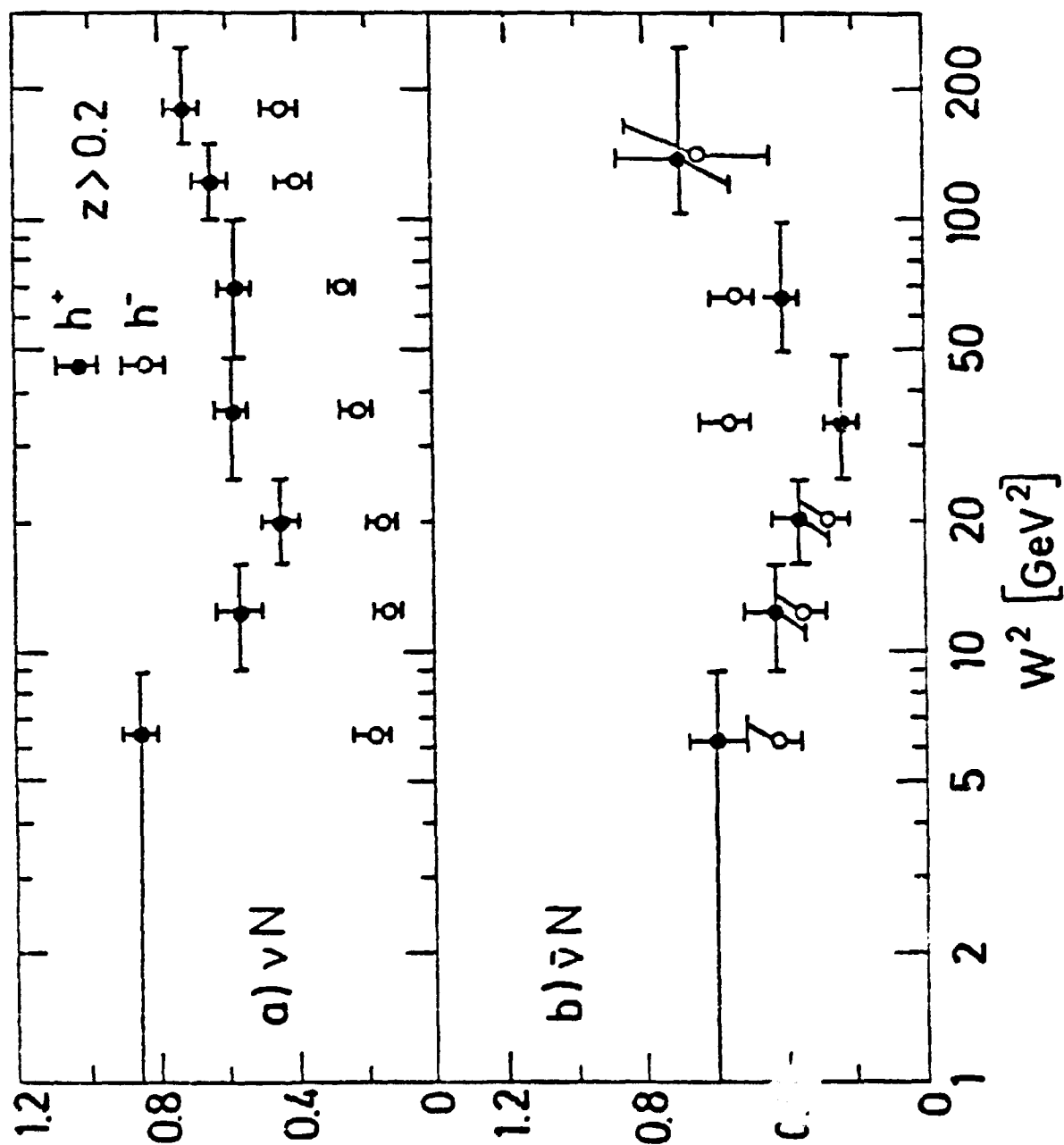
$\langle n_{ch} \rangle$ = Multiplicité moyenne des hadrons chargés



Multiplicité moyenne en fonction de x

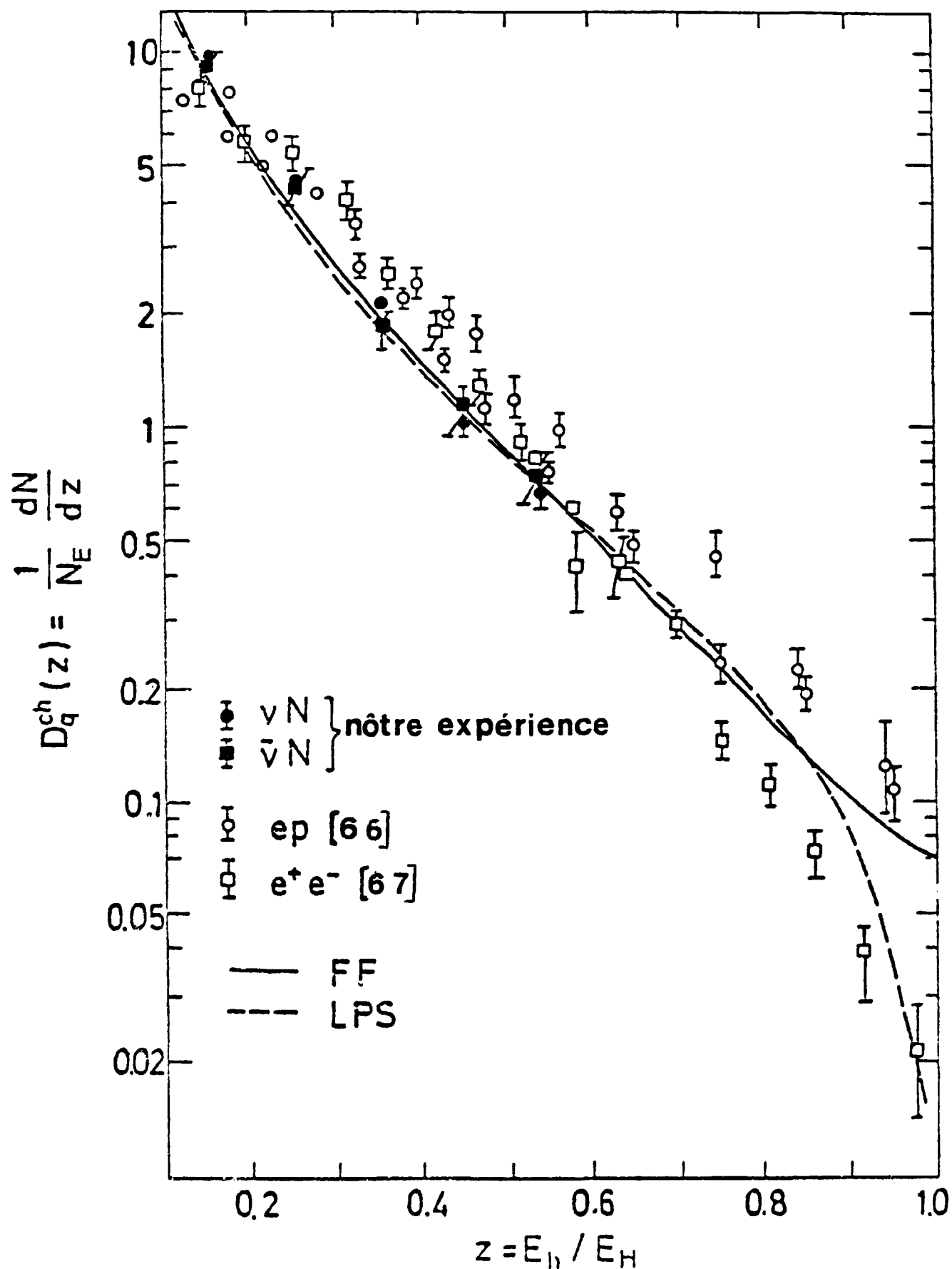
Fig. (VI.12)

$\langle n_{ch} \rangle$ = Multiplicité moyenne des hadrons chargés



Multiplicité moyenne en fonction de W^2

Fig. (VI.13)



Fonction de fragmentation en Z

Fig. (VI.14)

prédominants à grand z . La figure VI.15 montre les fonctions $D_q^{h^+}(z)$ et $D_q^{h^-}(z)$, et l'on retrouve une nette différence, en neutrinos surtout. On peut mesurer cet effet par la variable

$$\eta(z) = \frac{D_u^{\pi^+}(z)}{D_u^{\pi^-}(z)} \quad (6.12)$$

Le lot de π^+ étant plus contaminé que celui de π^- (à cause des protons), nous utilisons la relation de symétrie d'isospin :

$$D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} \quad (6.13)$$

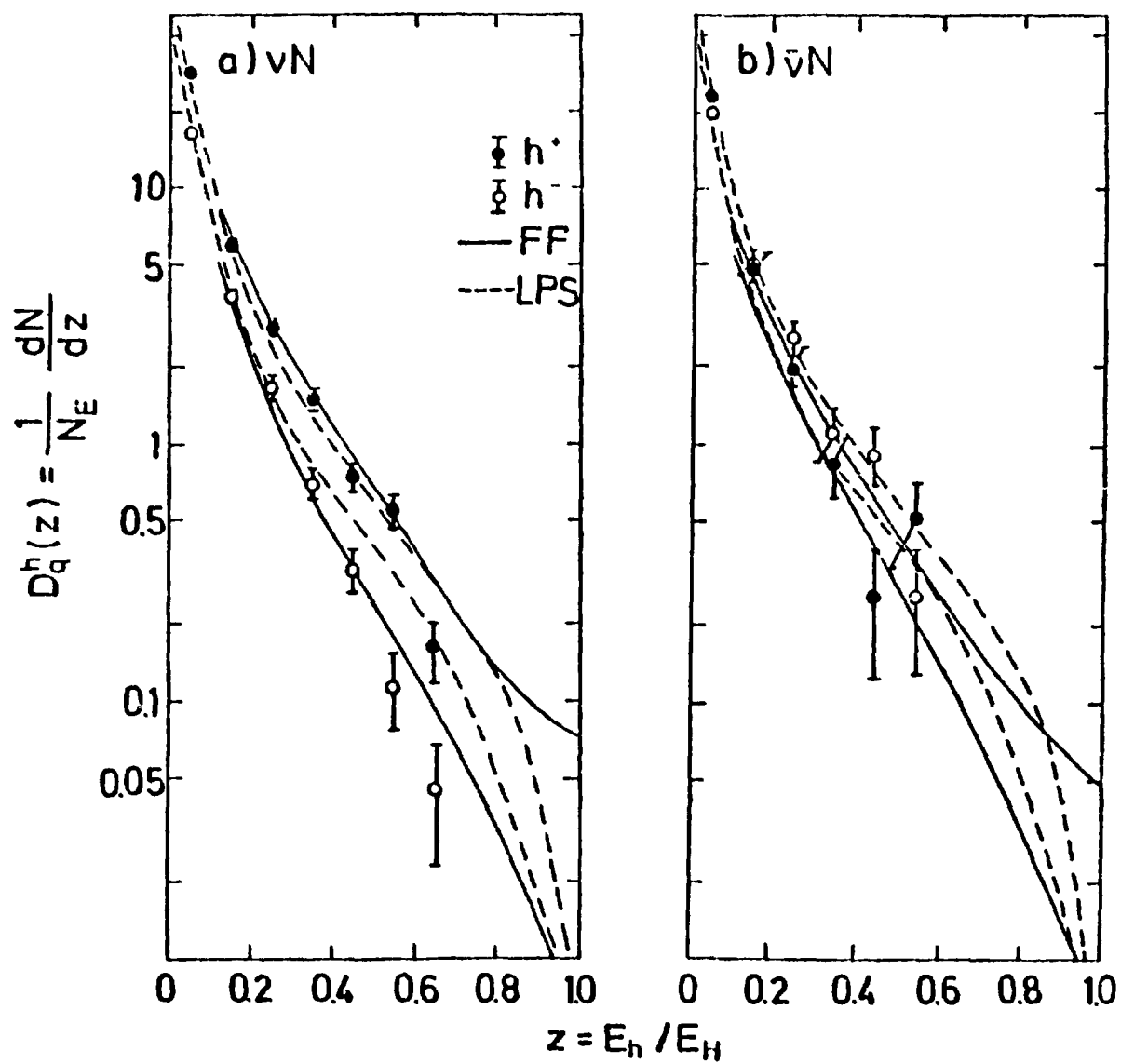
d'où

$$\eta(z) = \frac{D_d^{\pi^-}(z)}{D_u^{\pi^-}(z)} \quad (6.14)$$

La figure VI.16 montre les variations de $\eta(z)$ calculé selon les deux formules (6.12) et (6.14). L'accord entre ces deux calculs est bon, sauf à faible z ($z < 0,1$) où l'on attend la contamination par les protons. Nous observons une augmentation de η avec z , en accord avec les modèles classiques de fragmentation. Cependant les facteurs cinématiques et de conservation de charge sont à l'origine de la plus grande partie de ce phénomène, comme nous allons le voir.

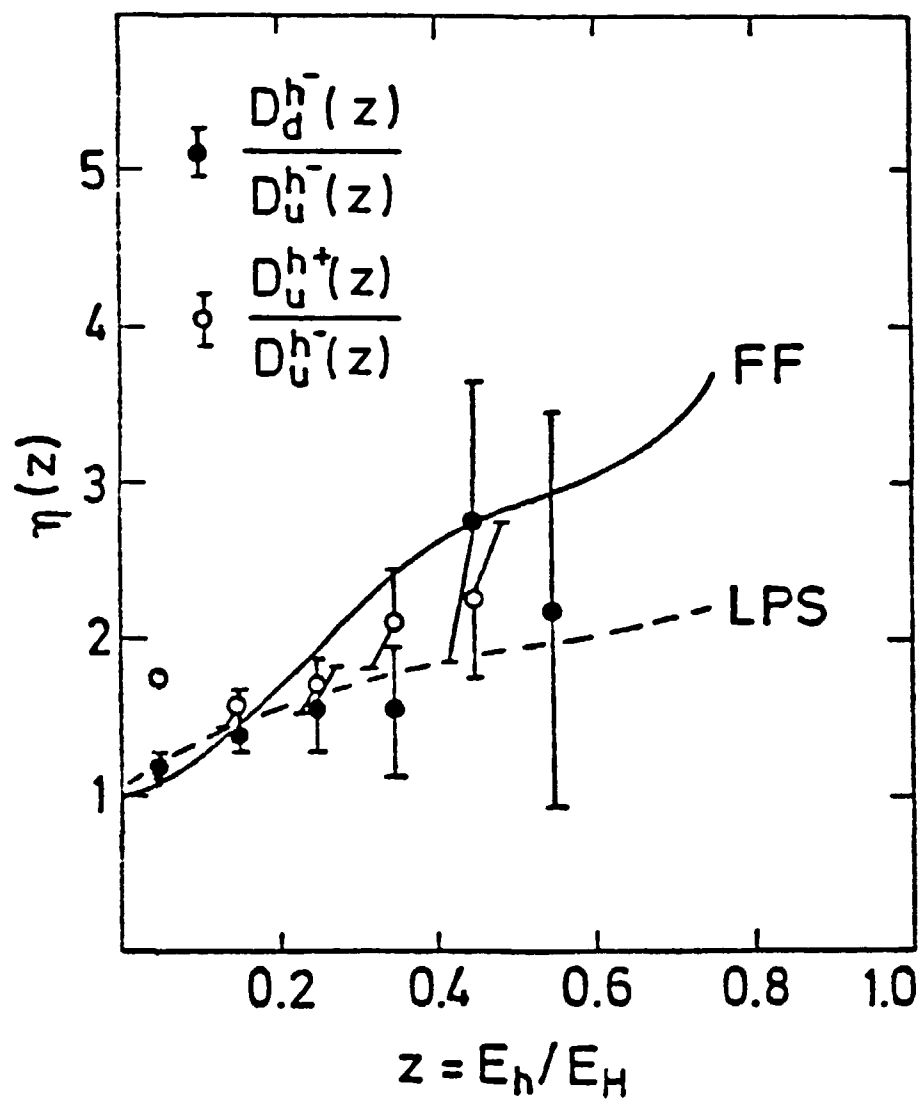
VI.2.2. Comparaison entre deux modèles de description de la fragmentation.

