

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081145

THESE

présentée

A L'U.E.R. DE SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE CAEN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel LOUVEL

DIFFUSIONS ELASTIQUES K^-n et K^-p DANS LES COLLISIONS K^- DEUTERIUM
ENTRE 1.2 ET 2.2 GeV/c

MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

ANALYSE EN ONDES PARTIELLES

Soutenue le 25 mai 1977

JURY:

CERN LIBRARIES, GENEVA

- MM. A. ASTIER, Professeur
Université de Paris VI
- M. FERRO-LUZZI, Physicien
CERN, Genève, Suisse
- P. BAILLON, Physicien
CERN, Genève, Suisse
- J.L. COJAN, Professeur
Université de Caen
- F. LEFEBVRES, Maître de Conférences
Université de Caen
- J. SEGUINOT, Maître de Recherche
Université de Caen

(ii)

PERSONNEL ENSEIGNANT INSCRIT
A L'U.E.R. DE SCIENCES

M. MOREAU	Professeur Honoraire, Doyen Honoraire
Mme WALTER-LEVY	Professeur Honoraire
M. DANGEARD	Professeur Honoraire
M. SCHERER	Professeur Honoraire
M. CAMPBELL Robert	Professeur (Mécanique)
Mme LEROUX	Maître de Conférences Honoraire
M. CHAUVINEAU	Maître de Conférences Honoraire
M. ROCHE Claude (Directeur de l'UER)	Professeur sans chaire (Mathématiques)
M. LOZAC'H Noël (Directeur ENSCC)	Professeur (Chimie), Doyen Honoraire
M. BERNARD Maurice	Professeur (Chimie Minérale), Doyen Honoraire
M. SIGNORET Jacques	Professeur (Embryologie), Doyen Honoraire
M. APERY Roger	Professeur (Mathématiques Pures)
M. VIALLE Jean	Professeur (Chimie)
M. COJAN Jean-Louis	Professeur (Physique)
M. PHAM Daniel	Professeur (Mathématiques Appliquées)
M. MONIER Jean-Claude	Professeur (Minéralogie)
M. ROMANET René	Professeur (Chimie Générale)
M. BINET Paul	Professeur (Biologie Végétale)
M. BARRAT Jean-Pierre	Professeur (Physique)
M. DESCHANVRES Alfred	Professeur (Chimie)
M. THUILLIER André	Professeur (Chimie)
Mlle DELAVault Hugnette	Professeur (Mathématiques) ENSEEC
M. MARGERIE Jean	Professeur (Physique)
M. LEROUX Jean-Pierre	Professeur (Physique) IUT
Mlle DEMEUSY Noëlle	Professeur (Biologie)
M. FORTINI André	Professeur (Electronique)
M. ALLAIS Gérard	Professeur (Physique)
Mme BLANCHETON Eliane	Professeur (Mathématiques)
M. NOLLIER Yves	Professeur (Chimie)
M. KAUFFMANN Jacques	Professeur sans chaire (Physiologie Bactérienne)
M. DOGUET Gaston	Professeur sans chaire (Biologie Végétale)
M. LEGROS Roger	Professeur sans chaire (Physique)
M. HERVE Charles	Professeur sans chaire (Mécanique Appliquée)
Mme GRANDDET Marthe	Professeur sans chaire (Mathématiques)
M. BRAILLON Bernard	Professeur sans chaire (Chimie)
M. GLUCK Gilbert	Professeur sans chaire (Physique)
M. CORNET Daniel	Professeur sans chaire (Chimie Minérale)
M. BENARD Francis	Professeur sans chaire (Biologie-Ecologie)
M. SAUSSEY Michel	Professeur sans chaire (Zoologie)
M. ZVENIGOROSKY Alexandre (Dir. ENSEEC)	Professeur sans chaire (Physique)
M. RAVEAU Bernard	Professeur sans chaire (Chimie)
M. ROBERT Pierre	Maître de Conférences (Mathématiques)
Mlle SEXER Nicole	Maître de Conférences (Physique) ENSEEC
M. MARTIN Jacques	Maître de Conférences (Physique)
M. LE HIR Jean-François	Maître de Conférences (Physique Appliquée) ENSEEC
Mme BARRAT Mircille	Maître de Conférences (Physique)
M. BERTIN Etienne	Maître de Conférences (Mathématiques)
M. RIOULT Philippe	Maître de Conférences (Chimie) IUT
M. NOEL Yves	Maître de Conférences (Chimie)
M. CHEVALIER Michel	Maître de Conférences (Mathématiques)
M. LEHMAN Eric	Maître de Conférences (Mathématiques)
M. LECLUSE Yves	Maître de Conférences (Physique Appliquée) ENSEEC
M. COROLLEUR Christian	Maître de Conférences (Chimie)
M. LEFEBVRES François	Maître de Conférences (Physique Corpusculaire)
M. HELLEGOUARCH Yves	Maître de Conférences (Mathématiques)
M. BOUTIBONNE Philippe	Maître de Conférences (Biologie)
M. LANIEPCE Bernard	Chargé d'Enseignement (Physique)

TABLE DES MATIERES

Chapitre	
1. INTRODUCTION	1
2. PROCEDURE EXPERIMENTALE	4
2.1 Méthode	4
2.2 Le dispositif expérimental	7
2.3 Le faisceau	10
2.4 Les chambres proportionnelles	12
2.5 Le détecteur de neutrons	15
2.6 L'électronique	19
3. ANALYSE DES DONNEES	21
3.1 Géométrie	21
3.2 Mesure de l'impulsion des particules diffusées	22
3.3 Détection des neutrons	24
3.4 Reconstruction des événements	26
4. SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES	31
4.1 Efficacité du détecteur de neutrons	32
4.2 Acceptance	33
4.3 Corrections et normalisation	36
4.4 Calcul des sections efficaces différentielles - résultat	41
5. CORRECTIONS DEUTERIUM	43
5.1 Introduction	43
5.2 Formalisme	44
5.3 Résultats	54
6. ANALYSE EN ONDES PARTIELLES	56
6.1 Méthode	56
6.2 Formalisme	58
6.3 Résultats	60

7. CONCLUSION	64
APPENDICE A	65
APPENDICE B	68
APPENDICE C	70
Remerciements	72
Références	74
Tableaux	76
Légende des figures	93
Figures	

1. INTRODUCTION

La diffusion élastique des mésons K négatifs sur le proton ou le neutron d'une cible de deutérium a été étudiée à six moments incidents également répartis entre 1,2 et 2,2 GeV/c. Les sections efficaces différentielles ont été mesurées sur l'intervalle du cosinus de l'angle de diffusion dans le centre de masse compris entre -0,8 et +0,8. Le but de l'expérience était la mesure des distributions angulaires de la réaction $\bar{K}n \rightarrow \bar{K}n$ qui a lieu dans un état pur de spin isotopique $I = 1$. Les résultats de la réaction $\bar{K}p \rightarrow \bar{K}p$ permettent, par comparaison avec les mesures effectuées sur une cible d'hydrogène, une vérification de la méthode utilisée pour l'analyse de la diffusion sur le neutron.

La connaissance actuelle des résonances baryoniques $Y^*(\Lambda, \Sigma)$ d'étrangeté $S = -1$ est loin d'être satisfaisante. Les principales résonances qui sont données dans le tableau I ont été établies par la plupart des analyses et ont leurs paramètres bien déterminés: masse, largeur, spin, parité, isospin, rapport de branchement en deux ou plusieurs corps. Par contre, des résonances qui ne sont pas dominantes ont des caractéristiques, et parfois même leur évidence, qui varient beaucoup d'une analyse à l'autre. Ces différences ne proviennent pas seulement de la méthode utilisée mais aussi, et surtout, de l'insuffisance quantitative et qualitative des données. Les analyses les plus récentes et les plus ambitieuses qui traitent simultanément les trois canaux $\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N$, $\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$, $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$ avec un formalisme à énergie indépendante [1] ou une paramétrisation de la matrice K [2, 3], ne sont pas convaincantes. D'autre part, l'évolution lente des résultats depuis les premières analyses [4, 5] est principalement due à l'absence de nouvelles données dans les canaux les plus difficiles à mesurer expérimentalement; par exemple, les sections efficaces différentielles $\bar{K}n$, \bar{K}^0p ou la mesure de la polarisation \bar{K}^0n .