Au cours de notre analyse nous avons d'abord tenté de comparer nos résultats avec un modèle décrivant la fragmentation sur des bases simples et paramétrisées avec les résultats disponibles à l'époque, par Feynmann et Field [68]. Ce modèle (appelé FF par la suite) est basé sur l'idée que le quark frappé en s'échappant provoque une rupture du champ de couleurs (des gluons), produisant des paires quarks-antiquarks. Ces quarks se recombinent en mésons stables ou en résonances qui se désintègrent, donnant les particules observées. Les impulsions attribuées à chaque méson sont le résultat des paramétrisations sur des données νN (Gargamelle) et e^+e^- (SPEAR). Ce modèle ne



Fonction de fragmentation en particules chargées de différents signes

Fig. (VI.15)



Distribution en z du rapport $\eta(z)$ des fonctions de fragmentation en hadrons + et -

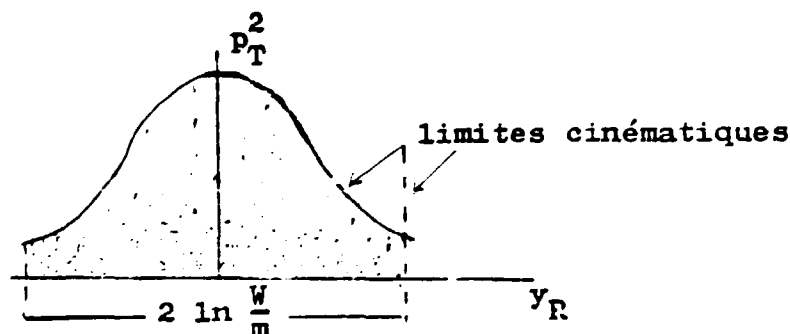
Fig. (VI.16)

fournit pas de prédictions, excepté pour des distributions qui ne sont pas utilisées dans la paramétrisation. C'est le cas de nos résultats qui se situent à une énergie moyenne supérieure à celle des données utilisées dans la paramétrisation. La comparaison de nos données avec les résultats de ce modèle fournit donc une idée de la gamme d'énergies où cette interprétation est acceptable.

Afin de séparer dans nos résultats les effets dus à la fragmentation des quarks telle qu'elle peut être décrite en théorie, des effets purement cinématiques, nous avons simulé des événements à partir d'hypothèses minimales sur le système hadronique [69]. Les "denrées" utilisées sont les suivantes :

- Une multiplicité moyenne fournie par nos données.
- Un rapport π/K également fourni par nos données (calculé à partir du taux de K^0 observé) et une attribution des charges guidée par des considérations de conservation de charge et d'isospin.
- Une distribution en moment transverse de la forme e^{-6m_T} , avec $m_T^2 = p_T^2 + m^2$.
- Une distribution en rapidité $y_R = \left(\frac{P_L + E_h}{m_T} \right)$, où P_L est l'impulsion longitudinale, uniforme à l'intérieur des limites cinématiques.

Les deux derniers points entraînent que dans l'espace de phase $y_R \leftrightarrow p_T^2$ la distribution des événements n'est pas uniforme mais concentrée à petits p_T :



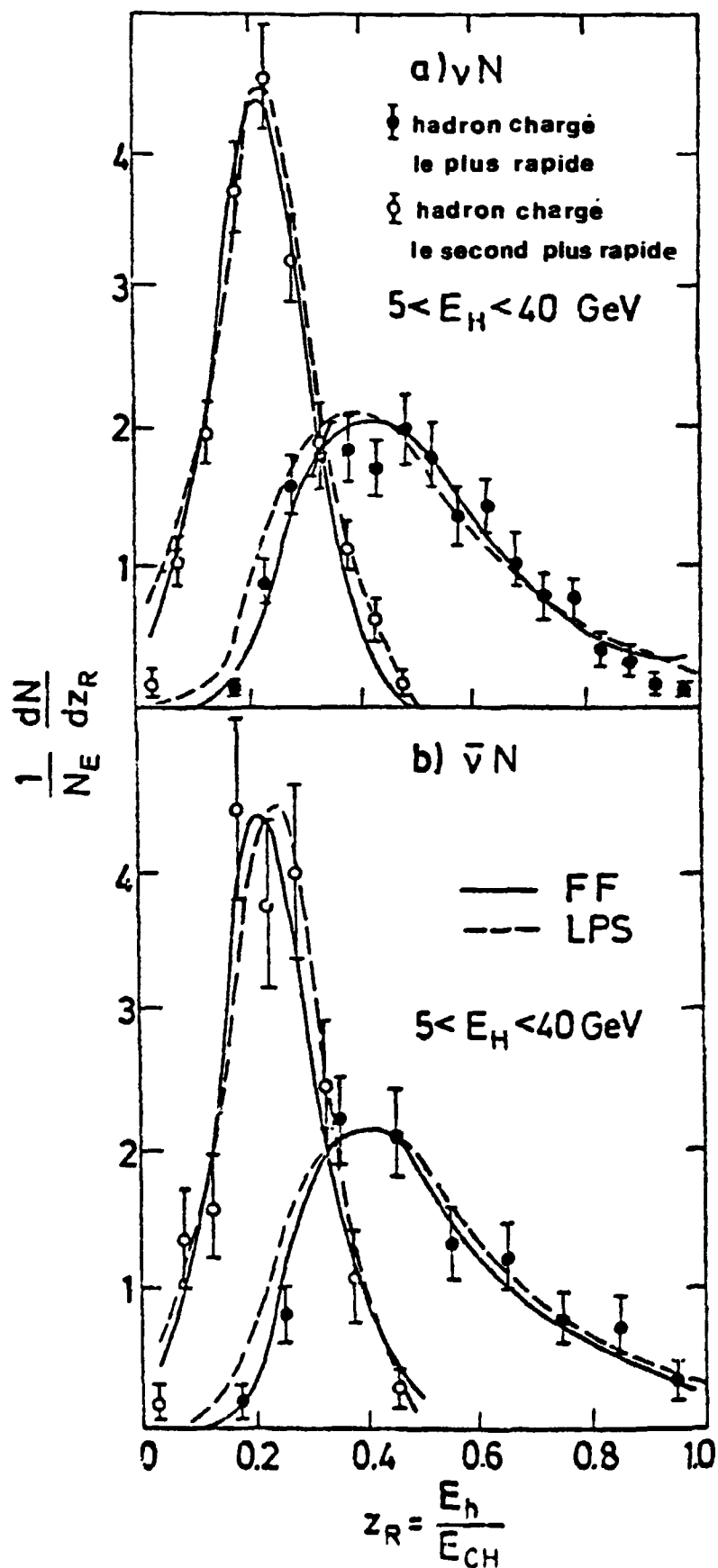
Une telle répartition est dite d'espace de phase longitudinal (LPS) par opposition à une densité uniforme, qui ne décrit pas les données.

Les résultats de ces deux modèles sont reportés dans les figures VI.14 à VI.16 où ils fournissent des distributions semblables sauf aux très grandes valeurs de z . La différence entre π^+ et π^- est mieux reproduite par les courbes FF. Nous concluons que nos données sont en accord général avec un espace de z longitudinal, tout en ayant un comportement en $\pi^+\pi^-$ très semblable à celui observé à plus basse énergie. Nos données ne permettent pas de conclure plus nettement, en raison de l'absence de points vers $z = 1$ où les deux modèles diffèrent le plus.

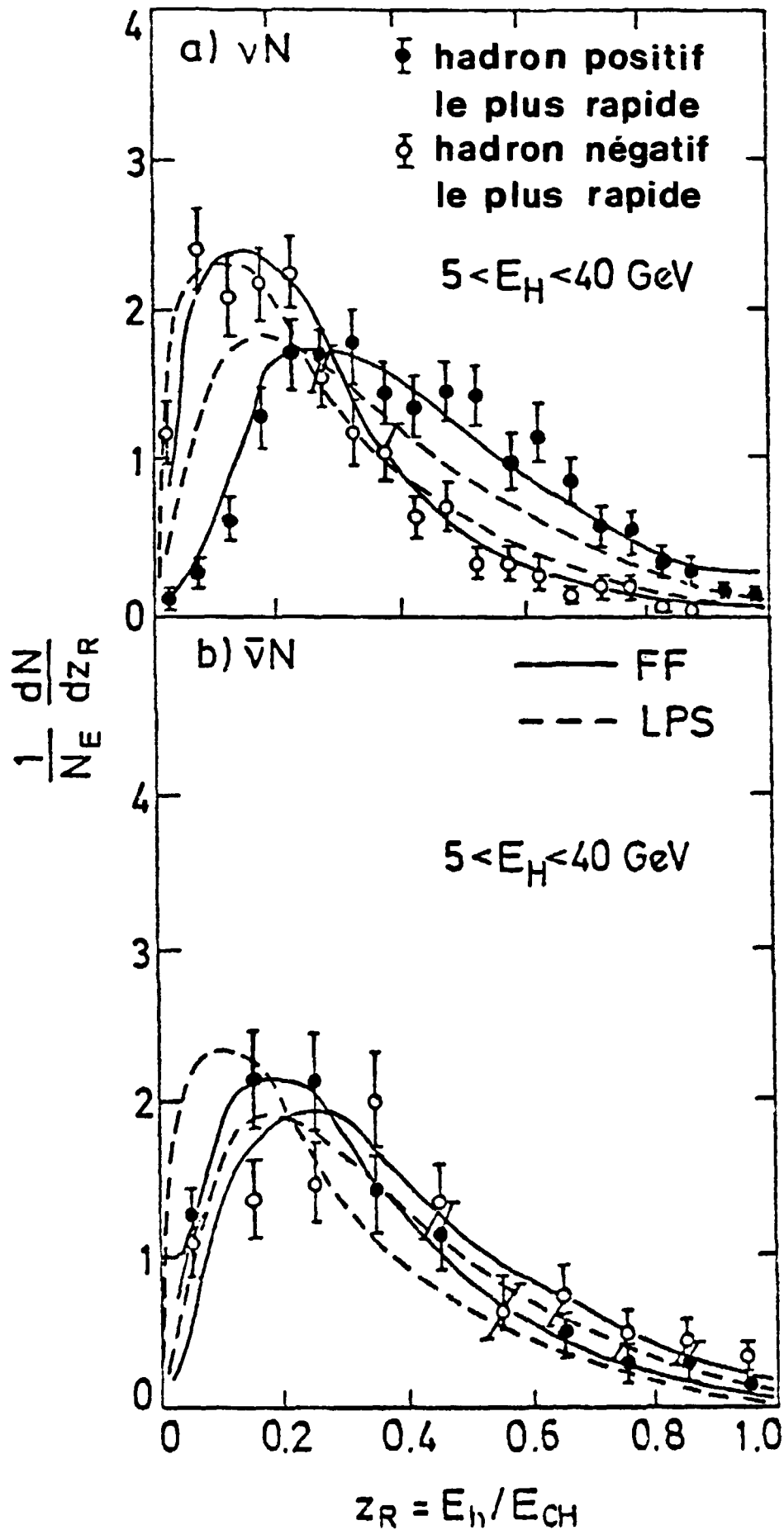
Une approche de ces grands z peut être faite avec la variable $z_R = \frac{E_h}{E_{CH}}$, fraction de l'énergie de toutes les particules chargées emportée par le hadron. Les distributions en z_R pour la particule la plus rapide, qui dans la cascade de formation provient directement du quark frappé, et de la seconde plus rapide sont reportées dans la figure VI.17 où nous nous limitons aux énergies $5 < E_H < 40$ GeV afin de mieux se comparer au modèle FF, où le quark frappé à 10 GeV/c d'impulsion. La figure VI.19a donne la même distribution à haute énergie (les courbes des modèles sont les mêmes). L'accord des deux modèles est excellent, et nos données ne montrent pas de différence avec l'énergie.

Cette variable z_R permet de séparer les deux modèles si l'on regarde les particules les plus rapides d'un signe donné, les figures VI.18 et VI.19b montrent ces distributions pour deux énergies. Le modèle FF reproduit le mieux les données, qui montrent un effet de dominance de charge qui n'est clairement pas prédit par les considérations cinématiques du LPS. L'effet est moins prononcé en antineutrino (prévu par FF et pas par LPS) en raison principalement de la production de mésons K : les $K^+(\bar{s}u)$ peuvent être produits directement par le quark u en neutrino, les $K^-(\bar{s}u)$ ne peuvent l'être directement par le quark d, en antineutrino.

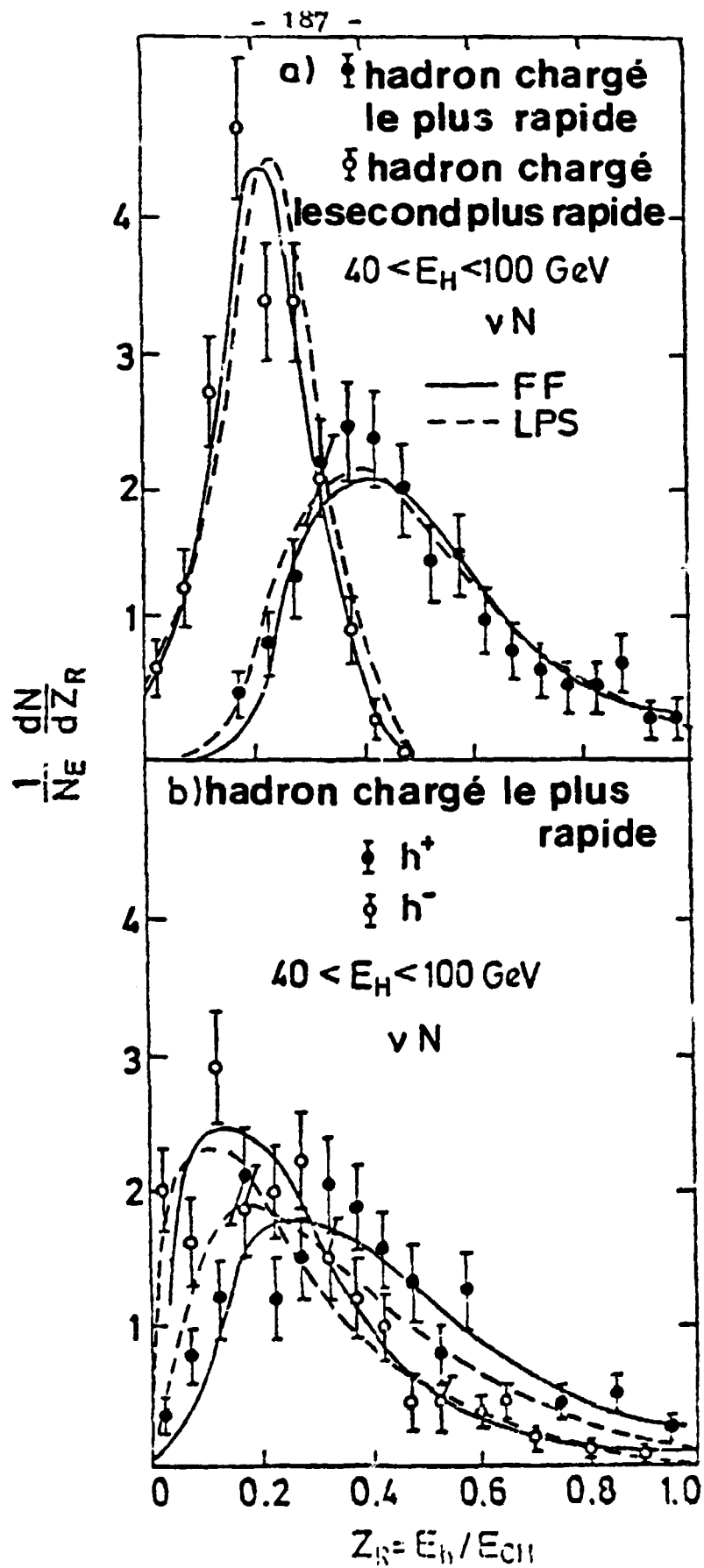
Ces résultats sont résumés dans la table 6.4 qui donne les valeurs moyennes de z dans chacune des figures précédentes ainsi que les valeurs prédites par les modèles.



Distribution en z_R des particules les plus rapides.
La courbe FF est calculée pour un quark d'impulsion
 $P = 10 \text{ GeV}/c$.