L'analyse la plus récente a été effectuée à énergie dépendante [6] et tient compte des trois canaux $\bar{K}N$, $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$. La statistique des données est améliorée par rapport aux analyses précédemment mentionnées et le domaine d'énergie, qui varie entre 1480 et 2170 MeV, est plus étendu. Les données proviennent d'expériences réalisées en chambre à bulles pour ce qui

concerne les canaux $\Lambda^0 \pi^0$, $\Sigma^0 \pi^0$, $\Sigma^\pm \pi^\pm$, $\bar{K}^0 n$. Mais les principales sources de données sont les expériences de compteurs qui permettent d'acquérir une bonne statistique pour les réactions relativement plus simples telles que les mesures de sections efficaces différentielles élastiques [7, 8], de polarisation [8, 9], de la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant [10] et surtout les mesures de sections efficaces totales $\bar{K}^- p$, $\bar{K}^- d$ [11, 12] et d'échange de charge $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ [13]. La connaissance des sections efficaces totales $\bar{K}^- p$ et $\bar{K}^- d$ détermine, en principe, les sections efficaces totales dans les états purs de spin isotopique $I = 0$ et $I = 1$. Cependant, la méthode n'est pas sans ambiguïté; on note des différences importantes autour de 650 MeV/c entre les résultats de la réf. [12] et de la réf. [14]. Il en est de même, au voisinage de 1000 MeV/c, entre ceux de la réf. [14] et ceux de la réf. [15]. La fig. 1 qui est extraite de la réf. [15], montre les sections efficaces totales dans les états purs d'isospin $I = 0$ et $I = 1$ pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 1,5 et 2,7 GeV. Les principales résonances Y^* , $\Lambda(I = 0)$ et $\Sigma(I = 1)$ sont mentionnées sur cette figure. Le tableau I, qui est extrait de "Review of Particle Properties" [16], est un état qualitatif de la situation du point de vue de l'existence, de la qualité et du mode d'observation des résonances. Par exemple, dans la bande d'énergie que nous avons explorée entre 1,8 et 2,4 GeV, parmi les dix états résonnants proposés par le "Particle Data Group" dans l'état $I = 1$, seuls deux d'entre eux, le $\Sigma(1915, 5/2^+)$ et le $\Sigma(2030, 7/2^+)$ sont bien établis.

L'expérience a donc été entreprise par l'évidente nécessité de compléter les données utilisées dans les analyses en ondes partielles du système $\bar{K}N$. Des données sur la diffusion $\bar{K}^- n$ étaient jusqu'à ce travail très rares et n'avaient apporté que peu de contraintes dans la détermination des ondes partielles et de leur dépendance avec l'énergie. Pour cette raison, le choix d'un canal dans un état pur d'isospin est particulièrement intéressant et important pour comprendre les différences entre diverses analyses.

L'expérience, qui a été réalisée à l'aide des techniques électroniques, consistait à sélectionner la réaction quasi-élastique $\bar{K}^- d \rightarrow \bar{K}^- n p_s$ en

utilisant le deutérium comme cible. p_s désigne le proton comme spectateur, puisqu'en première approximation l'amplitude de diffusion du kaon sur le neutron n'est pas modifiée par la présence du proton. Cependant, l'énergie de liaison du neutron et du proton dans le noyau (mouvement de Fermi) étale l'énergie disponible dans le centre de masse. Pour cette raison, les six valeurs choisies de l'impulsion incidente furent suffisantes pour couvrir un continuum d'énergie entre 1,8 et 2,4 GeV. Les résultats ont été groupés par bandes d'énergie de 100 MeV, suffisamment réduites pour donner une information sur la dépendance en énergie de la réaction compte tenu de la résolution en énergie de la mesure, tout en conservant une précision statistique suffisante.

Le chapitre 2 décrit la méthode et le dispositif expérimental. La méthode de reconstruction et de sélection des trajectoires est développée dans le chapitre 3. Le chapitre 4 définit la procédure de calcul de l'acceptance de l'appareillage et des sections efficaces différentielles. Le chapitre 5 est consacré aux corrections qui résultent de l'emploi du deutérium comme cible de neutrons; en particulier y sont discutées les corrections dues à la double diffusion du kaon et à l'interaction des deux nucléons après la diffusion K^-n . Enfin, les résultats d'une analyse en ondes partielles qui incluent nos données, sont montrés et comparés dans le dernier chapitre à ceux d'une analyse similaire [17] du système $\bar{K}N$ effectuée à énergie dépendante.

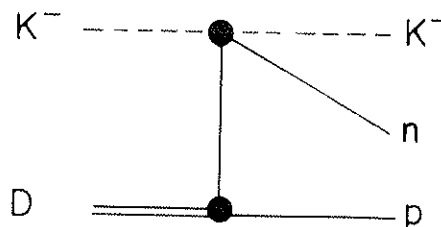
2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

2.1 Méthode

Le but de l'expérience est de mesurer les sections efficaces différentielles élastiques $\bar{K} n \rightarrow \bar{K} n$, en focalisant un faisceau de mésons \bar{K} sur une cible de deutérium liquide et en sélectionnant les diffusions "quasi-élastiques"



Cette réaction est décrite au premier ordre par le diagramme:



Le nucléon virtuel étant proche de sa couche de masse, nous considérerons en première approximation que la diffusion a lieu sur un nucléon libre. Pour que le proton soit défini comme spectateur, il faut que son impulsion soit inférieure à celle du neutron et qu'elle ne dépasse pas 80 MeV/c. Dans le cas de cette expérience, ces conditions impliquent qu'aucune particule chargée détectable accompagne le kaon diffusé.

Pour compléter l'identification et mesurer la réaction (a), nous déterminons le vecteur impulsion du kaon après diffusion ainsi que la direction du neutron de recul. L'impulsion du kaon incident étant connue par l'optique du faisceau, nous pouvons calculer les paramètres cinématiques de la réaction par une détermination "sans contrainte", si aucune particule supplémentaire, chargée ou neutre, n'a été émise dans l'interaction.

Pour séparer la réaction du fond inélastique, la méthode expérimentale consiste par conséquent:

- (a) à rechercher les interactions dans lesquelles une particule chargée est émise de la cible, dans l'angle solide sous-tendu par les détecteurs associés à un spectromètre magnétique, et

- (b) à certifier qu'aucune autre particule chargée ou neutre, ni rayon γ , n'ont été émis dans l'angle solide complémentaire.

Les détecteurs de la "branche chargée" sont des Compteurs Proportionnels Multifils (CPM), placés de part et d'autre de l'aimant du spectromètre magnétique, qui permettent une mesure spatiale des trajectoires et, à posteriori, la réjection des événements inélastiques multitraces. La mesure de la déflexion de la trajectoire dans l'aimant détermine l'impulsion de la particule et la sélection de sa charge. Des CPM montés dans la branche incidente donnent la direction de la particule avant l'interaction. Les trajectoires du kaon ainsi reconstituées de part et d'autre de la cible, définissent le vertex de la réaction. La cible est entourée d'un système de compteurs à scintillation en anticoïncidence pour éliminer les particules chargées et les rayons γ des réactions inélastiques, ou les réactions élastiques qui sont en dehors de l'acceptance du spectromètre. Le proton spectateur n'a pas une énergie suffisante pour atteindre ces compteurs. Le neutron de recul est détecté au moyen de chambres à étincelles placées le long de sa direction d'émission, entre lesquelles sont intercalés des convertisseurs (plaques d'acier ou de polyéthylène) où le neutron, lorsqu'il interagit, génère parfois une particule chargée suffisamment énergétique pour traverser une ou plusieurs chambres. A partir de l'origine de cette trace secondaire, on détermine la direction du neutron. L'événement est alors complètement déterminé.

La fréquence des événements de la réaction (a) est beaucoup plus faible que la capacité d'acquisition de données du dispositif expérimental. Pour cette raison, nous avons enregistré simultanément les données relatives à la diffusion

$$\bar{K}^- d \rightarrow \bar{K}^- p n_s, \quad (b)$$

où n_s est le neutron spectateur. Cette mesure est semblable à la précédente en ce qui concerne la détection des kaons incident et diffusé. Les chambres à étincelles de la "branche neutre" ne sont pas utilisées. La trajectoire du proton est reconstruite au moyen de deux CPM placés

devant le détecteur de neutrons. Cette réaction nous donne la meilleure possibilité de tester la validité des corrections qui sont appliquées pour tenir compte du fait que le nucléon cible est lié à l'intérieur de l'atome, et non au repos. Une comparaison entre les résultats obtenus et les mesures effectuées sur hydrogène [7,8] fournit une vérification directe de l'ensemble de la procédure expérimentale. L'utilisation d'un spectromètre magnétique évite toute confusion entre le kaon négatif diffusé et le proton de recul. De cette façon, contrairement à certaines expériences, il n'y a pas de zone d'ambiguïté cinématique. Les acceptances de l'aimant et du détecteur de neutrons réduisent de façon considérable l'angle solide de détection. Ils imposent pour couvrir le domaine angulaire mesurable, six positions géométriques différentes avec un recouvrement suffisant entre elles, pour uniformiser l'acceptance et faciliter les tests de cohérence de la normalisation entre mesures.

Vers l'avant, il devient impossible de séparer la diffusion sur le proton de la diffusion sur le neutron. Vers l'arrière, la limitation est expérimentale; le taux d'événements devient trop faible pour l'intensité disponible du faisceau incident.

En pratique, pour couvrir le domaine d'énergie possible, la procédure expérimentale a consisté à prendre des données pour chacune des six configurations géométriques, à six valeurs d'impulsion des K^- incidents, entre 1,2 et 2,2 GeV/c. Ceci représente un total de 36 conditions d'enregistrement pour chacune des deux réactions. Le nombre moyen d'événements enregistrés, du type (a) ou du type (b), suivant l'impulsion du faisceau incident et l'angle de diffusion est donné dans le tableau II.

La détermination des sections efficaces de la réaction (a) dépend directement de l'efficacité du détecteur de neutrons. Elle varie avec l'énergie des neutrons, et elle est fonction de la nature des convertisseurs et de leur épaisseur, de l'efficacité de fonctionnement des chambres à étincelles et des critères utilisés pour identifier une interaction neutron-noyau. L'efficacité de détection ne peut pas être estimée avec suffisamment de précision par une simulation du type Monte-Carlo. Pour cette raison, nous avons préféré une mesure expérimentale en comparant

les taux d'événements de la réaction (a) avec et sans détection du neutron. Due au mouvement de Fermi du neutron cible, cette procédure ne donne qu'une estimation moyenne de l'efficacité de détection, puisque l'énergie du neutron est calculée en supposant la réaction élastique sur un neutron au repos. Pour améliorer la signification statistique d'une telle comparaison, nous avons enregistré un nombre dix fois plus important d'événements du type



pris spécialement pour la calibration, aux mêmes valeurs des impulsions incidentes et pour chaque position géométrique du spectromètre. Les résultats des mesures d'efficacité en π et en K sont compatibles compte tenu de la précision statistique.

2.2 Le dispositif expérimental

L'expérience a été effectuée dans un faisceau partiellement séparé du synchrotron à protons (PS) du CERN. La fig. 2 montre le dispositif expérimental. Pour un angle θ_k de l'axe du spectromètre avec la direction incidente (40° pour la disposition de la fig. 1), l'angle θ_n que fait celui de la branche neutre avec cette même direction, et la disposition des détecteurs, ont été choisis au moyen de simulations Monte-Carlo de la diffusion $K^- n$ sur deutérium, en supposant une distribution angulaire isotrope dans le système du centre de masse. La position des détecteurs est un compromis entre l'optimisation de l'acceptance, et une bonne résolution angulaire pour le spectromètre ($\Delta p/p = 1,5\%$) et pour la branche "neutre".

Le tableau III, où θ_d est l'angle que font entre eux les deux axes du spectromètre situés de part et d'autre de l'aimant, donne les positions des détecteurs pour les six dispositions expérimentales.

Les particules incidentes sont détectées par deux compteurs à scintillations, S_1 ($S = 10 \times 5 \text{ cm}^2$ - ép. 4 mm) et S_2 (diamètre 4 cm - ép. 2 mm). Le compteur S_2 , placé devant la cible, limite les dimensions du faisceau à la surface utile de la cible du deutérium. Les kaons sont identifiés

par un ou deux compteurs Cerenkov C_1 et C_2 à éthylène, du type à "seuil". Lorsque l'impulsion est supérieure à 1,8 GeV/c, C_1 fonctionne en anti-coïncidence pour éliminer les particules dont la masse est inférieure à celle des kaons, C_2 étant utilisé en coïncidence au seuil des K^- pour rejeter les antiprotons. Les pressions sont respectivement dans C_1 et C_2 de 23 atm et 42 atm à 1,8 GeV/c. Pour les impulsions plus basses, la contamination des \bar{p} devenant négligeable, C_1 est retiré du faisceau pour diminuer la diffusion multiple tandis que C_2 , utilisé en anticoïncidence, est ajusté à une pression de 23 atm.

La direction des particules incidentes est mesurée, à l'aide des deux chambres proportionnelles multifils W_1 et W_2 , avec une résolution de 2 mrd, limitée principalement par la diffusion multiple dans le compteur Cerenkov C_2 .

Un mur de fer en amont de la cible éliminait la plus grande partie du halo du faisceau.

La cible (fig. 3(a)) est un réservoir cylindrique de 25 cm de long et de 6 cm de diamètre rempli de deutérium ou d'hydrogène liquide. Ses parois sont isolées par 20 couches de mylar aluminisé de 10 μ . Le réservoir est placé dans une enceinte à vide en dellite de 10 cm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur. Les fenêtres d'entrée et de sortie ont respectivement une épaisseur de 400 μ et de 200 μ de mylar. Autour de la cible, un ensemble de compteurs à scintillation (coque) est utilisé en anti-coïncidence pour éliminer les réactions inélastiques et les réactions élastiques émises hors de l'acceptance du dispositif expérimental. Cette coque (fig. 3(b)) a la forme d'un parallélipède. La face amont est ouverte pour permettre l'introduction de la cible et de ses connexions. Les parois latérales verticales et la fenêtre de sortie sont constituées de compteurs ajustables en position pour adapter l'ouverture azimuthale à l'acceptance du dispositif expérimental. A l'extérieur de la coque, les deux compteurs au plomb B_2 et B_3 de construction identique, permettent l'ajustement en longueur des fenêtres latérales de la coque. Toutes les informations des compteurs sont mélangées au niveau de l'électronique dans un circuit "OU". Chaque compteur (fig. 3(a)) est constitué d'un empilement

de quatre plaques de scintillateurs de 6 mm d'épaisseur alternées avec trois feuilles de plomb de 6 mm, ce qui représente un total de trois longueurs de radiation pour les particules et rayons γ issus de la cible. S_{Tr} est un compteur de "Transmission" de 6 mm d'épaisseur destiné à rejeter les particules qui n'ont pas interagi dans la cible.

Le spectromètre magnétique est constitué d'un aimant dont les pièces polaires ont la forme d'un C. L'intervalle entre pôles est de 50 cm; la longueur et la largeur sont de 100 cm. Le champ magnétique était ajusté à 1,5 Tesla. La région où le champ est appréciable, est représentée sur la fig. 2 par le rectangle en pointillé. A chaque extrémité du spectromètre, les compteurs S_3 et S_5 détectent les particules négatives qui ont traversé la zone utile du champ magnétique. Les quatre compteurs S_{4i} ($i = a, b, c, d$), placés autour de la fenêtre d'entrée de l'aimant, certifient que ces particules n'ont pas heurté les pièces polaires ou pénétré dans une région où le champ est mal connu. Trois chambres proportionnelles W_3 , W_4 et W_5 sont placées entre la cible et l'aimant et deux autres W_6 et W_7 après l'aimant. Ces chambres sont constituées de deux plans de mesure orthogonaux. Elles ont des dimensions croissantes au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible pour ne pas réduire l'angle solide, principalement déterminé par la position et les dimensions de l'entrefer de l'aimant. Lorsque l'angle du spectromètre était supérieur à 60° , deux chambres seulement étaient utilisées après la cible pour augmenter l'angle solide en rapprochant l'aimant. La chambre W_4 est constituée d'un seul plan de fils inclinés à 30° pour éliminer les ambiguïtés géométriques de reconstruction.

Les détecteurs qui sont placés sur la branche neutre permettent d'identifier le neutron ou le proton suivant que la réaction est du type (a) ou du type (b). Pour sélectionner la réaction (a), le compteur S_6 , placé contre la coque, rejette par anticoincidence les particules chargées émises de la cible. Le détecteur de neutrons montré sur la fig. 2, est un ensemble de chambres à étincelles intercalées avec des convertisseurs. Il est décrit en détail dans le par. 2.5. L'efficacité moyenne de détection est de l'ordre de 30%. Le proton de la réaction (b) est détecté

par un compteur à scintillation S_7 et deux chambres proportionnelles W_8 et W_9 .

L'électronique rapide de sélection des événements associée aux compteurs à scintillation imposait, pour une réaction du type K^-n , la condition logique

$$I.(\overline{\text{Coque}}.\bar{B}_2.\bar{B}_3).\bar{S}_{Tr}.(S_3.\bar{S}_4.S_5).\bar{S}_6 \quad ,$$

où I représente la définition de la particule incidente $I = \bar{C}_1.C_2.S_1.S_2$, et pour une réaction du type K^-p , la condition logique

$$I.(\overline{\text{Coque}}.\bar{B}_2.\bar{B}_3).\bar{S}_{Tr}.(S_3.\bar{S}_4.S_5).S_7 \quad .$$

Pour les valeurs de l'angle de la branche chargée supérieures à 20° le taux de déclenchements pour ces deux réactions était suffisamment faible (une fraction d'événement à quelques événements par cycle PS), pour permettre d'enregistrer simultanément les données de la diffusion π^-n (c) sans perte de temps.