Distribution en z_R des particules + et - les plus rapides.
La courbe FF calculée pour un quark d'impulsion $P = 10 \text{ GeV/c}$.



Distribution en Z_R des particules chargées les plus rapides, pour une énergie hadronique supérieure à celle des figures VI.17 et VI.18. La courbe FF est la même que précédemment.

Fig. (VI.19)

Tableau 6.4

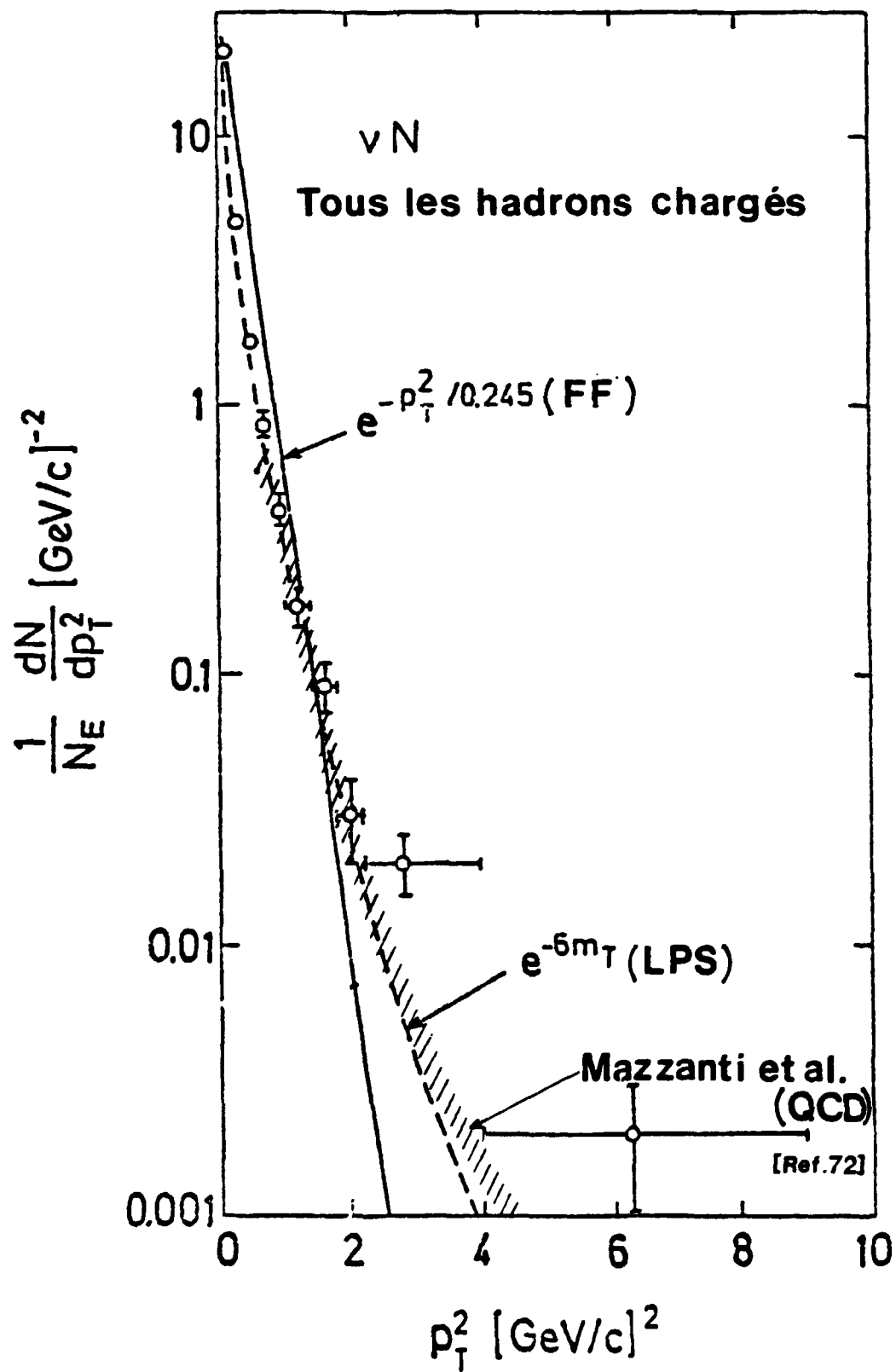
Valeurs moyennes des distributions en z.

	Neutrino (quark u)			
	F.F. (quark de 10 GeV)	L.P.S.	Résultat expérimental	
			$5 < E_{II} < 40$	$40 < E_{II} < 100$
Particule chargée la plus rapide	0,54	0,54	$0,53 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,01$
Particule chargée plus rapide en second	0,21	0,21	$0,22 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,01$
2 plus rapides particules chargées	0,75	0,75	$0,74 \pm 0,01$	$0,71 \pm 0,01$
Plus rapide +	0,45	0,45	$0,47 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,01$
2ème plus rapide +	0,12		$0,15 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$
Les deux plus rapides +	0,57		$0,62 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,01$
Plus rapide -	0,27	0,27	$0,22 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$
2ème plus rapide -	0,07		$0,05 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$
Les deux plus rapides -	0,34		$0,27 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,01$

	Antineutrino (quark d)		
	F.F. (quark de 10 GeV)	L.P.S.	Résultat expérimental
			$5 < E_{II} < 40$
Particule chargée la plus rapide	0,53	0,52	$0,53 \pm 0,02$
Particule chargée plus rapide en second	0,22	0,20	$0,23 \pm 0,01$
2 plus rapides particules chargées	0,75	0,72	$0,75 \pm 0,01$
Plus rapide +	0,31	0,25	$0,33 \pm 0,02$
2ème plus rapide +	0,08		$0,10 \pm 0,01$
Les deux plus rapides +	0,39		$0,42 \pm 0,02$
Plus rapide -	0,41	0,44	$0,39 \pm 0,02$
2ème plus rapide -	0,11		$0,10 \pm 0,01$
Les deux plus rapides -	0,52		$0,49 \pm 0,02$

VI.2.3. Etude des moments transverses.

La détermination des moments transverses P_T de chaque hadron est faite à partir de la direction visible de la gerbe hadronique. Aussi notre Monte Carlo, qui contient cette approximation, sera très utile pour déceler les biais éventuels de cette détermination. La figure VI.20 montre la distribution des moments transverses carrés avec les distributions utilisées dans le LPS (e^{-6m_T}) et dans FF (distribution gaussienne avec $\langle p_T^2 \rangle = 0,245 \text{ (GeV/c)}^2$). Nous constatons que nos



Distribution en $\langle p_T \rangle^2$ des hadrons chargés

Fig. (VI.20)

données sont mal reproduites par une gaussienne (ligne droite) mais sont mieux ajustées par la courbe e^{-6m_T} qui a une queue à grand p_T . Les données montrent cependant par rapport à cette dernière courbe un excès d'événements à très grand p_T^2 , que l'on ne peut attribuer aux biais de la mesure car le Monte Carlo ne le reproduit pas. La différence avec la courbe FF s'explique en partie par le fait que la distribution gaussienne utilisée dans ce modèle est appliquée aux mésons primaires, dont une partie non négligeable (60% de l'impulsion du quark) sont des résonances qui, en se désintégrant, diminuent le $\langle p_T^2 \rangle$ moyen. On doit donc s'attendre à observer moins de faibles p_T^2 , surtout à faible z . De plus l'apparition de particules à grand p_T^2 , non observée aux énergies qui ont fourni les données de base de FF, ne peut pas apparaître dans ce modèle.

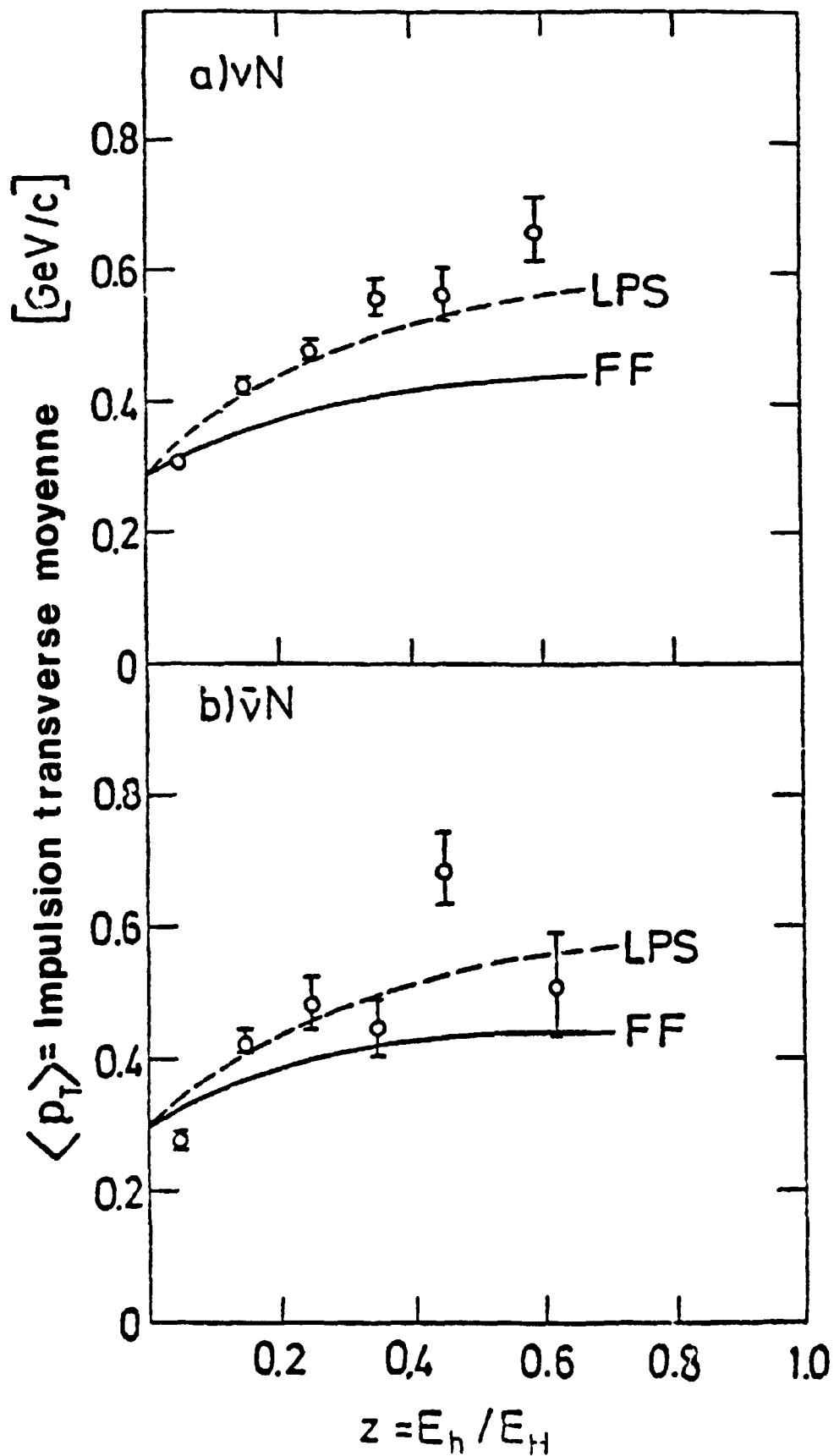
Si nous regardons la dépendance en z de $\langle p_T \rangle$ (figure VI 2'), nous retrouvons un phénomène cinématique comparable au "Seagull effect" [70] observé dans les réactions hadroniques. En effet nous pouvons écrire, dans le centre de masse :

$$z \simeq \left| \frac{p_L^*}{p_{L\max}^*} \right|$$

pour z suffisamment grand ($z \gtrsim 0,2$). Cet effet consiste en une croissance du $\langle p_T \rangle$ avec z , qui est très nette dans nos données. Ce comportement est en accord avec les modèles présentés, seul le LPS donnant un ordre de grandeur correct aux $\langle p_T \rangle$ à grand z . La paramétrisation FF est en-dessous, reproduisant un maximum de ~ 400 MeV/c observé à plus basse énergie. Ce dernier modèle, où l'impulsion transverse est limitée, est clairement en désaccord avec nos données.

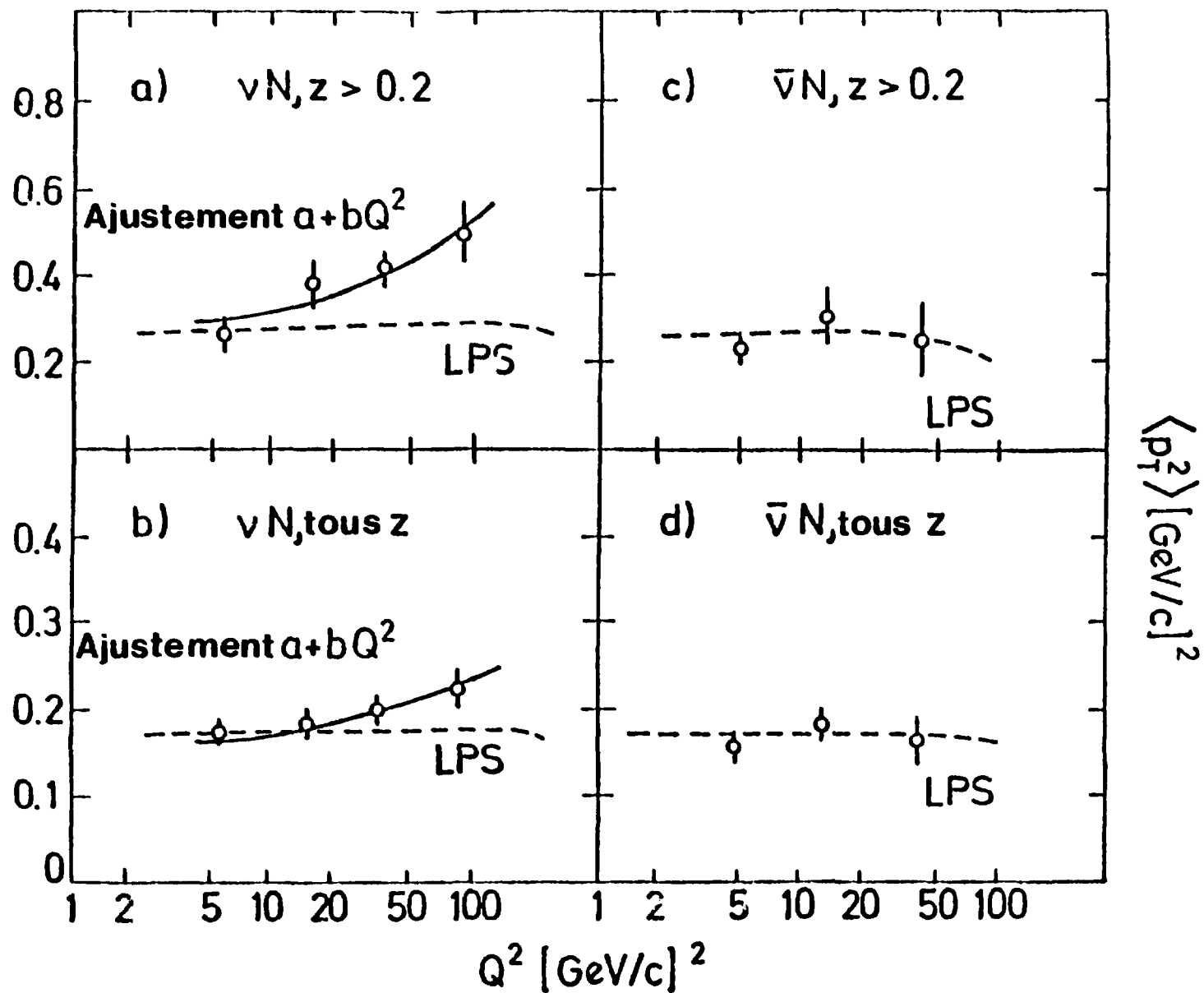
Afin d'étudier ce phénomène (nouveau) des hadrons produits à grands p_T , nous revenons aux distributions en $\langle p_T^2 \rangle$, plus sensibles aux grands p_T , et étudions les variations de $\langle p_T^2 \rangle$ avec W et Q^2 . La figure VI.22 montre la dépendance en Q^2 , avec et sans la coupure $z > 0,2$. Les données en neutrino montrent une claire déviation par rapport au LPS, par une croissance que nous avons pu ajuster par une forme linéaire ($a + b Q^2$). Nous obtenons

$$\begin{aligned} \text{pour tous } z : \quad a &= 0,171 \pm 0,007 & b &= (7,1 \pm 2,8)10^{-4} \\ \text{pour } z > 0,2 : \quad a &= 0,238 \pm 0,028 & b &= (3,5 \pm 1)10^{-3} \end{aligned} \quad (6.16)$$



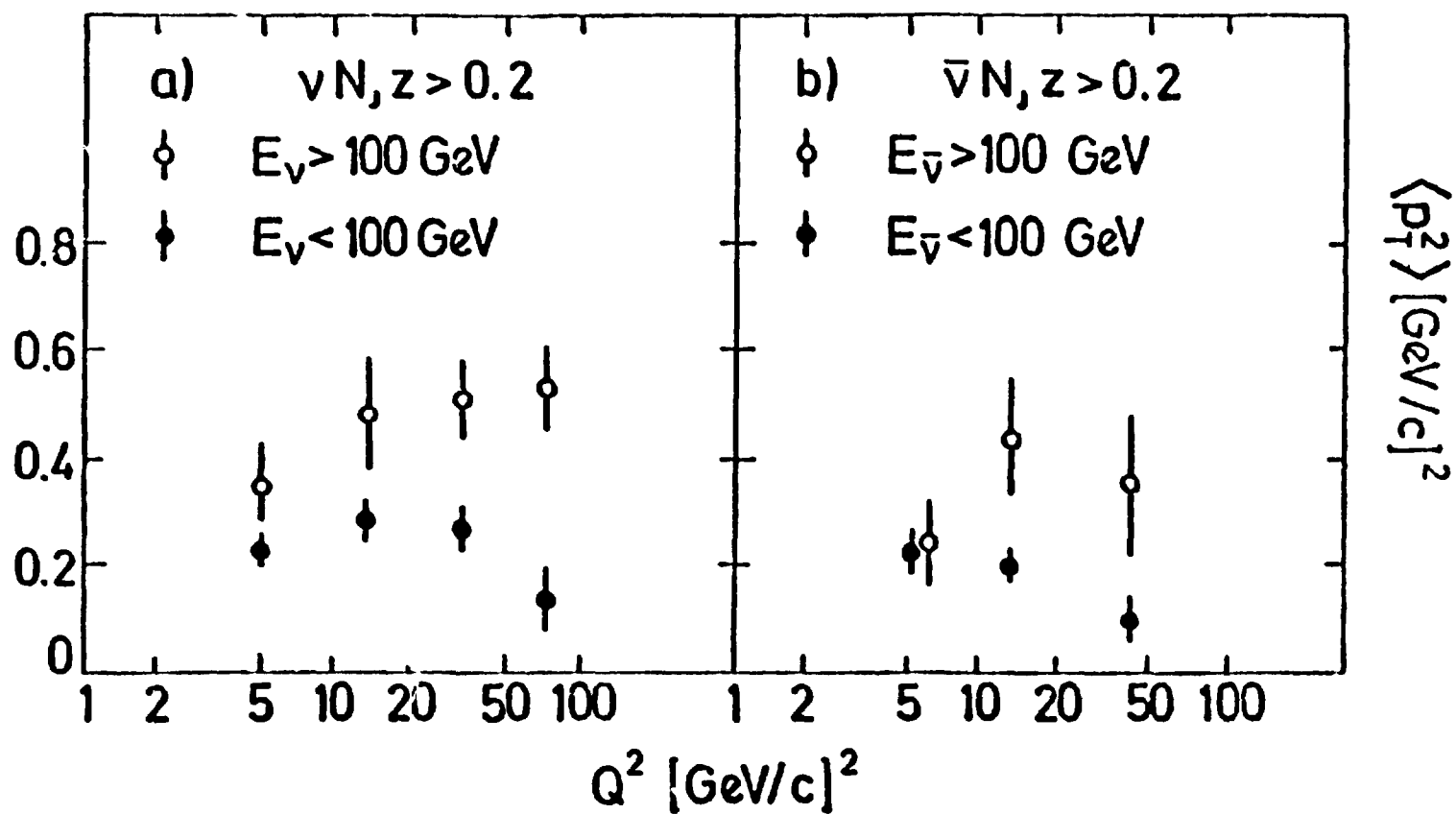
Distribution en Z des impulsions transverses moyennes

Fig. (VI.21)



Variations de $\langle p_T^2 \rangle$ avec Q^2 , avec et sans coupure en z .

Fig. (VI.22)



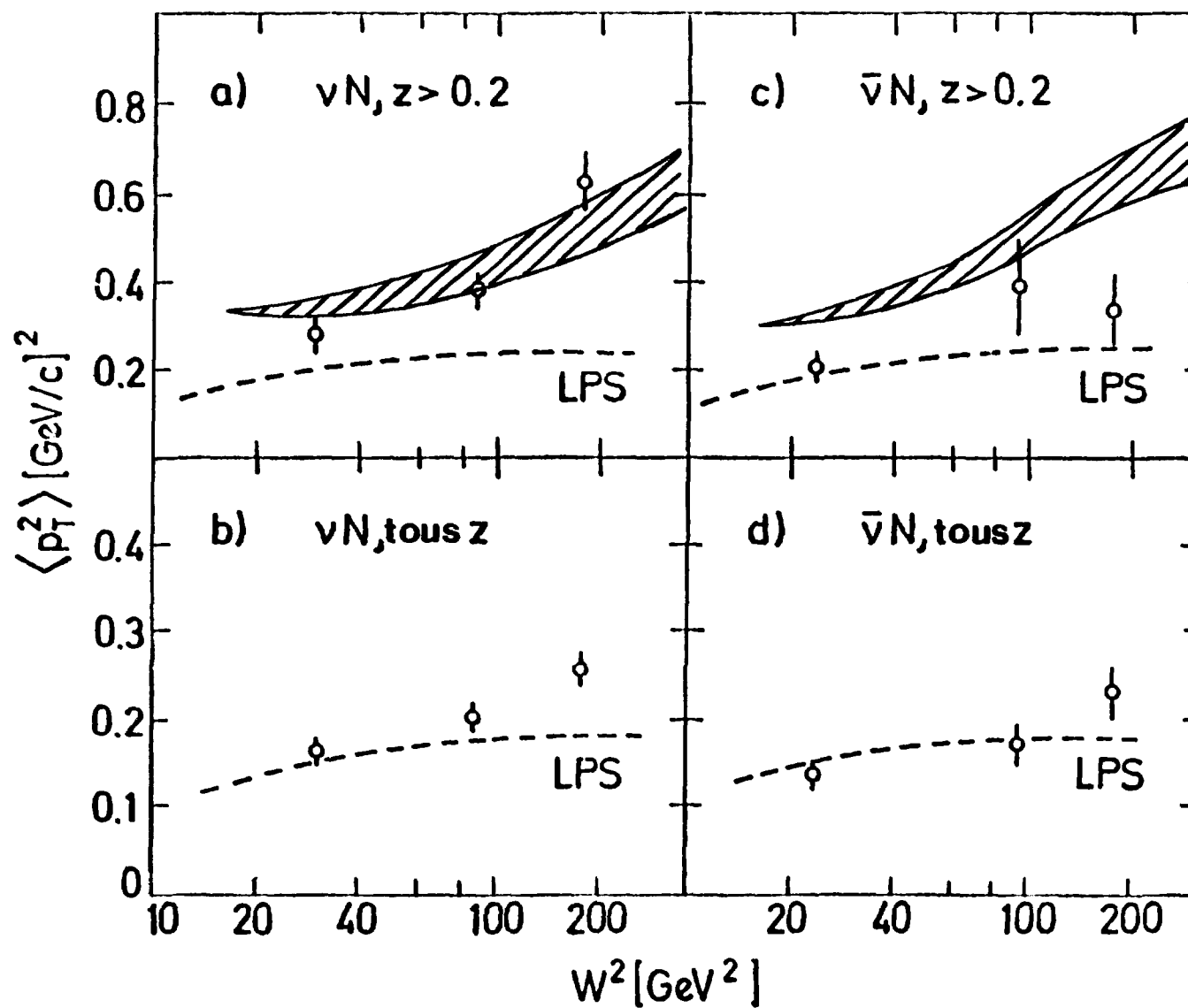
Variation des $\langle P_T^2 \rangle$ avec Q^2 , avec des coupures en z et E_ν

Fig. (VI.23)

En antineutrino, la statistique est plus faible et ne montre pas un tel effet. On peut aussi remarquer qu'en antineutrino, en raison du spectre en $(1-y)^2$ et du spectre en énergie (il y a proportionnellement trois fois plus d'événements de $\bar{\nu}_\pi$ que de $\bar{\nu}_K$, comparé aux ν_π et ν_K), la masse hadronique W est en moyenne plus faible qu'en neutrino, pour un Q^2 donné. Ceci a pour conséquence que si le même effet existe en $\bar{\nu}$, on le voit moins bien qu'en ν . On s'en rend compte en séparant les événements d'énergie totale $E(\bar{\nu})$ inférieure et supérieure à 100 GeV (Fig.VI.23) : les antineutrinos présentent alors un $\langle p_T^2 \rangle$ élevé à grand Q^2 pour $E_{\bar{\nu}} > 100$ GeV. Dans ce domaine d'énergie, les résultats neutrinos et antineutrinos sont comparables.

Le même effet est observé dans la dépendance en W^2 (Fig. VI.24) avec la même différence entre neutrinos et antineutrinos. Ces résultats prouvent l'insuffisance des deux descriptions utilisées. En QCD ces effets sont prévus [71], l'impulsion transverse supplémentaire provenant des corrections de bremsstrahlung des gluons. L'effet attendu est linéaire avec Q^2 , ce qui est qualitativement retrouvé dans nos données. Une étude plus détaillée en QCD [72] montre que la dépendance en Q^2 est fortement perturbée par la limitation en énergie, et que la variable correcte pour cette étude est W^2 . Les variations prédites pour cette variation sont en accord qualitatif avec nos données, la vitesse de variation n'étant pas prévue aussi grande que nous le trouvons (Fig.VI.24).

Notre expérience a permis l'observation d'un accroissement de la production de particules à grand moment transverse, directement corrélé à Q^2 et W^2 , dont l'origine est encore mal comprise. Les prédictions de QCD donnent la meilleure approximation de nos résultats qui ne sont pas un effet cinématique. Ces résultats attendent une confirmation par les autres expériences en cours, notamment avec une plus haute statistique.



Variations des $\langle p_T^2 \rangle$ avec W^2 , avec et sans coupure en z . Les variations prédites par QCD [ref.72] sont reportées en hachuré.

Fig. (VI.24)

VI.3. PRODUCTION DE π^0 ET DE RESONANCES.

VI.3.1. Production de π^0 .

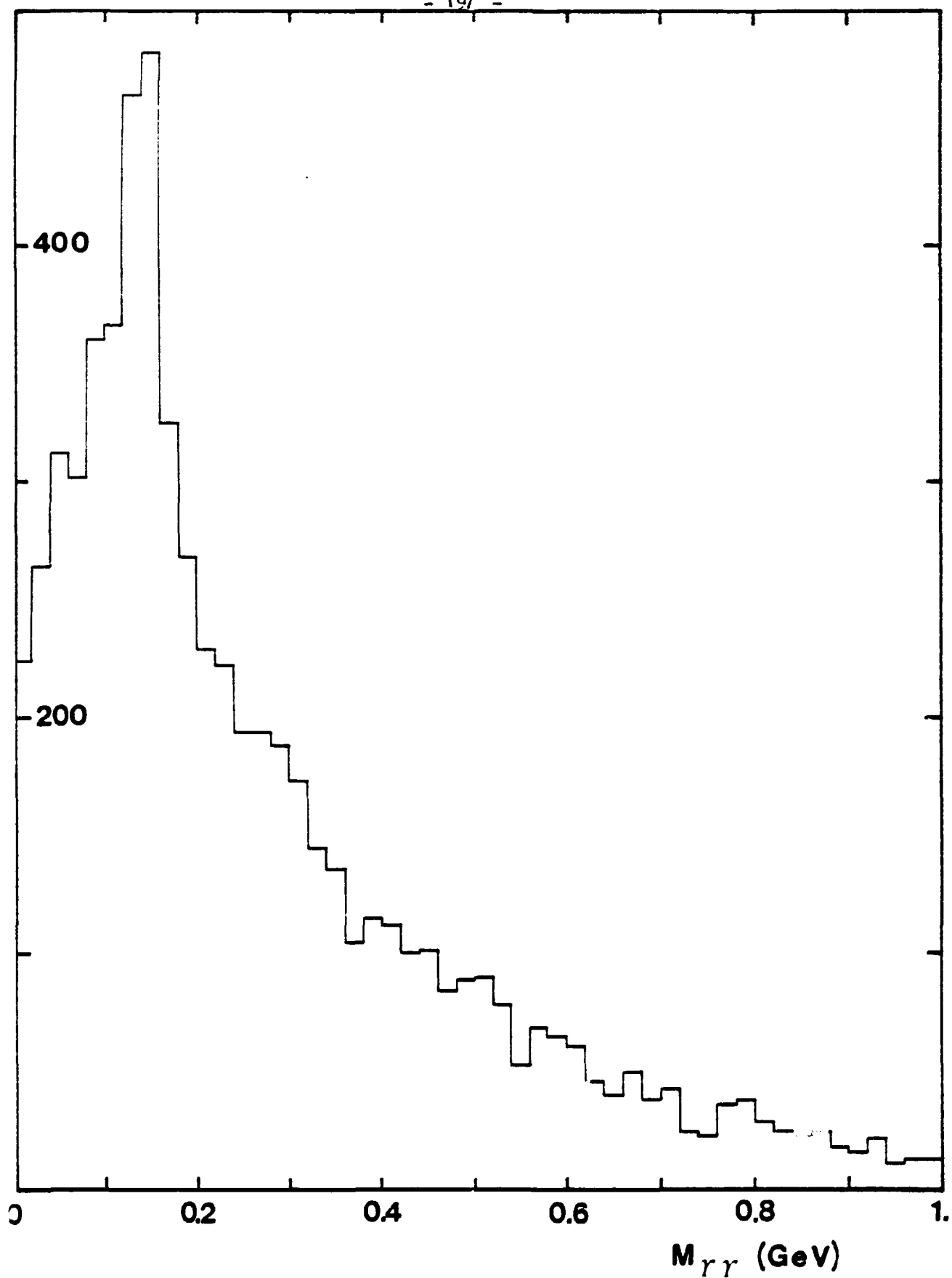
La production de π^0 a pu être étudiée grâce au liquide lourd et à sa courte longueur d'interaction (40 cm). Ce mélange a toutefois été choisi essentiellement pour avoir une cible la plus lourde possible. Cette courte longueur de radiation entraîne en effet des difficultés d'identification et de mesure qui rendent cette étude très délicate. Seules les données complémentaires prises par la suite (en 1978) permettront sans doute de clarifier les résultats, grâce à une statistique quatre fois plus élevée.

Grâce à cette longueur de radiation courte, l'efficacité de matérialisation de gammas est trouvée être de 95% par un calcul de Monte Carlo. Pour ce qui est de nos données, nous devons considérer l'efficacité de détection dans le sens "Probabilité que les deux gammas d'un π^0 soient enregistrés sur DST". Cette efficacité est beaucoup plus faible que $(0,95)^2 \simeq 0,90$, en raison de paramètres tels que la confusion des événements, l'asymétrie possible entre les γ d'un π^0 , etc ... En particulier la présence abondante de γ de bremsstrahlung rend l'identification et la mesure de γ primaires très difficiles, et augmente les fonds combinatoires, sans que les bilans en énergie soient très modifiés.

VI.3.1.a. Taux observés en π^0 .