Les électroniques de sélection et d'acquisition sont décrites de façon plus complète dans le par. 2.6.

2.3 Le faisceau

La fig. 4 montre l'implantation du dispositif de transport et de séparation du faisceau dans la zone sud du PS. Une étude détaillée (faisceau M 7) est publiée en réf. [18].

A chaque cycle d'accélération, 8.10^{11} protons, en moyenne, de 24 GeV, frappaient la cible interne No 1 du PS qui était constituée d'un barreau de béryllium de 1 cm de long et de $1 \times 2 \text{ mm}^2$ de section, aligné suivant la direction du faisceau interne de protons. La durée du déversement était de 400 ms avec un cycle de 2,7 s. Le premier aimant voyait la cible sous un angle de 151 mrd et sous-tendait un angle solide de 650 μst . Les kaons acceptés par l'optique d'entrée étaient analysés en impulsion puis

séparés partiellement des autres particules à l'aide d'un Séparateur Electrostatique (ES) de 10 m de long associé à une fente de masse horizontale ajustable (F_2). L'acceptance en impulsion du faisceau, égale à $\pm 2\%$ pour l'ensemble de l'expérience, était déterminée par l'ouverture de la fente F_1 . Le collimateur en cuivre F_3 permettait de réduire le halo autour du faisceau. Après le deuxième aimant de déflexion, les kaons étaient focalisés sur la cible de deutérium dont le centre se trouvait à 40,5 m de la cible interne du PS. Sur cette longueur de parcours le taux de désintégration des kaons devient très élevé au-dessous de 1 GeV/c ($> 99\%$). Au delà de 3 GeV/c, par contre, la séparation des pions des kaons devenant difficile, le nombre de pions croît beaucoup plus rapidement que celui des kaons. Pour ces raisons, l'utilisation du faisceau était limitée entre 1,2 et 2,2 GeV/c. La fig. 5 représente les caractéristiques optiques du faisceau. Un moniteur de la cible interne permettait de contrôler la stabilité du faisceau.

Une courbe de séparation typique est montrée sur la fig. 6(a) pour des particules incidentes de 1.8 GeV/c d'impulsion. Elle est obtenue en faisant varier le courant dans deux aimants de compensation (repérés MTC sur la fig. 4) situés de part et d'autre du séparateur électrostatique, de façon à déplacer verticalement les spectres de masse devant la fente d'analyse F_2 . La courbe supérieure représente le nombre total de particules détectées par les deux compteurs S_1, S_2 en coïncidence, les kaons étant sélectionnés par la condition logique $S_1.S_2.\bar{C}_1.C_2$ (par. 2.2). L'examen de ces deux courbes aux diverses énergies de l'expérience montre que le rapport des nombres de π^- et de K^- varie entre 4 et 9 (fig. 6(b)). En faisant l'hypothèse d'une forme symétrique des ailes du pic des π^- acceptés par la coïncidence $S_1S_2\bar{C}_1C_2$, la contamination en π^- du faisceau correspondant au réglage des aimants MTC pour le maximum d'intensité de K^- est estimée inférieure à 1%. Celle-ci résulte en grande partie des désintégrations en μ^- , e^- , des pions et des kaons après le Cerenkov C_1 . La contamination en antiprotons, déterminée de façon identique, est inférieure à 1%.

Lorsque les aimants MTC sont ajustés pour obtenir le maximum d'intensité de π^- , le rapport $S_1 S_2 \bar{C}_1 C_2 / S_1 S_2$ détermine l'inefficacité de détection du compteur Cerenkov C_1 . Comme le montre la courbe 6(a) elle est de l'ordre de 1%. Cette inefficacité varie avec la pression de l'éthylène gazeux utilisé comme radiateur. La fig. 6(c) montre la variation de l'efficacité de détection, définie par le rapport $S_1 S_2 C_1 / S_1 S_2$, en fonction de la pression. Pour chaque valeur de l'impulsion incidente des courbes de séparation et de pression étaient relevées pour minimiser les contaminations en π^- et en \bar{p} du flux des \bar{K} . Le bruit de fond variait de 4% à 1,2 GeV/c à moins de 1% à 2,2 GeV/c. La fig. 6(b) montre, en fonction de l'impulsion incidente, l'intensité du faisceau de kaons pour un flux constant de $0,5 \cdot 10^{12}$ protons frappant la cible interne.

Les valeurs centrales de l'impulsion des particules incidentes au centre de la cible ont été contrôlées avec une précision de 0,25% par ajustement cinématique de la diffusion

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (d)$$

sur une cible d'hydrogène liquide, enregistrée et mesurée dans les mêmes conditions expérimentales (géométrie et faisceau) que la réaction (b).

Une liste de ces valeurs est donnée dans le tableau IV. La contamination du faisceau en muons provenant de la désintégration $K_{\mu\nu}$ entre le milieu du compteur Cerenkov C_1 et la cible y est indiquée. Cette valeur a été calculée en ne retenant que les désintégrations pour lesquelles le muon touche le compteur S_2 .

La divergence angulaire du faisceau au centre de la cible résulte principalement de la diffusion multiple dans les compteurs Cerenkov. Elle était inférieure à 10 mrad.

2.4 Les chambres proportionnelles

Huit des neuf chambres proportionnelles multifils utilisées ont des caractéristiques similaires et ne diffèrent essentiellement que par leurs dimensions. Chacune d'elles (fig. 7) est constituée d'un empilement de sept cadres en stratifié de verre époxy (vétronite) de 7,5 mm d'épaisseur

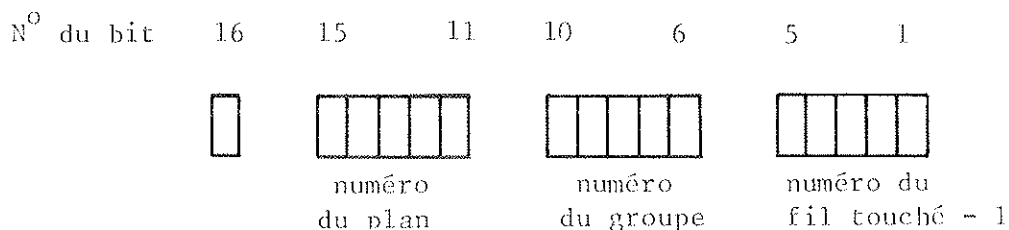
pouvant supporter chacun un plan de fils. Trois cadres supportent les plans de fils de la cathode (-HT) et deux cadres les plans (orthogonaux) de fils sensibles (anode). Seules, les deux plus grandes chambres W_6 et W_7 possèdent quatre plans de fils HT tissés 2 à 2 parallèlement au plan des fils sensibles de façon à conserver un intervalle anode-cathode constant s'il y a torsion de la chambre. Des fenêtres de mylar de $100\ \mu$ d'épaisseur sont collées sur l'extérieur des cadres 1 et 7. Un blindage électrostatique constitué d'un grillage en acier inoxydable (diamètre des fils $50\ \mu$, espacement $0,5\ \text{mm}$) ferme complètement la chambre. La chambre W_4 ne possède qu'un plan de fils sensibles inclinés à 30° par rapport à la verticale. Les fils sensibles ont $20\ \mu$ de diamètre et sont en tungstène doré. Ils sont distants les uns des autres de $2\ \text{mm}$ et sont tendus à $40\ \text{g}$. Les fils des plans des cathodes sont en cuivre béryllium et ont un diamètre de $100\ \mu$. Ils sont espacés tous les millimètres et sont tendus à $100\ \text{g}$. L'ensemble de l'expérience représente 4096 fils. Le tableau V donne les dimensions de chaque chambre ainsi que le nombre de fils sensibles constituant chaque plan de lecture.

Le mélange gazeux utilisé est composé de 75% d'argon, 20% d'isobutane et 5% de propane. Il est saturé d'alcool isopropylique à la température de 3°C au moyen de la technique usuelle du bullage. Le détail des matériaux qui constituent une chambre et les longueurs de radiation correspondantes sont données dans le tableau VI.

L'électronique de détection associée à chaque fil est située sur la chambre. Une résistance de charge R_T de $470\ \Omega$ est montée sur chaque fil. L'amplification (fig. 8(a)) est réalisée par les trois étages a, b et c d'un circuit Motorola MC 1035 protégé par les deux diodes D_1 et D_2 et par la résistance série R de $270\ \Omega$. Le gain de l'amplificateur est de 600 avec une bande passante de $40\ \text{MHz}$. Le seuil de détection correspond à un signal d'amplitude de $350\ \mu\text{V}$ sur le fil. Le signal de détection du fil est retardé au moyen d'un monostable (étage B du second circuit MC 1035) pour compenser le temps nécessaire à l'électronique "rapide" associée aux compteurs à scintillation pour sélectionner un événement. Ce retard est ajustable entre $250\ \text{ns}$ et $600\ \text{ns}$ au moyen de la tension auxiliaire V_T .

Le front arrière de l'impulsion du monostable est mis en forme, après dérivation, par le dernier étage C du circuit MC 1035. L'impulsion standard de 30 ns obtenue est mise en coïncidence avec la porte "d'écriture" générée par l'électronique rapide. Le monostable constitué par le premier étage A a pour but de découpler le monostable de retard B de l'entrée pendant un temps de 650 ns pour éviter les effets parasites de la fréquence de comptage sur la stabilité du retard. La fig. 8(b) représente le circuit logique de mémorisation pour un ensemble de quatre fils. Les circuits de détection et de mémorisation sont groupés sur une même carte pour quatre fils. Les mémoires sont des bascules "Flip-Flop" contrôlées par l'intermédiaire des portes d'écriture et de lecture.

La fig. 9 montre le schéma de principe du transfert des données au calculateur d'acquisition et de contrôle Hewlett Packard HP 2116 C. Les données sont au préalable réduites (les fils non touchés sont ignorés) par un codage en mots de 16 bits des fils touchés, au moyen d'une logique centrale de lecture et de codage [19]. Les fils sensibles sont lus et codés par groupe de 32. Tous les plans de mesure ont, pour cette raison, un nombre de fils multiple de 32. L'ensemble de l'expérience comprend 128 groupes répartis sur 17 plans de CPM. Le transfert des informations par groupe de 32 fils au registre d'entrée de la logique, se fait séquentiellement plan par plan, puis groupe par groupe par un "Bus" de 32 lignes de données qui relie en série tous les plans de mesure. L'appel des plans et des groupes est réalisé par la logique centrale via un bus d'adressage de 2 x 5 lignes (5 bits définissent le numéro du plan et 5 autres le numéro du groupe dans ce plan), à la fréquence de 1 MHz. Lorsqu'une information est détectée dans le registre d'entrée, l'appel des groupes et des plans est arrêté et les 32 bits du registre d'entrée sont transférés dans un registre à décalage qui code, avec 5 bits, le numéro du fil touché, à la fréquence de 20 MHz. Un mot de 16 bits est formé avec le format suivant:



Une mémoire tampon, entre le registre à décalage et l'interface CAMAC qui assure la liaison au calculateur, permet de découpler les vitesses de codage et de transfert des données.

Ces chambres ont été complètement testées [20] avant l'expérience dans un faisceau de π^- de 1 GeV/c d'impulsion. Les principaux résultats sont groupés sur les figs 10 (a, b, c). La première montre la variation du temps de résolution en fonction de la haute tension appliquée. Au-dessus de 5,9 kV, les étincelles apparaissent. Sur la fig. 10(b) sont représentées les efficacités de détection lorsque 1, 2 ou 3 fils adjacents sont touchés, ainsi que l'efficacité totale, en fonction de la haute tension appliquée, lorsque la porte d'écriture a une largeur de 60 ns et que les trajectoires sont normales aux plans des fils. L'inefficacité en fonction du taux de comptage par fil est représentée sur la fig. 10(c). La pente de la droite détermine le temps mort de l'électronique égal à 1 μ s.

2.5 Le détecteur de neutrons

Le détecteur de neutrons est constitué par un ensemble de 20 modules de chambres à étincelles "optiques" séparées par des plaques d'un matériau convertisseur (polyéthylène d'épaisseur 2 cm pour les neutrons de moins de 200 MeV - acier de 1 cm d'épaisseur à plus haute énergie), dans lesquelles les neutrons interagissent en produisant des particules chargées détectables dans les chambres à étincelles. Le premier module n'est pas précédé d'un convertisseur pour détecter les particules chargées issues directement de la cible.

Les étincelles sont vues suivant deux directions orthogonales par des caméras de télévision du type Plumbicon (fig. 11) dont les informations sont codées en temps réel. Les coordonnées de chaque étincelle sont enregistrées de cette façon directement sous forme digitale.

Le détecteur comprend quatre groupes de cinq chambres à étincelles modulaires (fig. 1). La fig. 12 représente la coupe de l'un d'entre eux. Le volume général de détection se présente sous la forme d'un tronc de pyramide d'une surface utile de $850 \times 850 \text{ mm}^2$ à l'entrée et de

1300 x 1300 mm² à la sortie. L'épaisseur totale est de 1120 mm. Les dimensions de chaque groupe de modules sont données dans le tableau V. Un module de chambres à étincelles est lui-même constitué de deux intervalles, pour générer deux étincelles, par trois grilles en acier inoxydable qui forment les électrodes, qui sont tendues et collées sur deux cadres de verre de huit centimètres de large et de douze millimètres d'épaisseur. Les cadres, réalisés par huit barres, sont taillés dans la même plaque de verre de façon que les différences d'épaisseur soient toujours inférieures à 1/10 mm. Les cadres sont assemblés en plaçant les barres en quinconce et sont collés à l'Araldite. L'étanchéité des modules est assurée par des fenêtres en terphane, collées sur l'extérieur des cadres. Pour chaque module, deux cadres extérieurs en aluminium assurent la rigidité de l'ensemble et le guidage des convertisseurs. L'épaisseur totale d'une chambre est de 56 mm. Les chambres sont balayées par un mélange gazeux néon-hélium (Hénogal: 70% Ne, 30% He), sous une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique, partiellement saturé d'alcool isopropylique par bullage à la température de 3°C.

La tension de fonctionnement est de l'ordre de 8 kV. Le système de déclenchement (fig. 13) utilise un éclateur par module (EGG type GP 17) amorcé par un maître éclateur qui est un thyatron à hydrogène. Un champ d'effacement de 100 V/cm est appliqué en permanence entre les électrodes pour limiter le temps de mémoire à 1 μ s. Le temps de recharge des condensateurs est de l'ordre de 10 ms. L'ensemble du détecteur était enfermé dans une cage de Faraday pour atténuer la propagation des parasites électromagnétiques créés par les chambres à étincelles afin de ne pas perturber l'électronique associée aux chambres proportionnelles.

Pour permettre une bonne transmission optique des étincelles suivant les deux vues orthogonales, les barreaux de verre situés en regard des caméras ont été polis. La focalisation de la lumière vers le centre des objectifs est obtenue par des prismes en altuglass qui sont porteurs à chacune de leurs extrémités de marques fiducielles éclairées par des plaques électroluminescentes.

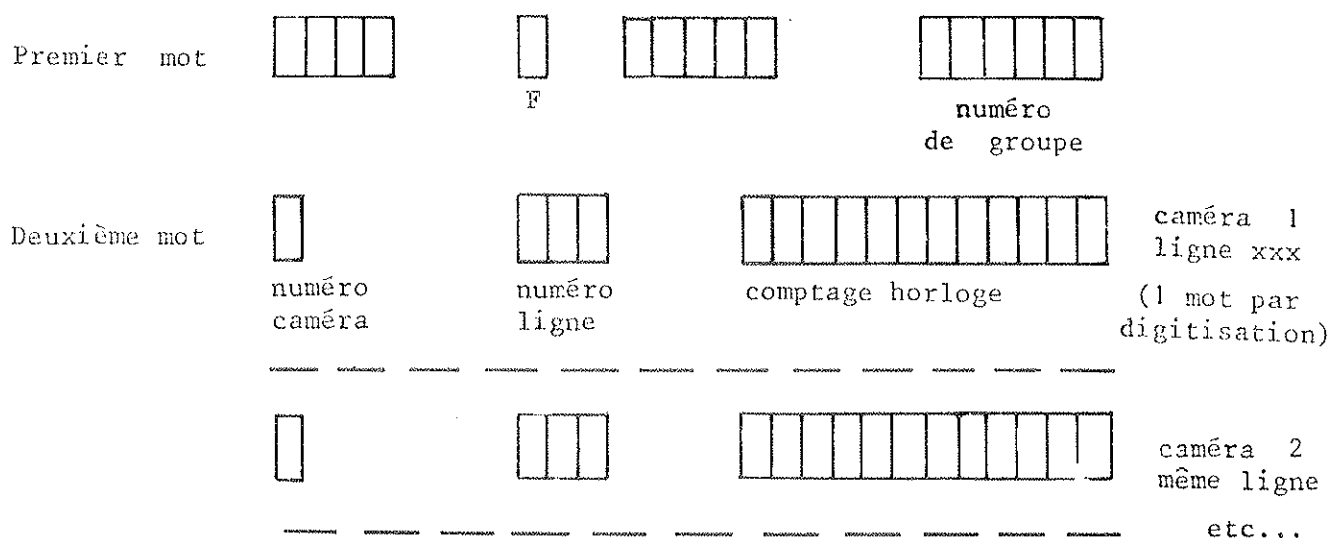
L'utilisation de deux caméras de télévision du type Plumbicon (fig. 14) permet de coder sous la forme d'informations digitales, les coordonnées des images des étincelles produites dans les chambres optiques et de les enregistrer sur bande magnétique avec les données associées des CPM. Les caméras sont placées à 3 m du centre du détecteur de neutrons et sont équipées d'un objectif Nikon de 28 mm de longueur focale ($\frac{a}{f} = 4,5$). La surface utile du tube Plumbicon, qui est de $17,1 \times 12,8 \text{ cm}^2$, implique un agrandissement de 1/100. Le balayage de l'écran par le faisceau d'électrons est effectué en 312 lignes, parallèles aux fenêtres optiques des chambres.