Afin de travailler avec un lot suffisant de $\gamma\gamma$, nous utilisons ici l'ensemble des données CC + CN. La figure VI.25 montre le spectre de masse effective $\gamma\gamma$ obtenu directement à partir des données, où on ne sélectionne que les γ pointant sur le vertex primaire. Nous observons un pic à la masse du π^0 , mais aussi une forte accumulation à plus faibles masses, due essentiellement aux bremsstrahlung. Afin d'estimer le nombre de π^0 observés en corrigeant ces bremsstrahlung, nous avons utilisé deux méthodes :

- Nous pouvons réduire les fonds combinatoires en n'utilisant chaque γ que dans une paire $\gamma\gamma$. Nous définissons $\gamma = \left| \frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\Delta M_{\gamma\gamma}} \right|$ pour chaque paire, $\Delta M_{\gamma\gamma}$ étant l'erreur sur la masse effective détermi-



Spectre de mass $\gamma\gamma$, sans coupures.

Fig. (VI.25)

née à partir des erreurs de mesure $\Delta(1/p)$, $\Delta\lambda$, $\Delta\varphi$ de chaque γ . Les paires $\gamma\gamma$ sont choisies par ordre croissant de η , en éliminant systématiquement les paires ayant au moins un γ déjà choisi dans une autre paire. Le spectre de masse des combinaisons ainsi choisies (fig. VI.26) contient les "meilleurs" π^0 , et on sélectionne comme π^0 les paires dont la masse est comprise dans l'intervalle 110-160 MeV/c². Nous vérifions que cette sélection n'entraîne pas de coupure cinématique pour les π^0 : la figure VI.27 montre la distribution en $\cos\theta^*$, θ^* étant l'angle d'émission des γ par rapport à la ligne de vol du π^0 , dans le centre de masse du π^0 . Cette distribution est assez plate, les pertes à $\cos\theta^* = \pm 1$ proviennent des paires de γ très asymétriques où le moins énergétique n'a pas été pris sur DST.

Afin d'estimer le fond dans notre signal nous utilisons la distribution des masses des combinaisons rejetées : la figure VI.26b montre cette distribution, les combinaisons manquantes autour de la masse du π^0 donnent une estimation du nombre de "faux" π^0 sélectionnés.

Cette méthode nous donne 800 combinaisons sélectionnées pour 180 ± 40 de fond, ce qui conduit à une multiplicité globale de $0,34 \pm 0,03$ π^0 observé et reconstruit par événement.

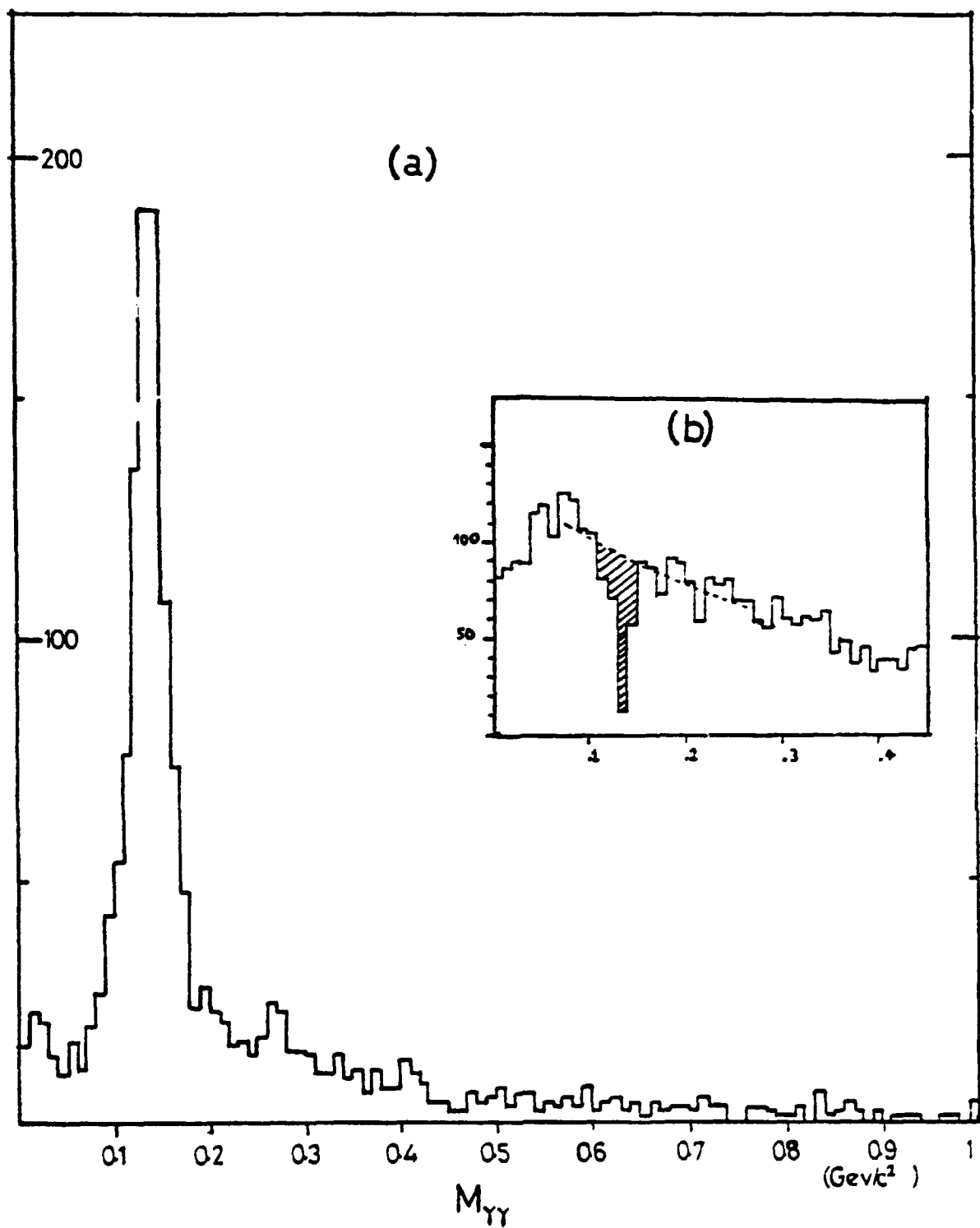
- La deuxième méthode consiste à rejeter les γ de bremsstrahlung par une coupure angulaire. Les gammas dont les lignes de vol font un angle θ (figure VI.28) tel que $\cos\theta > 0,999$ ($\theta < 44,7$ mrad) sont considérés comme bremsstrahlung l'un de l'autre, le plus loin est rejeté. La figure VI.29 montre le spectre de masse obtenu après cette coupure, où l'on voit une forte réduction du nombre de combinaisons de faible masse. Cette coupure a l'inconvénient d'avoir un effet cinématique car elle élimine des vrais π^0 de haute énergie : si P_1 et P_2 sont les impulsions des deux γ , nous avons :

$$M_{\gamma\gamma}^2 \leq P_1 P_2 \theta^2 \quad (6.17)$$

et la coupure $\cos\theta < 0,999$ entraîne que l'on rejette des π^0 tels que :

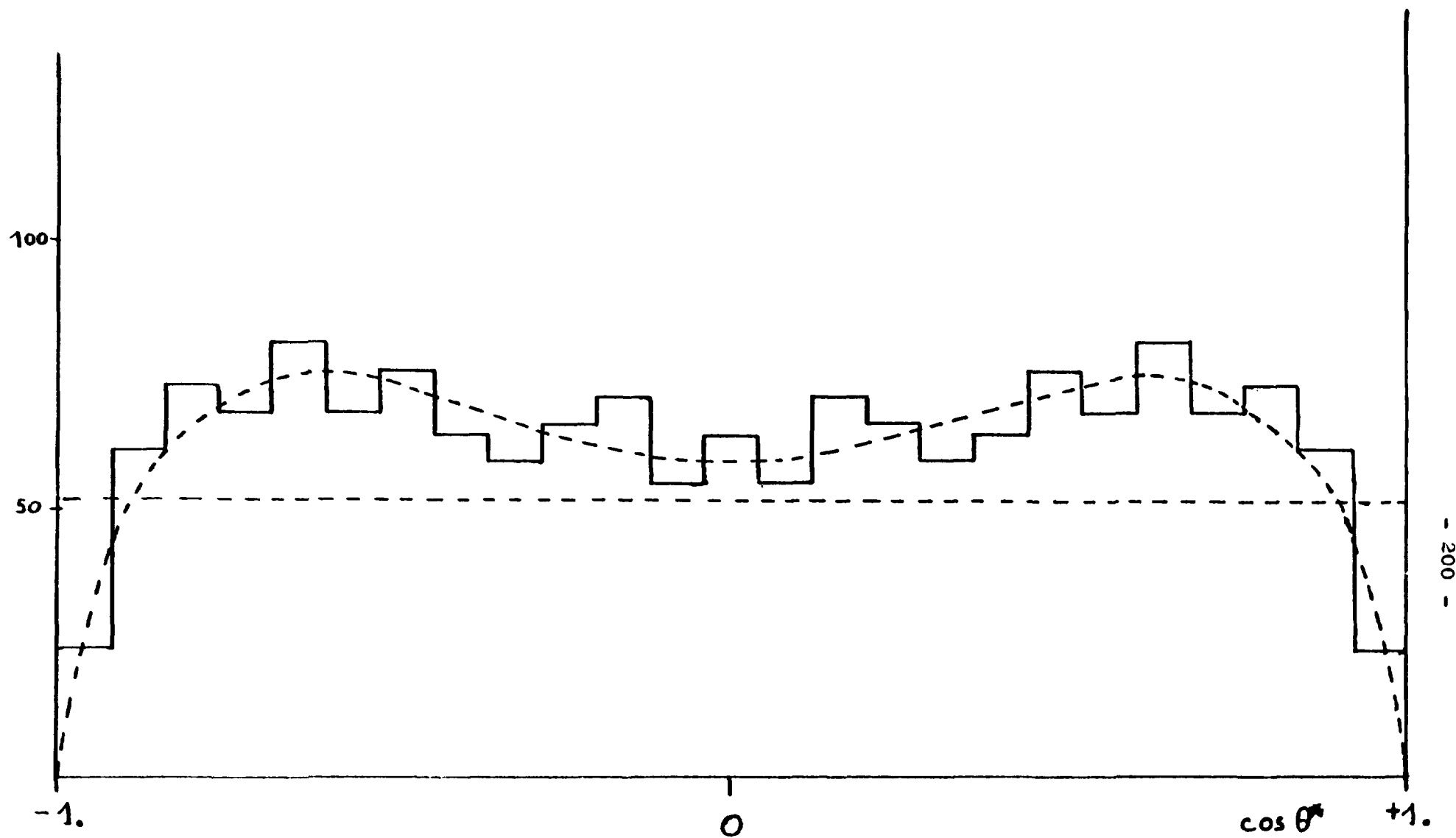
$$P_1 P_2 \geq 9,11 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (6.18)$$

Cette coupure élimine donc des π^0 de grande énergie, souvent mal mesurés. Cela introduit un biais dans les spectres de masses, mais permet



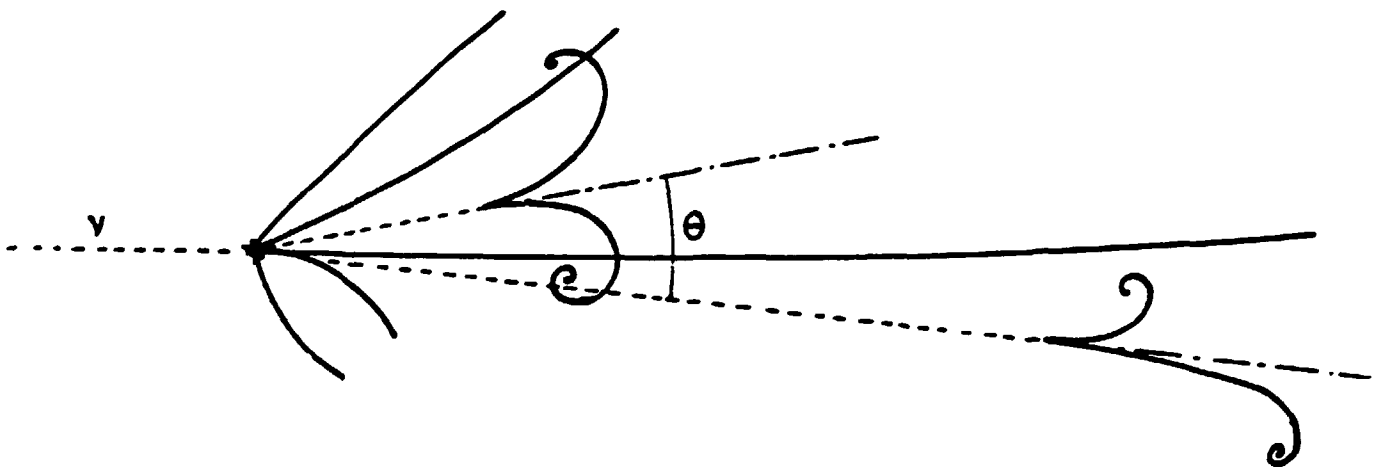
- a) Spectre de masse $\gamma\gamma$ des combinaisons sélectionnées
b) distribution des masses des paires non sélectionnées.
la zone hachurée donne une estimation du fond en a).

Fig. (VI.26)



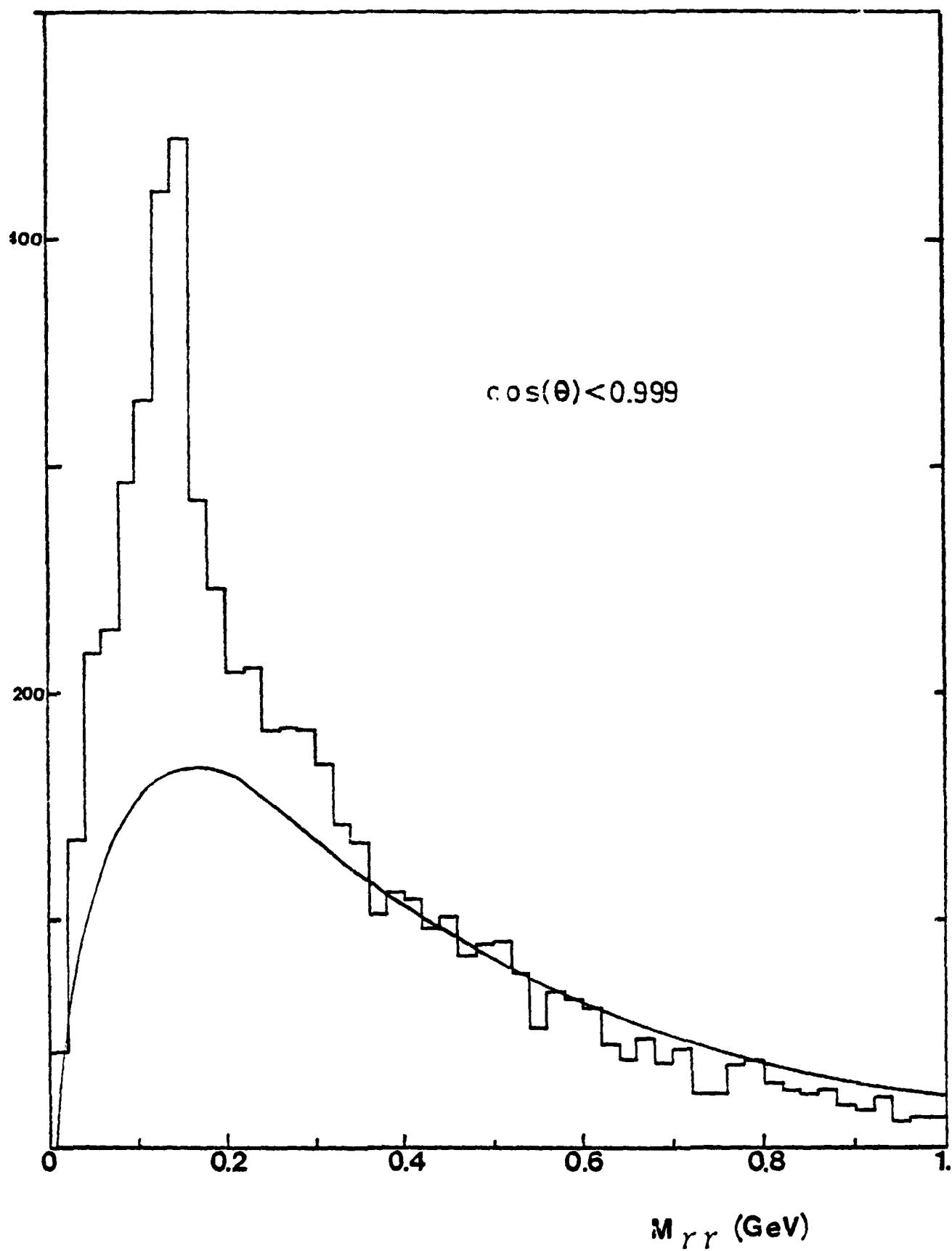
Distribution en $\cos \theta^*$ des paires $\gamma \gamma$ sélectionnées. Les pertes à ± 1 proviennent des π^0 très asymétriques qui ne sont pas reconstruits.

Fig. (VI.27)



Définition de l'angle θ entre les lignes de vol de deux gammas.

Fig. (VI.28)



Spectre de masse $M_{\gamma\gamma}$ obtenu après coupure $\cos \theta < 0.999$. Le fond combinatoire est normalisé aux combinaisons au-delà de 200 MeV.

aussi d'améliorer la résolution dans les spectres utilisant les π^0 . Cette coupure n'affecte cependant que peu de combinaisons (environ 5%) et les résultats que l'on obtient avec cette méthode sont tout à fait comparables avec ceux de la méthode précédente.

Le fond pour ce spectre a été obtenu par Monte Carlo en combinant de façon aléatoire les gammas de deux événements différents. Un calcul par le programme complet de Monte Carlo ayant les caractéristiques du LPS décrites précédemment donne un résultat identique. Ce fond est reporté dans la figure VI.29.

Cette méthode nous donne un signal de 1035 combinaisons dans l'intervalle 110-160 MeV/c², pour un fond de 420 combinaisons, soit une multiplicité globale de $0,37 \pm 0,02 \pi^0$ observé et reconstruit par événement, ce qui est compatible avec le résultat de la première méthode.

VI.3.1.b. Efficacité de détection des gammas.

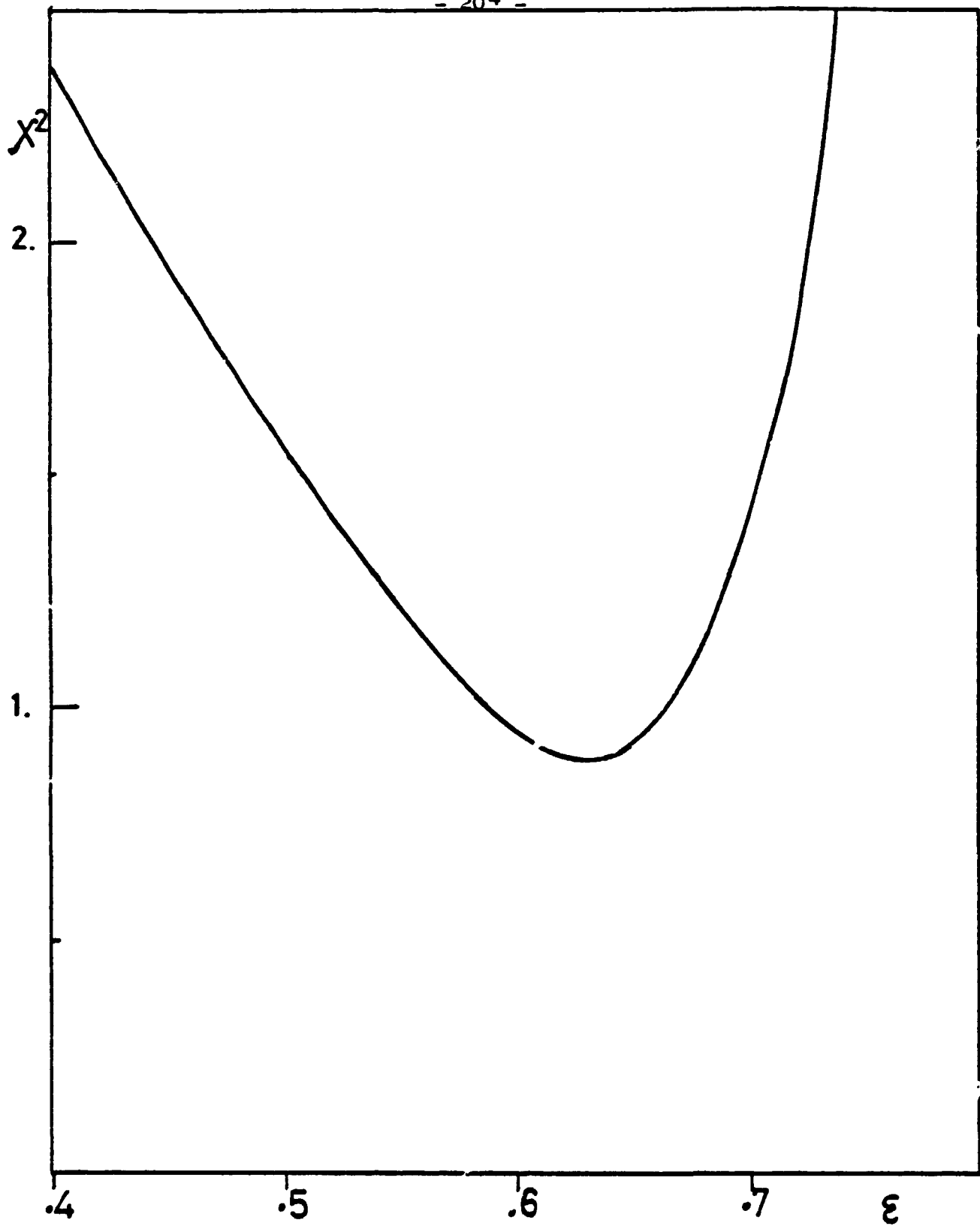
Nous cherchons à déterminer une efficacité globale, nettement inférieure à l'efficacité de détection physique en raison des problèmes de confusion et du rejet de γ de faible énergie au milieu des gerbes très énergiques. Pour cela nous avons utilisé la distribution en multiplicité des γ dans nos données. Cette distribution a été ajustée par une distribution en multiplicité de π^0 , pour différentes efficacités globales ε_R^γ , avec les hypothèses simples suivantes :

- la seule source de gammas vient des π^0
- l'efficacité ε_R^γ est la même pour toutes les impulsions P_γ et dans tous les événements.

Pour un ε_R^γ donné on obtient un χ^2 de l'ajustement. La figure VI.30 montre la variation de ce χ^2 avec ε_R^γ . Le minimum donne la meilleure estimation de ε_R^γ :

$$\varepsilon_R^\gamma = 0,61 \quad (6.19)$$

Cette estimation est assez grossière car elle ne tient pas compte des variations de ε avec l'énergie, les multiplicités, et surtout la présence abondante de bremsstrahlung entraîne que le χ^2 varie très lentement avec ε_R^γ . Aussi, plutôt que d'estimer l'erreur sur ε_R^γ par la cour-



Variations du χ^2 avec ξ pour l'ajustement de la multiplicité observée en γ .

Fig. (VI.30)

be du κ^2 , nous l'avons estimée en faisant des ajustements dans différentes tranches d'énergie, ce qui entraîne des variations sur ε_R^{γ} de l'ordre de 10%. L'erreur venant des autres sources, surtout bremsstrahlung, est inconnue.

Notre résultat est vérifié par le calcul du Monte Carlo dans lequel il faut introduire une efficacité de détection des γ pour reproduire les pertes d'énergies observées dans nos données. Une efficacité de 60% permet de retrouver le facteur correctif 1,20 sur l'énergie hadronique, alors que l'efficacité maximale de 95% ne donne qu'un facteur 1,10. Cela nous permet d'utiliser comme efficacité :

$$\varepsilon_R^{\gamma} \simeq 0,60 \pm 0,05 \quad (6.20)$$

L'efficacité de détection des π^0 sera donc, globalement, de l'ordre de $0,36 \pm 0,06$.

VI.3.1.c. Taux de production de π^0 .

La combinaison des résultats énoncés permet de chiffrer la multiplicité moyenne réelle en π^0 , à $1,0 \pm 0,2 \pi^0$ par événement. Ce chiffre est comparable à celui obtenu en chambre à bulles à Fermilab [73] en antineutrinos. Ce chiffre reste faible cependant devant les multiplicités moyennes observées pour les π chargés :

$$\begin{aligned} \langle n_{\pi^+} \rangle &= 3,26 \\ \langle n_{\pi^-} \rangle &= 2,04 \end{aligned} \quad (6.21)$$

Un certain nombre de pertes ont été recensées, qui montrent que ce chiffre est une limite inférieure. Ces pertes n'affectent que l'étude des π^0 , et non les autres résultats physiques. Les seules études possibles sur les π^0 sont les études exclusives, qui sont limitées par la statistique insuffisante. Les données supplémentaires permettront de mieux traiter ce sujet.

VI.3.2. Recherche de production de résonances mésoniques.

Cette étude ne concerne que les événements CC, soit 1080 événements. Pour cette recherche toutes les traces non identifiées comme proton par l'ionisation sont considérées comme des pions.

VI.3.2.a. Spectre $\pi^+\pi^-$.

La figure VI.31 montre le spectre de masse effective $\pi^+\pi^-$. Cette distribution présente un épaulement dans la région de masse du ρ^0 . Ce signal apparaît plus nettement si l'on se limite aux événements à faible W , Q^2 ou multiplicités : la figure VI.32 montre ce spectre pour $n_{\pi^+} \leq 7$.

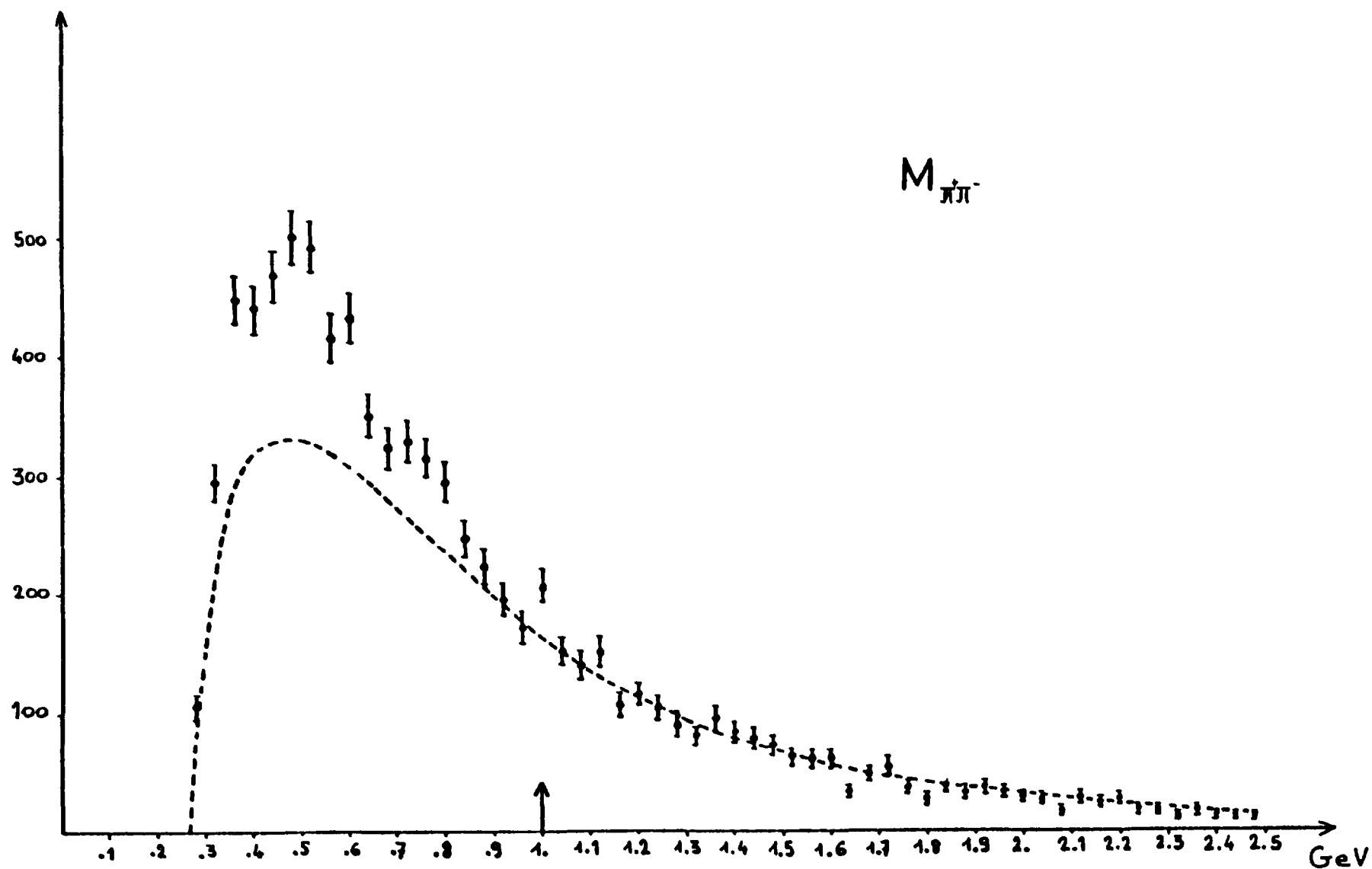
L'estimation du fond reporté dans la figure VI.31 a été faite en combinant des π^+ et π^- d'événements différents. Le Monte Carlo LPS donne également un fond semblable. Nous voyons clairement apparaître un signal de ρ au-dessus du fond, ainsi qu'un excès encore plus net à basse masse autour de 550 MeV. Cette deuxième bosse est interprétée, au moins partiellement, comme une réflexion de la désintégration :

$$\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (6.22)$$

Le signal du ρ^0 obtenu est de 323 combinaisons, ce qui donne, par ajustement d'une courbe Breit et Wigner, le taux de production :

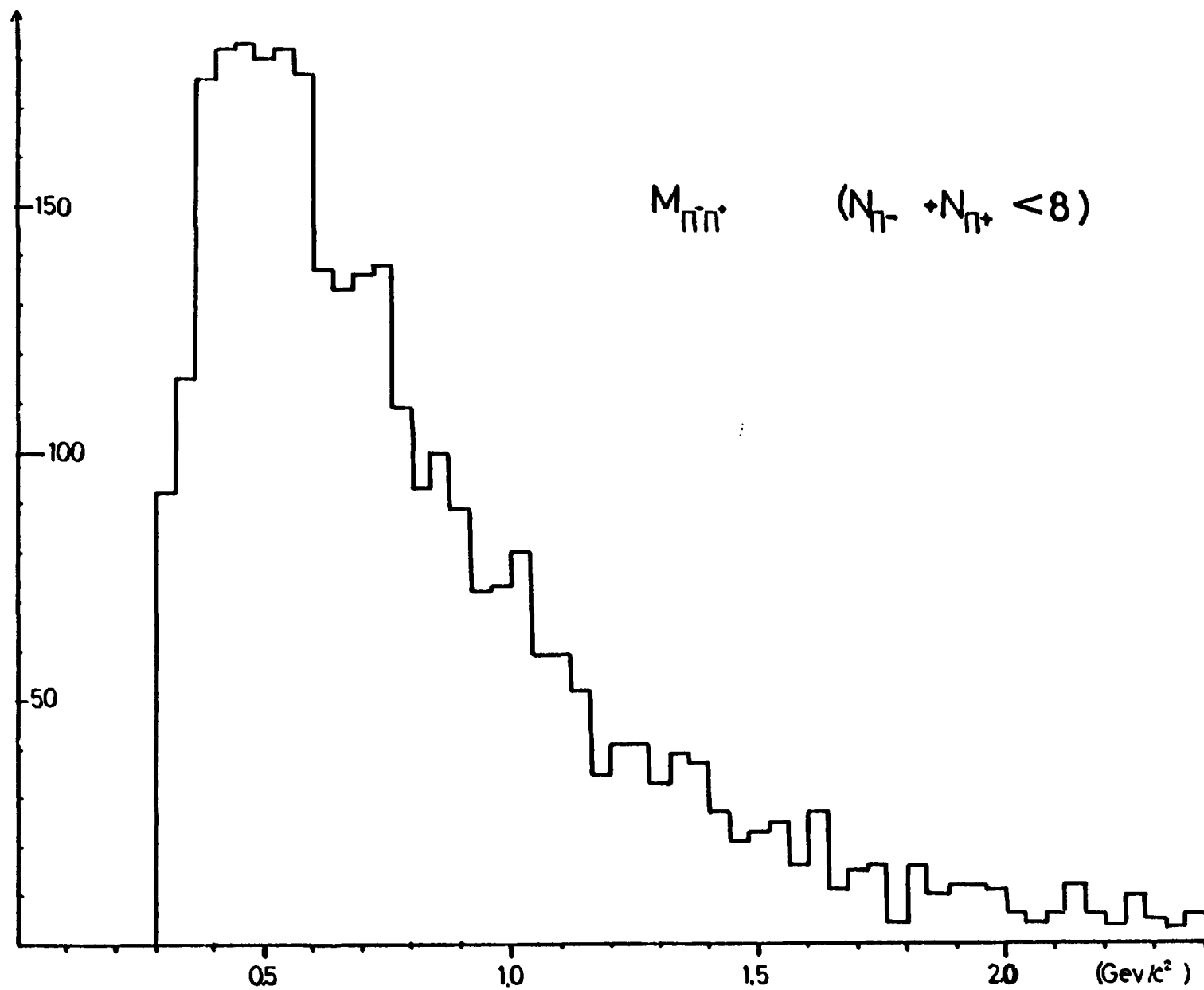
$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^-\rho^0 X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} = 0,46 \pm 0,06 \quad (6.23)$$

En raison du faible rapport signal/bruit $\simeq 0,25$, nous ne pouvons donner qu'un taux de production inclusif, sans distributions angulaires. Nous ne pouvons donc rien dire sur le mécanisme de production du ρ^0 .