La distance entre lignes est de 40μ . 14 lignes consécutives recouvrent l'épaisseur totale d'un module. Lorsque la trajectoire de la particule chargée est peu inclinée par rapport à la normale au plan des chambres, les étincelles produites dans les deux intervalles d'un même module ne peuvent être séparées. Elles apparaissent comme une seule étincelle dont les digitisations sont le plus souvent sur les sept lignes qui recouvrent les deux intervalles. La déformation des lignes de balayage (phénomène de resserrement) au niveau de l'étincelle, fait que celle-ci peut être composée de plus de sept digitisations; le nombre limite observé étant de dix.

La fig. 15 représente le diagramme en temps des différentes opérations relatives à la lecture puis au transfert des digitisations vers le calculateur. Le balayage de la photocathode du tube par le faisceau d'électrons est interrompu pendant l'acquisition des données des CPM pour éviter l'effacement des informations avant que le calculateur ne soit libéré pour procéder à leur lecture. La durée du balayage le long de chaque ligne de $17,1 \text{ mm}$ est de $64 \mu\text{s}$. Pendant $56 \mu\text{s}$, le faisceau explore la ligne; les $8 \mu\text{s}$ restantes servent au transfert des informations (limitées à 8 par ligne) vers le calculateur. Le retour du faisceau - dont l'intensité a été réduite pour ne pas effacer les informations - au début de la ligne suivante, s'effectue pendant les $8 \mu\text{s}$ du transfert des données. Un micron de longueur de balayage sur le tube correspond donc à un temps de balayage de $3,4 \text{ ns}$. La fréquence de comptage de l'horloge destinée à

mesurer l'abscisse d'un point détecté étant de 64 MHz, la précision de mesure sur la surface du tube est de 2,3 μ .

La position d'une digitisation à l'intérieur d'une chambre est mesurée avec une précision de 1 mm, qui est principalement limitée par la résolution électronique et par la linéarité du balayage. Les 312 lignes sont réparties en 46 groupes de sept lignes. Chaque numéro de ligne est caractérisé par un numéro de groupe et le numéro de la ligne dans le groupe. Les lignes sont appelées les unes après les autres et les deux caméras sont lues en parallèle. Pour chaque point détecté, l'électronique logique d'adressage et de codage forme un ou deux mots de 16 bits; le numéro de groupe n'est inscrit qu'une fois pour les sept lignes du même groupe et pour les deux caméras. Dans le premier mot enregistré - qui contient le numéro du groupe - le bit 12 indique si les marques fiducielles ont été enregistrées.



Le temps de décodage et de transfert nécessaire pour les deux images est de 20 ms.

2.6 L'électronique

2.6.1 Electronique de sélection

Le dispositif de l'électronique logique rapide (fig. 16) permet de sélectionner les quatre types d'interactions quasi-élastiques sur le deutérium: $\pi^- p$, $\pi^- n$, $K^- p$, $K^- n$.

Les comptages qui sont marqués d'un astérisque dans le récapitulatif suivant sont enregistrés sur la bande magnétique:

- $INC^* = S_1 \cdot S_2$: flux des particules incidentes
- $I_{\pi}^* = INC \cdot C_1$: sélection d'un méson π
- $I_K^* = INC \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2$: sélection d'un méson K.

Les informations des compteurs d'anticoïncidence qui forment la coque sont mélangées dans un OU exclusif et notées COQUE:

- $INT^* = \overline{COQUE} \cdot \bar{B}_2 \cdot \bar{B}_3 \cdot \bar{S}_{Tr}$: condition de détection d'une interaction dans la cible sans secondaire détecté par la coque.
- $DIF = S_3 \cdot \bar{S}_4 \cdot S_5$: sélection dans le spectromètre d'une particule chargée négativement.

Les quatre types d'interactions quasi élastiques sélectionnées correspondent aux conditions suivantes de l'électronique:

- $\pi^- p = I_{\pi} \cdot INT \cdot DIF \cdot S_7$
- $\pi^- n = I_{\pi} \cdot INT \cdot DIF \cdot \bar{S}_6$
- $K^- p = I_K \cdot INT \cdot DIF \cdot S_7$
- $K^- n = I_K \cdot INT \cdot DIF \cdot \bar{S}_6$.

Les informations des chambres proportionnelles sont mémorisées si l'une de ces quatre conditions est réalisée. Par contre, le détecteur de neutrons est déclenché avec un retard de 50 ns après "mémorisation" des CPM pour les réactions $\pi^- n$ ou $K^- n$.

2.6.2 Electronique d'acquisition

Le calculateur qui est interfacé avec l'appareillage permet, d'une part d'enregistrer les données sur bandes magnétiques, d'autre part de réaliser un certain nombre de contrôles en temps réel sur ces données. Les commandes se font par l'intermédiaire d'une "télétype". L'organisation de l'acquisition des données est représentée sur la fig. 17. Les résultats des tests (comptages, mesure d'efficacité, histogramme, traces des particules dans les chambres etc.) sont imprimés ou visualisés sur un tube à mémoire. La fig. 18 représente l'ordre séquentiel des différentes fonctions des électroniques de sélection et d'acquisition d'un événement. La durée de l'enregistrement est de l'ordre de 20 ms lorsque l'interaction a lieu sur le neutron. Dans le cas d'une diffusion sur le proton, le détecteur de neutrons n'étant pas déclenché, ce temps est ramené à 300 μ s. Pour un temps de déversement du PS de 400 ms, un nombre maximum de vingt diffusions sur neutrons peut être enregistré. Lorsque la limite de la capacité du registre d'entrée était atteinte (1800 mots de 16 bits) l'acquisition était arrêtée et les données enregistrées sur la bande. Pour ne pas surcharger le taux des données accumulées, l'enregistrement des marques fiducielles (\sim 700 mots Plumbicon) était réalisé au début de chaque période expérimentale.

3. ANALYSE DES DONNEES

3.1 Géométrie

Les six positions expérimentales utilisées durant l'expérience sont définies par les angles θ_k et θ_n que font les axes des branches "chargées" et "neutres" par rapport à la direction incidente, et par l'angle θ_d que font entre eux les axes des CPM montées de part et d'autre de l'aimant du spectromètre. Ces valeurs ont été choisies pour couvrir l'intervalle angulaire mesurable dans le centre de masse (par. 2.1), les positions relatives des différents détecteurs étant optimisées pour couvrir l'angle solide maximum. Les positions de la cible, de la coque et des détecteurs (compteurs, CPM) de la branche incidente ont été inchangées pendant la durée de l'expérience. Les positions de tous les appareils ainsi que les angles associés à chaque branche étaient mesurés optiquement en utilisant les marques de référence fixées sur chaque appareil. Cependant, de faibles variations entre les références du laboratoire (repères fixés sur le sol ou les murs) et la position des fils sensibles pouvaient se produire au cours de l'expérience, soit après le déplacement des chambres, soit par suite des opérations de maintenance ou des variations de température sur l'aire expérimentale. Pour tenir compte de ces éventualités, une détermination plus précise du centre de chaque chambre fut obtenue à posteriori par un ajustement des coordonnées mesurées d'un grand nombre de trajectoires issues d'interactions élastiques π^-p , sur cible d'hydrogène, et enregistrées sans champ magnétique. La méthode qui est utilisée est celle des moindres carrés. Nous imposons que les trajectoires soient droites, coplanaires et qu'elles aient un vertex commun dans la cible.

La fig. 19 montre le résultat d'un tel ajustement. Chaque histogramme (fig. 19(a)) est relatif à un plan de fils de CPM; il représente la distribution de l'écart calculé pour chaque trajectoire, entre la coordonnée mesurée et celle obtenue par la méthode d'ajustement. La largeur de chaque distribution est compatible avec la valeur estimée compte tenu des contributions de la résolution géométrique des CPM et de la diffusion multiple.