Spectre de masse $\pi^+\pi^-$ pour tous les événements cc. La flèche indique le point au-delà duquel le fond est normalisé.

Fig. (VI.31)



Spectre de masse $\pi^+\pi^-$ pour les événements de faible multiplicité

Fig. (VI.32)

VI.3.2.b. Spectres $\pi^0\pi^+$, $\pi^0\pi^-$, $\pi^0\pi^+\pi^-$.

Les spectres présentés utilisent les π^0 sélectionnés par la deuxième méthode, qui permettent d'obtenir une meilleure résolution globale. Les résultats ne diffèrent cependant pas, au point de vue taux, si l'on utilise la première.

- Recherche de $\rho^\pm$.

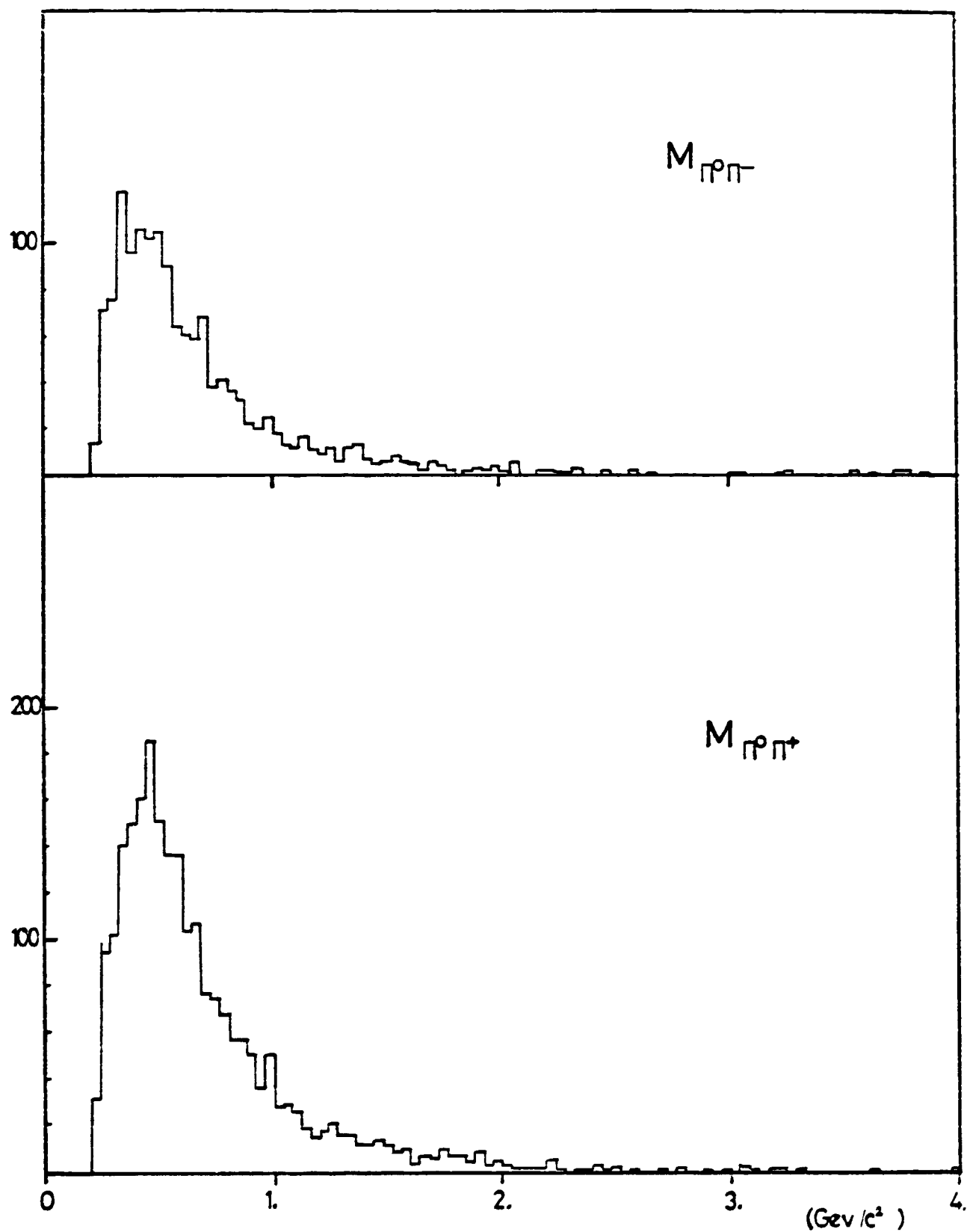
Les spectres $\pi^0\pi^+$ et $\pi^0\pi^-$ (fig. VI.33) ne montrent pas de signal net, mais les statistiques en jeu ne permettent pas de conclure. Ces résonances ont été vues en production diffractive neutrino en hydrogène [74]. Si l'on admet leur présence, des hypothèses extrêmes sur le fond conduisent à admettre le taux :

$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \rho^\pm \mu^\mp X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^\mp X)} \simeq 0,2 \pm 0,2 \quad (6.24)$$

L'étude du fond est en effet très délicate car la réflexion de $1'\omega^0$, jointe aux erreurs de mesure des π^0 , élargissent celui-ci considérablement.

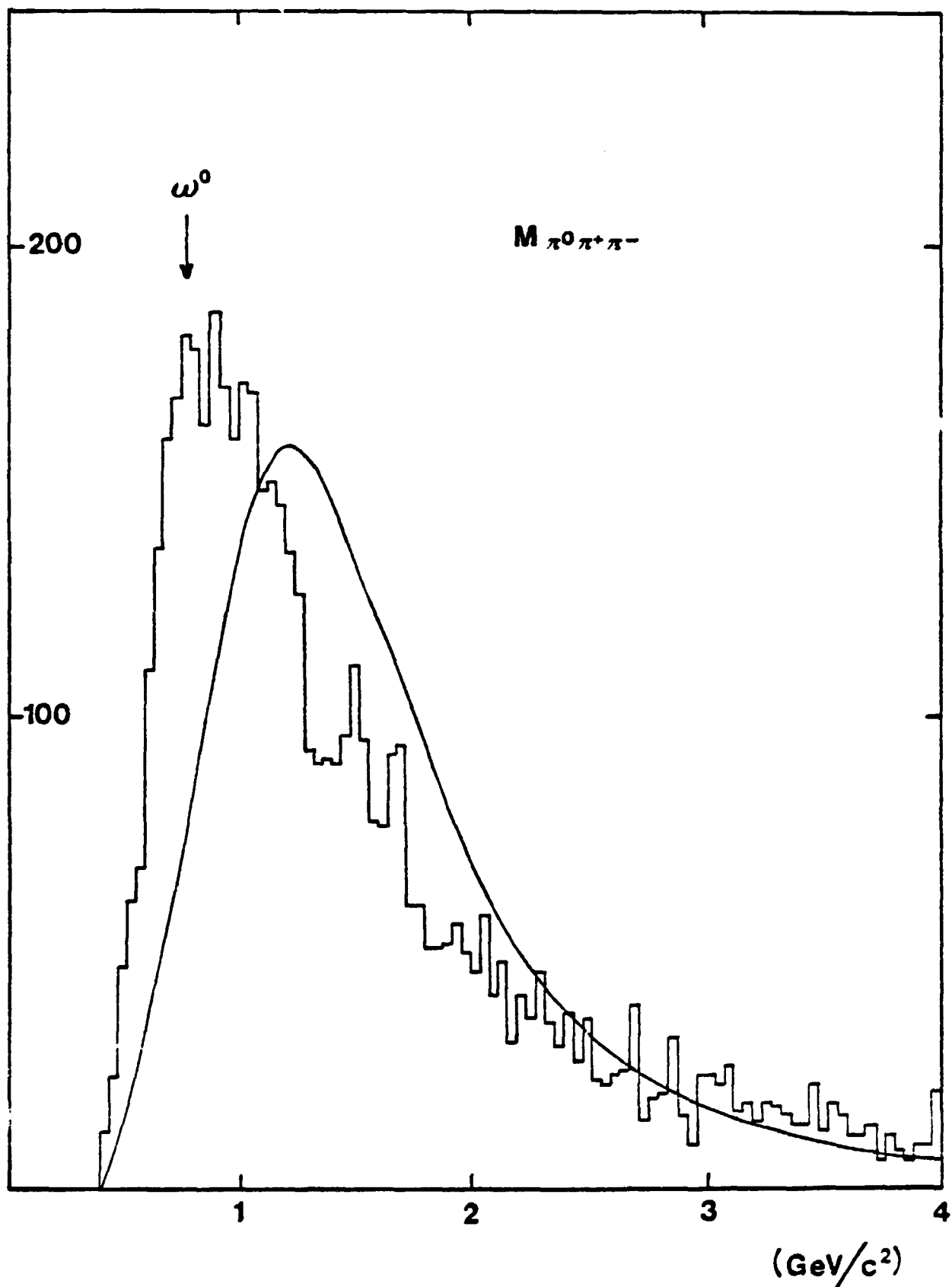
- Recherche de ω^0 .

Le spectre de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ (figure VI.34) montre une accumulation autour de la masse de $1'\omega^0$. Un pic apparaît mieux si l'on se restreint aux faibles W ($W < 5$ GeV, fig. VI.35). Dans le spectre global nous observons uniquement un élargissement du maximum du spectre. Le pic attendu pour $1'\omega^0$ se trouve vers le sommet de l'espace de phase, lui-même difficile à évaluer, les méthodes précédemment décrites ne permettent pas d'obtenir une statistique suffisante (dans le cas des combinaisons de traces d'événements différents) ou ne tenant pas compte des corrélations possibles de deux pions (Méthode du Monte Carlo LPS). Le seul résultat convergent est que le maximum de l'espace de phase se situe autour de 1,2 GeV, ce qui montre clairement une accumulation dans notre spectre dans la zone 0,6 - 1,0 GeV. Une estimation à partir des fonds obtenus fournit, si toutes les combinaisons en excédents sont des ω^0 :

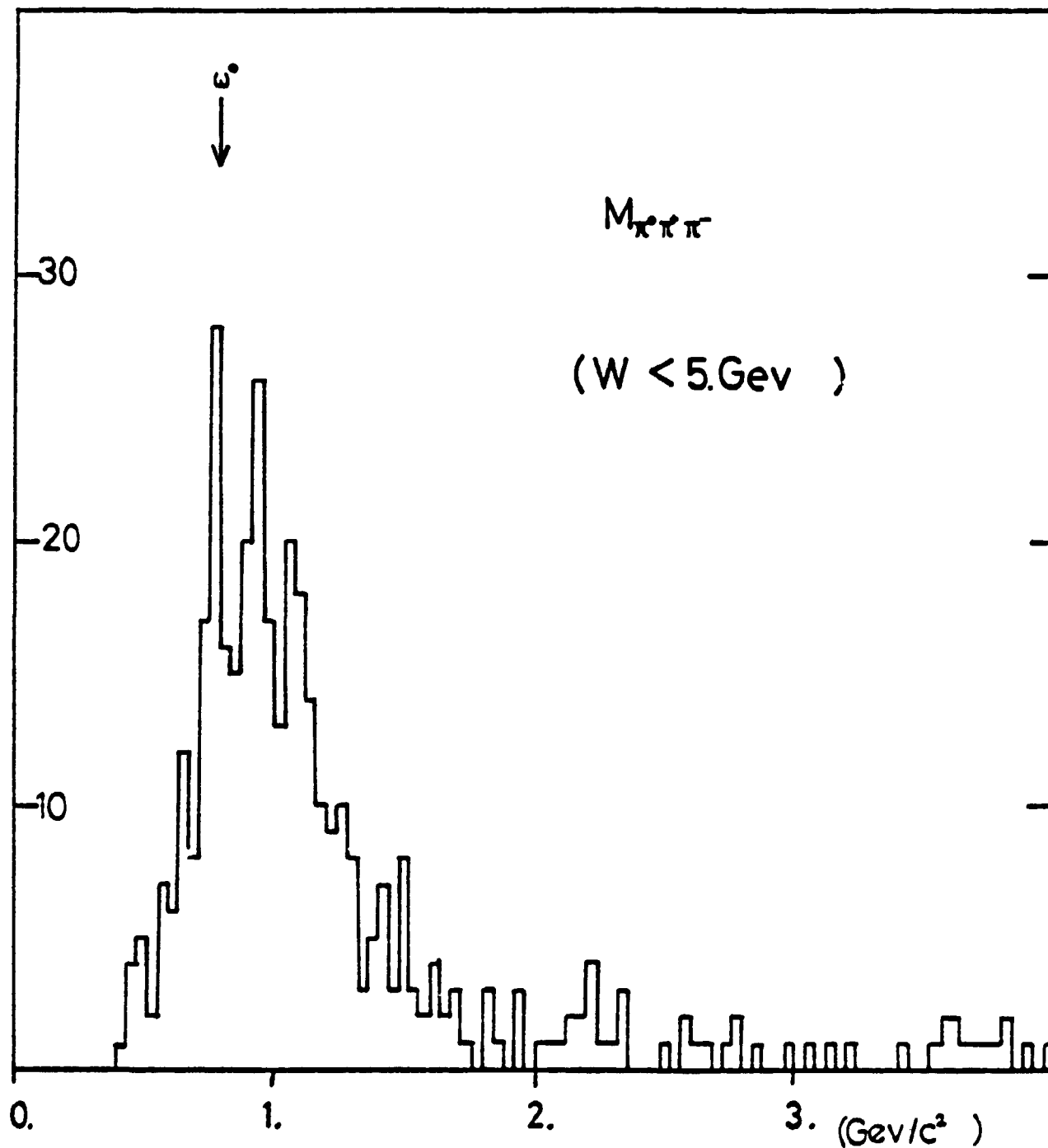


Spectres de masse $\pi^0\pi^-$ et $\pi^0\pi^+$

Fig. (VI.33)



Spectre de masse $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ pour tous les événements. La courbe représente le fond décorrélé normalisé au-delà de 0,8 GeV.



Spectre de masse $\pi^0\pi^+\pi^-$ pour les événements de mesure hadronique inférieure à $5 \text{ GeV}/c^2$. Le pic visible à l'emplacement de l' ω^0 est plus important que dans le spectre sans coupures.

Fig. (VI.35)

$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- \omega^0 X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} \simeq 1,2 \pm 0,6 \quad (6.25)$$

Cette estimation maximale, approximative, dépend très fortement du fond utilisé. Nous pouvons vérifier ce taux à partir du spectre $\pi^+\pi^-$. Si l'on admet que l'ensemble des 1100 combinaisons en excès dans la zone de masse 350-650 MeV viennent des désintégrations de ω^0 , cela nous fournit un taux de production maximum de l'ordre de 1 ω^0 par événement. Ce taux est compatible avec la précédente détermination et fournit donc un bon ordre de grandeur pour la production de ω^0 .