La détermination précise des positions des marques fiducielles des vingt chambres à étincelles du détecteur de neutrons est obtenue en comparant les trajectoires de protons de recul enregistrées dans le détecteur aux mêmes trajectoires reconstruites au moyen des chambres proportionnelles multifils W_8 et W_9 de la branche "neutre" (fig. 19(b)).

Les positions des différents éléments sont indiquées dans le tableau III pour toutes les conditions de géométrie.

3.2 Mesure de l'impulsion des particules diffusées

La mesure de l'angle de déflexion de la trajectoire de la particule à travers l'aimant permet, en principe, la détermination de l'impulsion. Cependant, cette simple procédure n'est pas très précise compte tenu de l'étendue du champ et de la forme des lignes d'induction, le champ n'étant approximativement constant que sur la longueur des pièces polaires de l'aimant.

Une méthode précise consisterait à utiliser une carte tri-dimensionnelle du champ et à rechercher par itérations successives, au moyen de la méthode des moindres carrés, l'impulsion qui minimise les écarts entre les coordonnées mesurées par les chambres proportionnelles, placées avant et après l'aimant, et les coordonnées calculées. Cette méthode nécessiterait par contre, un long temps de calcul sur ordinateur. Pour cette raison nous avons préféré une approche intermédiaire.

Par simulation, des particules d'impulsion donnée sont générées. Leur trajectoire à travers l'aimant est calculée (Appendice A) ainsi que les coordonnées d'intersection avec les chambres, pour déterminer une fonction implicite univoque entre elles et l'impulsion. En fait, deux fonctions sont établies pour chacune des six positions expérimentales sous la forme de polynômes du troisième degré

$$\frac{1}{P} = a + \sum_{i=1}^5 b_i x_i + \sum_{\substack{i,j=1 \\ (j > i)}}^5 c_{ij} x_i x_j + \sum_{\substack{i,j,k=1 \\ (k > j > i)}}^5 d_{ijk} x_i x_j x_k$$

en fonction de cinq coordonnées mesurées sur les huit plans de CPM; quatre sont données par les CPM W_3 et W_5 placé avant l'aimant et la cinquième par l'abscisse des CPM W_6 ou W_7 placé après l'aimant. Des polynômes du même type sont également déterminés pour calculer, avec le même choix de coordonnées mesurées, les trois coordonnées non utilisées x_6 (ou x_7) y_6 , y_7 . Le temps de calcul de ces relations est négligeable pour les événements réels. Le nombre de traces générées pour déterminer les coefficients des développements ($3 \cdot 10^3$ par position du spectromètre) est un facteur 10 plus faible que le nombre des trajectoires enregistrées durant l'expérience, d'où l'économie du temps de calcul.

L'aimant utilisé (Alsthom du type C - réf. CERN MNP22A/B) a été alimenté pendant toute l'expérience en stabilisant le courant avec une précision de 10^{-3} à la valeur de 1700 A pour une induction de 1,43 T au centre de l'aimant.

La précision de la mesure de P est de l'ordre de $\pm 1,5\%$ à 700 MeV/c qui est la valeur centrale du spectre en impulsion des particules diffusées lorsque l'impulsion au faisceau incident est 1,400 GeV/c et que $\theta_k = 60^\circ$. Compte tenu de la diffusion multiple et de la faible inclinaison des trajectoires par rapport à la normale aux plans de fils des CPM, la résolution sur la détermination des coordonnées x_6 (ou x_7), y_6 et y_7 est respectivement ± 1 , ± 10 et ± 16 mm.

La détermination des écarts entre les coordonnées mesurées x_6 (ou x_7), y_6 , y_7 et leur valeur calculée (fig. 21), permet le rejet de la plus grande partie des désintégrations et des interactions des K^- le long de leur trajectoire, en imposant une limite supérieure à la valeur du χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{x_i^{\text{cal}} - x_i^{\text{mes}}}{\sigma_i} \right)^2 ,$$

calculé avec les valeurs des résolutions σ_i précédemment estimées. La limite supérieure adoptée correspond à un degré de confiance de 1%.

La fig. 22 montre un exemple des distributions de la probabilité associée à chaque valeur de la variable χ^2 pour le cas extrême de particules

émises vers l'avant à haute énergie. La séparation est normalement plus simple à plus basse énergie et à plus grand angle. Les distributions du χ^2 pour des particules qui se désintègrent dans le spectromètre ont été simulées avec des événements générés par la méthode de Monte-Carlo. Celles-ci furent comparées avec les distributions des mêmes événements sans désintégration, pour vérifier que la limite adoptée du χ^2 permet une bonne séparation des deux classes d'événements.

3.3 Détection des neutrons

Suivant la technique expérimentale décrite dans le par. 2.5, les étincelles formées le long de la trajectoire du proton de recul d'une interaction neutron-noyau, sont vues par deux caméras de télévision placées suivant un angle stéréoscopique de 90° . Le codage digital de l'intervalle de temps entre le début du balayage de la ligne et la détection du signal vidéo donne la position de l'étincelle.

La fig. 23 montre les deux projections orthogonales de la trajectoire d'un proton issu d'une interaction élastique $\pi^- p$, après reconstruction et visualisation sur un oscilloscope à mémoire. La position des plaques de conversion a été ajoutée.

L'enregistrement périodique des marques fiducielles de référence qui sont visibles sur les bords de chaque projection permet la reconstruction de la trajectoire dans l'espace et la définition précise du volume utile de détection. Le rejet des étincelles situées à moins de 3 cm des bords des chambres élimine des claquages parasites qui sont parfois générés le long des cadres lorsqu'aucune particule ionisante n'a traversé la chambre.

La première opération de l'analyse est d'identifier les étincelles sur chaque projection. Il y a en moyenne 8 à 10 signaux vidéo détectés (voir par. 2.5) pour les deux étincelles d'un module qui sont répartis sur des lignes de balayage successives parallèles au plan des chambres. Deux signaux vidéo sur une même ligne ou sur deux lignes adjacentes sont attribués à une même étincelle lorsque les comptages diffèrent de moins de 10 unités, soit environ un écart de 5 mm dans l'espace. Dans le cas

contraire ils sont supposés appartenir à deux étincelles distinctes. Cet écart tient compte de la largeur de l'étincelle et de la fluctuation en temps due à la résolution de l'électronique. Les deux étincelles d'un module (fig. 24) sont trop proches pour être facilement séparables, sauf dans le cas de trajectoires très inclinées par rapport à la normale. Dans tous les cas, on utilise la moyenne des comptages de l'ensemble des signaux vidéo des deux étincelles pour définir la coordonnée du passage de la particule à travers le plan médian de cette chambre.

Une étincelle est ainsi définie par un mot codé qui comprend:

- le numéro de la chambre à laquelle elle appartient,
- le nombre de digitisations qui ont été mesurées,
- le comptage moyen qui représente la position de l'étincelle dans le plan médian de la chambre.

Elle est considérée comme inutilisable et rejetée:

- lorsque le nombre de digitisation est inférieur à deux,
- si elle est stable en position (détection répétée pour les événements successifs due à un claquage parasite proche des bords),
- si une étincelle de l'enregistrement précédent existait à la même place (effet de mémoire du tube Plumbicon dont la probabilité varie exponentiellement avec l'intervalle de temps qui a séparé les événements).

La même opération est alors répétée sur chacune des projections pour combiner les étincelles individuelles en traces droites. Deux étincelles sont attribuées à une même trajectoire si elles appartiennent à deux chambres consécutives, et si l'inclinaison de la trace est inférieure à 45° par rapport à l'axe du détecteur. Le programme de formation des traces permet de reconstruire celles qui sont interrompues par l'absence d'une étincelle due à l'inefficacité d'un module: les segments de droite sont combinés en utilisant une technique d'extrapolation pour vérifier qu'ils appartiennent à la même trajectoire. Une trace est définie par un minimum de deux étincelles.

Les deux projections des traces retenues sont alors comparées et associées deux à deux s'il y en a plusieurs. Un écart d'une étincelle entre projections est accepté au début ou à la fin de chaque trajectoire. Sont éliminées les traces dont l'origine est à l'extérieur du volume fiduciel de détection ainsi que celles des particules chargées qui débutent dans la première chambre. Lorsque deux trajectoires distinctes sont reconstruites, seule la plus proche de la cible est conservée, la seconde résultant le plus probablement d'une interaction du neutron diffusé.

Les deux projections d'une trace reconstituées par le programme d'analyse sont montrées sur la fig. 25. Les symboles et les chiffres représentent les marques fiducielles et les étincelles. La valeur des chiffres indique le nombre de digitisations de l'étincelle.