Ces résultats montrent que la production de résonances mésoniques en neutrino est relativement abondante. Ceci est très utile pour l'explication d'une partie des trimuons observés en neutrinos [75]. Ces résultats sont en accord avec les hypothèses de Feynmann et Field sur la fragmentation des quarks [68], mais demandent une étude plus détaillée afin de mettre en évidence les processus de production, ce qui n'est pas accessible à nos données.

CONCLUSION

L'étude présentée dans cette thèse couvre une grande partie de la physique expérimentale du neutrino : l'étude des sections efficaces à courants chargés et à courants neutres est venue confirmer les résultats précédemment acquis. Les fonctions de structure du nucléon ont été étudiées dans le cadre de la théorie chromodynamique quantique (QCD), et en fournissent des vérifications acceptables. L'étude détaillée de la gerbe hadronique, plus spécifique aux chambres à bulles, confirme le modèle du charme et a permis des ébauches de théorie sur la fragmentation des quarks.

Tous ces sujets peuvent être étudiés plus en détail dans des expériences spécifiques, et quelques sujets n'ont pas été abordés dans cette étude, la chambre à bulles ne le permettant pas : dimuons de même signe, trimuons. Après les expériences de Fermilab (HPWF, CITF, chambre à bulles de 15 pieds) qui ont initié la physique du neutrino à haute énergie, les expériences du CERN (BEBC, CDHS, GGM (SPS)) ont considérablement clarifié la situation tout en permettant une première vérification expérimentale de QCD. Après ces premiers résultats, publiés rapidement (moins de deux ans après le début des expériences), nous sommes dans une période d'études plus approfondies, et plus précises, mais la confirmation des résultats ne viendra que lorsque l'on disposera de faisceaux d'encore plus haute énergie. En attendant la physique du neutrino offre de nombreux sujets d'études, et la chambre à bulles reste un outil précieux pour celles-ci. En particulier dans l'étude de la fragmentation des quarks, qui demande maintenant une statistique élevée pour être comparée aux prédictions de QCD, la chambre à bulles reste indispensable.

L'expérience BEBC - faisceau $\bar{\nu}$ à bande étroite a permis un démarrage "en flèche" de la physique du neutrino au SPS en chambre à bulles. Cette chambre à bulles continue de fournir des résultats et depuis l'arrêt de Gargamelle, représente un outil important et indispensable pour la physique du neutrino dans les prochaines années.

Appendice A

FACTEURS DE FORME ELASTIQUES.

$$F_2(Q^2) = \frac{1}{2} \left[\lambda^2 F_A^2 + \frac{1 + \beta^2 Q^2 / 4M^2}{1 + Q^2 / 4M^2} F_V^2 \right]$$

$$2xF_1(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2} \left[\lambda^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2} \right) F_A^2 + \frac{\beta^2 Q^2}{4M^2} F_V^2 \right]$$

$$xF_3(Q^2) = \lambda \beta F_A F_V .$$

On prend $\lambda = \frac{G_A}{G_V} = 1,22$

$$\beta = \mu_p - \mu_n = 4,71$$

$$F_V = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71} \right)^{-2} \quad F_A = \left(1 + \frac{Q^2}{0,90} \right)^{-2} , \text{ facteurs de forme du dipôle.}$$

Appendice B

FORME DES MOMENTS -DE F_3 AU-DELA DU PREMIER ORDRE EN QCD.

$$M_3(1, q^2) = 3(1 - \alpha_S/\pi + \dots)$$

$$M_3(3, q^2) = \frac{C}{[\ln q^2/\Lambda^2]^{0,617}} \left[1 + \frac{\alpha_S}{4\pi} (18,7 - 6,4(1 + \ln \ln(q^2/\Lambda^2)) + \dots \right]$$

$$M_3(5, q^2) = \frac{C'}{[\ln q^2/\Lambda^2]^{0,899}} \left[1 + \frac{\alpha_S}{4\pi} (31,9 - 6,4(1 + \ln \ln(q^2/\Lambda^2)) + \dots \right] .$$

Appendice C

PARAMETRES DU DEVELOPPEMENT DES MOMENTS DE NACHTMAN DE F_2 :

$$A_N = (d^+ - d^{NS}) / (d^+ - d^-)$$

$$B_N = d^{QG} / (d^+ - d^-)$$

$$d^{NS} = \frac{4}{(33-2m)} \left[1 - \frac{2}{N(N+1)} + 4 \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right]$$

$$d^{GG} = \frac{2m}{33-2m} + \frac{9}{33-2m} \left[\frac{1}{3} - \frac{4}{N(N-1)} - \frac{4}{(N+1)(N+2)} + 4 \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right]$$

$$d^{GQ} = \frac{-8(N^2 + N + 2)}{(33-2m)N(N^2-1)}$$

$$d^{QG} = \frac{-6m(N^2 + N + 2)}{(33-2m)N(N+1)(N+2)}$$

$$d^{\left(\frac{-}{+}\right)} = \frac{1}{2} \left[d^{NS} + d^{GG} \left(\frac{-}{+}\right) \sqrt{(d^{NS} - d^{GG})^2 + d^{GQ} d^{QG}} \right]$$

REFERENCES

- [1] J.D. BJORKEN et S.D. DRELL, Relativistic Quantum Mechanics, Mc-Graw-Hill, Inc. New-York, 1964.
- [2] G. KÄLLEN, Elementary Particle Physics, Addison-Wesley Publ.C° Inc., Reading, Mass., 1964.
- [3] A. SALAM and J.G. WARD, Phys. Lett. 13 (1964) 168.
S. WEINBERG, Phys. Lett. 19 (1967) 1264.
A. SALAM, Elementary Particle Theory, Ed. N. Svartholm, Almquist and Forlag, Stockholm, 1968, p. 367.
- [4] G. t'HOOFT, Nucl. Phys. B35 (1971) 167.
G. t'HOOFT and M.T. VELTMAN, Nucl. Phys. B44 (1973) 189.
- [5] F.J. HASERT et al., GGM collaboration, Phys. Lett. B46 (1973) 138.
F.J. HASERT et al., GGM collaboration, Phys. Lett. B46 (1973) 121.
- [6] S.L. GLASHOW, J. ILIOUPOULOS, L. MAIANI, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [7] J.J. AUBERT et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.
J.E. AUGUSTIN et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
C. BACCI et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1408.
- [8] Comptes rendus Conférence de Tokyo, 1978.
- [9] J.D. BJORKEN, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [10] J.I. FRIEDMAN and H.W. KENDALL, Ann. Rev. Nucl. Science, 22 (1972) 203.

- [11] T. EICHTEEN et al., GGM collaboration, Phys. Lett. B46 (1973) 281.
D.H. PERKINS, Proc. SLAC Conf. on lepton and photon interactions,
1975.
- [12] E. BLOOM and F. GILMAN, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1140.
- [13] R.E. TAYLOR, Proc. 1975 Stanford Conf.
H.L. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1450.
H.L. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 4.
E.M. RIORDAN et al., SLAC-PUB-1634, 1975.
- [14] H. DEDEN et al., GGM collaboration, Nucl. Phys. B85 (1975) 269.
- [15] C.G. CALLAN and D.J. GROSS, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156.
- [16] D.J. GROSS and C.H. LLEWELLYN-SMITH, Nucl. Phys. B14 (1969) 337.
- [17] D.H. PERKINS, P. SCHREINER and W.G. SCOTT, Phys. Lett. B67
(1977) 347.
- [18] H.D. POLITZER, Phys. Rep. 14C (1974) 129.
H. GEORGI and H.D. POLITZER, Phys. Rev. D9 (1974) 416.
D.J. GROSS and F. WILCZEK, Phys. Rev. D8 (1973) 3633.
D.J. GROSS and F. WILCZEK, Phys. Rev. D9 (1974) 980.
- [19] A. De RUJULA, H. GEORGI and H.D. POLITZER, Ann. of Phys. 103
(1977) 315.
H. GEORGI and H.D. POLITZER, Phys. Rev. D14 (1976) 1329.
O. NACHTMANN, Nucl. Phys. B63 (1973) 237.
O. NACHTMANN, Nucl. Phys. B78 (1974) 455.
- [20] I. HINCHLIFFE and C.H. LLEWELLYN-SMITH, Nucl. Phys. B128
(1977) 93.
- [21] Rapport WANF (West Area Neutrino Facilities), CERN.
J. MAY, G. SIGURDSSON, G. STEFANINI, CERN/BEBC/BUG 77-7 (1977).
- [22] H. WACHSMUTH, Programme de calcul du faisceau neutrino - CERN.
- [23] BEBC User's Handbook - CERN.
- [24] Y. SACQUIN, B. PICHARD, B. ROTHAN, A. GRANT, L. PAPE, Rapport
Saclay-DPhPE 76-19 (1976).

- [25] A. GRANT, CERN/DPhII/Beam 73-2.
M. ADERHOLZ, R. BOCK, H. BURMEISTER, A. GRANT, CERN/DPhII/Beam 73-4.
A. GRANT and L. PAPE, CERN/DPhII/Beam 74-3.
L. PAPE and B. TALLINI, CERN/DPhII/Beam 74-6.
- [26] A. GRANT, Nucl. Inst. and Meth. 131 (1975) 167.
- [27] C. BRAND, R.C.A. BROWN, E. CHESI, H. FOETH, A. GILGRASS,
H.I. HILKE, D.A. JACOBS, P. LAZEYRAS and Y. SACQUIN, Nucl.
Instr. and Meth. 136 (1976) 485.
R. BEUSELINCK, R.C.A. BROWN, E. CHESI, P.M. FERRAN, H. FOETH,
A. GILGRASS, H.J. HILKE, D.A. JACOBS, P. LAZEYRAS, Y. SACQUIN
and M.E.J. WIGMANS, Nucl. Inst. and Meth. 154 (1978) 445.
- [28] E. CHESI, P.M. FERRAN, H. FOETH and D.A. JACOBS, CERN/EF/Beam 77-2.
- [29] M. BOURDINAUD et al., Comptes rendus "Oxford Conference on com-
puter scanning", vol. 1 (1974) p. 321 et p. 339.
- [30] GEOM-TEAM, heavy liquid geometry program for BEBC, CERN, 1977.
- [31] J.M. BRUNET, G. POULARD, B. TALLINI, rapport Saclay-DPhPE 72-7;
Rapport CERN/ECFA/72/4.
- [32] H. KLEIN, L. PAPE; USHEMI, THIRA, Hydra application library, CERN.
- [33] G. MYATT, CERN/ECFA/72/4, 117.
- [34] P.C. BOSETTI et al., ABCLOS collaboration, Phys. Lett. 70B
(1977) 273.
- [35] P.C. BOSETTI et al., ABCLOS collaboration, Phys. Lett. 76B
(1978) 505.
- [36] P. LIMON et al., Nucl. Instr. and Meth., 116 (1974) 317.
B.C. BARISH et al., Caltech report CALT. 68-611.
- [37] B.C. BARISH et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1595.
- [38] J.G.H. De GROOT et al., Zeitschrift für Physik, C1 (1979) 143.
- [39] D. HAIDT, CERN.

- [40] A.J. BURAS et K.J.F. GAEMERS, Nucl. Phys. B132 (1978) 249.
A.J. BURAS et K.J.F. GAEMERS, Phys. Lett. 71B (1977) 106.
- [41] M. HOLDER et al., Phys. Lett. 71B (1977) 222.
- [42] S. MERRITT et al., Phys. Rev. D17 (1978) 2199.
- [43] P. WANDERER et al., Phys. Rev. D17 (1978) 1679.
- [44] J. BLIETSCHAU et al., Nucl. Phys. B118 (1977) 218.
- [45] P.E. BAIRD et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 798.
- [46] L.L. LEWIS et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 795.
- [47] C.Y. PRESCOTT et al., Phys. Lett. 77B (1978) 347.
- [48] R. CONTI et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 343.
- [49] I. HINCHLIFFE, Oxford preprint 60/77.
- [50] P.C. BOSETTI et al., ABCLOS collaboration, Nucl. Phys. B142
(1978) 1.
- [51] T. EICHTEIN et al., Phys. Lett. 46B (1973) 274.
Références 11 et 14 .
- [52] A. De RUJULA, R. PETRONZIO, A. SAVOY-NAVARRO,
Nucl. Phys. B154 (1979) 394.
- [53] A.J. BURAS, Nucl. Phys. B125 (1977) 125.
- [54] D.H. PERKINS, Introduction to high energy Physics, Addison-
Wesley, Reading, Mass. (1972) p. 205.
- [55] J.M. CORNWALL and R.E. NORTON, Phys. Rev. 177 (1969) 2584.
- [56] Rapport jaune CERN-78-02, p. 12.
H. FRITZSCH, Physica Scripta 20 (1979) 265.
- [57] H.L. ANDERSON, H.S. MATIS and L.C. MYRIANTHOPOULOS,
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1061.
- [58] J.G.H. De GROOT et al., Phys. Lett. 82B (1979) 292.

- [59] P.C. BOSETTI et al., ABCLOS collaboration, Phys. Lett. 73B (1978) 380.
- [60] A. BENVENUTTI et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1975) 419.
B.C. BARISH et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 939.
- [61] A. PAIS and S. TREIMAN, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1206.
- [62] R.B. PALMER, Comptes rendus de la 13ème rencontre de Moriond, session leptonique (1978) p. 361.
- [63] P.C. BOSETTI et al., ABCLOS collaboration, Nucl. Phys. B149 (1979) 13.
- [64] R.P. FEYNMAN, "Photon-hadron Interactions", Benjamin, New-York (1972).
- [65] U.P. SUKHATME, Comptes rendus de la 13ème rencontre de Moriond, session leptonique (1978) p. 433.
- [66] I. COHEN et al., Preprint DESY 77-71.
J.M. SCARR et al., Preprint DESY 77-66.
- [67] R. BANDELIK et al., Phys. Lett. 67B (1977) 358.
- [68] R.D. FIELD and R.P. FEYNMAN, Phys. Rev. D15 (1977) 2590.
R.D. FIELD and R.P. FEYNMAN, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
R.P. FEYNMAN, R.D. FIELD and G.C. FOX, Nucl. Phys. B128 (1977) 1.
- [69] Ce Monte-Carlo a été développé par V.J. Stenger (Univ. d'Hawaï) à partir d'un programme élaboré par J. Van der Velde (Univ. de Michigan). Il a été adapté à BEBC, pour les calculs de bruit de fond, par M. Bloch (Saclay).
- [70] M. BARDADIN-OTWINCWSKA et al., Comptes Rendus de la Conférence de Sieme sur les particules élémentaires, vol. 1 (1963) 628.
- [71] H. POLITZER, Harvard preprint HUTP-77/A038 (1977).
- [72] P. MAZZANTI, R. ODORICO, V. ROBERTO, Phys. Lett. 81B (1979) 219.
- [73] V.V. AMOSOV et al., Nuovo Cimento 51A (1979) 539.

- [74] J. BELL et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1226.
- [75] T. HANSL et al., Phys. Lett. 77B (1978) 114.
M. HOLDER et al., Phys. Lett. 70B (1977) 393.
A. BENVENUTTI et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1110.
B.C. BARISH et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 577.

Manuscrit reçu le 18 janvier 1980

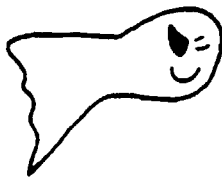
REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans cette thèse sont le fruit de la collaboration ABCLOS, dont je remercie tous les membres. Je tiens à remercier plus spécialement l'équipe de Saclay dans cette collaboration, avec laquelle j'ai eu plaisir à travailler : V. Barruzzi, M. Bloch, M. De Beer, W. Hart, D. Vignaud, et plus particulièrement B. Tallini pour son aide dynamique et compétente dans la rédaction de ce travail. Mes remerciements vont également aux équipes de dépouillement et de mesure dont la qualité du travail a permis d'obtenir les résultats présentés.

Je remercie enfin Madame Ulma pour le soin qu'elle a pris à tracer de nombreuses figures, Mesdames Lebey, Bonguet et Frassati pour l'excellente frappe du texte.



UNE PARTICULE
FASCINANTE,
SENSIBLE À LA
FORCE FAIBLE
MAIS À AUCUNE
AUTRE FORCE,
C'EST LE
NEUTRINO.



Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)