La précision de la reconstruction est illustrée par la fig. 19(b). Les particules traversant le détecteur sont ici des protons de 800 MeV/c en moyenne. Les histogrammes montrent (pour chaque chambre et pour la vue horizontale) la dispersion de la position de l'étincelle déterminée suivant la procédure précédente, par rapport à la direction de la trajectoire reconstruite au moyen des coordonnées mesurées par les chambres proportionnelles placées avant le détecteur. La précision est typiquement de l'ordre de ± 2 mm près de l'origine.

Le vertex d'une interaction neutron-noyau, est supposé localisé au point d'intersection de la trajectoire reconstruite avec le plan médian du convertisseur amont le plus proche de l'origine de la trace.

Tous les calculs géométriques sont effectués en considérant que les deux projections sont coniques en tenant compte de l'effet de parallaxe des lames de verre.

3.4 Reconstruction des événements

L'analyse des événements fut effectuée en deux étapes suivant la procédure habituelle de réduction des données des chambres à bulles.

Une reconstruction géométrique et cinématique complète des événements a été faite sur l'ensemble des données de l'expérience (diffusion des π^-

sur deutérium et hydrogène et des K^- sur deutérium) enregistrées sur 280 bandes magnétiques ($\sim 10^6$ événements). Les résultats, sous la forme des données réduites qui est décrite ci-dessous, ont été écrits sur des bandes magnétiques DST ("Data Summary Tape"), pour être utilisés tout au long de l'analyse, d'une façon économique du point de vue du temps de calcul, pour des tests, des ajustements de paramètres et finalement les calculs des sections efficaces différentielles.

Le diagramme général de la fig. 26 explicite l'ordre des différentes étapes suivies.

La première étape de l'analyse, après décodage événement par événement des bandes magnétiques primaires, est de vérifier la cohérence électronique de la logique rapide de décision en identifiant les diverses interactions ($K^-p(n_s)$, $\pi^-p(n_s)$ etc.) et de tester la validité des informations enregistrées. Les événements dont la sélection est ambiguë (2 à 3%) ou inexplicables par suite d'erreurs de la logique de lecture et de codage des CPM (2 à 5%) sont rejetés. Les contenus des diverses échelles de comptage (flux incident, moniteurs, taux de fortuites etc.) sont sommés.

L'étape suivante est l'analyse des informations de la branche "chargée" du spectromètre magnétique. L'angle solide sous-tendu par les compteurs qui "signent" le passage d'une particule dans le spectromètre, est nettement plus grand que l'acceptance calculée à partir de la géométrie des CPM. Pour cette raison, une grande fraction des événements est rejetée par le programme de reconstruction lorsqu'il impose pour chaque déclenchement:

- une trajectoire non ambiguë avant l'aimant, soit quatre coordonnées compte tenu de l'information du plan de fils obliques W_4 ,
- une coordonnée x plus une coordonnée y, au minimum, dans l'un ou l'autre des plans de fils situés après l'aimant.

La perte d'événements résulte uniquement de l'inefficacité des CPM ($\sim 2\%$) due à la non détection de la particule (zéro digitisation) ou à l'ambiguïté de l'information enregistrée (émission de rayons δ qui donnent

plusieurs digitisations séparées). Le taux de particules fortuites acceptées, dû à la résolution en temps des CPM, est négligeable. La plus grande partie des rejets provient de la détection d'événements inélastiques caractérisés par plusieurs traces émises de la cible, et surtout de l'efficacité de détection géométrique relative entre les compteurs à scintillation et les CPM.

Avec les six coordonnées mesurées, au minimum, l'impulsion et la trajectoire de la particule diffusée sont calculées suivant la méthode décrite au par. 3.2. Si la trajectoire est cohérente, la particule traversant le volume mesuré du champ magnétique sans heurter les pièces polaires de l'aimant, le programme d'analyse examine les données de la branche incidente.

La trajectoire incidente est reconstruite s'il y a une coordonnée et une seule dans chaque plan de fils des chambres W_1 et W_2 . L'inefficacité de reconstruction est due principalement à la présence de traces fortuites associées et à la perte de détection par effet de temps mort de l'électronique. Compte tenu de l'intensité instantanée du faisceau, elle varie de 6-30% (voir par. 4.3) suivant l'énergie. Lorsqu'une des quatre coordonnées est manquante, l'événement est "récupéré" en imposant l'intersection (vertex) dans la cible des trajectoires des particules incidente et diffusée. Dans les autres cas le vertex de l'interaction est calculé comme étant situé au milieu de la perpendiculaire commune aux trajectoires incidente et diffusée. La précision géométrique de la reconstruction est illustrée par les figs 27(a) à 27(c); les particules incidentes sont des pions de 1,8 GeV/c d'impulsion et l'angle moyen de diffusion est de 40° . La distribution du vertex le long de l'axe du faisceau, en cible vide et en cible pleine, est montrée sur la fig. 27(a). En cible vide, les fenêtres de la cible et de l'enceinte à vide apparaissent très distinctement. Ce type d'histogramme a permis la détermination précise de la longueur de la cible par une analyse détaillée des flancs des distributions obtenues en cible pleine (fig. 27(b)).

La distribution du vertex dans un plan perpendiculaire à la direction incidente (fig. 27(c)) montre le profil du faisceau au milieu de la cible.

Les événements pour lesquels le vertex est localisé à l'extérieur du volume utile de la cible ou ceux dont la distance minimum (fig. 28) entre traces incidente et diffusée est supérieure à 15 mm, sont éliminés avant écriture sur les bandes DST.

A ce niveau de l'analyse, des critères de rejet peu contraignants sont appliqués. Des coupures géométriques, déterminantes pour l'acceptance, et cinématiques strictes, ne sont effectuées qu'au stade du traitement des données des bandes DST. Nous discuterons en détail ces coupures dans le chapitre suivant car elles sont fortement corrélées avec la procédure de normalisation qui est utilisée pour obtenir une mesure absolue des sections efficaces différentielles. Cette méthode est également valable pour la dernière partie de l'analyse qui concerne la branche "neutre". Les événements sans détection d'un nucléon de recul (proton dans les chambres proportionnelles W_8 et W_9 pour la réaction (b), neutron dans les chambres à étincelles pour la réaction (a)), sont conservés sur les DST. Ils sont utilisés pour des tests cinématiques, et dans le cas de la réaction $\pi^- n_p$ pour la détermination de l'efficacité du détecteur de neutrons (par. 4.1).

Le carré de la masse manquante est calculé pour tous les événements en supposant que la réaction a lieu sur un nucléon au repos (Appendice B.3). A titre d'exemple, la fig. 29 montre les distributions obtenues à 1,2 et 2,2 GeV/c pour des diffusions $K^- d \rightarrow K^- p(n_s)$. Le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau de deutérium élargit les distributions (fig. 30) à la valeur estimée sans modifier significativement la valeur centrale. La mesure de l'écart entre la valeur moyenne des distributions de la masse manquante associée à la diffusion $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$, et la masse du proton, a permis un réajustement statistiquement significatif de l'impulsion des particules incidentes, avec une précision de l'ordre de 0,25%. En fait, ce réajustement a toujours été inférieur à 2% par rapport à l'impulsion nominale déterminée par les caractéristiques magnétiques des aimants d'analyse du transport du faisceau.

La calibration obtenue de cette façon est utilisée pour une analyse cinématique à zéro contrainte lorsque le proton ou le neutron cible sont détectés. Dans ce dernier cas, la trajectoire du neutron est définie par les deux points extrêmes que sont le vertex de la diffusion situé à l'intérieur de la cible et le point d'interaction du neutron localisé au milieu du premier convertisseur qui précède sa trace.

On trouvera dans l'Appendice B le détail du formalisme cinématique utilisé. L'impulsion du nucléon de recul est déterminée, sans ambiguïté, par la résolution d'une équation du deuxième degré déduite des lois de conservation énergie-impulsion.

La qualité géométrique de la reconstruction est illustrée sur la fig. 31 par la coplanarité de la diffusion élastique des pions sur l'hydrogène, définie par le produit mixte des vecteurs unitaires des directions des particules incidente, diffusée et de recul. Pour comparaison, le résultat obtenu lorsque la réaction, non coplanaire, a lieu sur deutérium, est montré sur la même figure.

La statistique des événements conservés sur les bandes DST est donnée dans le tableau VII pour les deux types d'interactions $\bar{K}N$. Le temps de calcul nécessaire, en unité CDC 6600, pour la procédure complète décrite ci-dessus, est de 30 ms pour chaque diffusion sur un proton et de 200 ms lorsque le nucléon cible est un neutron. Cela représente un total de douze heures de calcul pour l'analyse des interactions $\bar{K}N$ et environ dix fois plus pour les interactions $\pi^- N$.

4. SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Les distributions angulaires $\bar{K}N$ ont été déterminées en valeur absolue à partir des données expérimentales "réduites" qui ont été discutées dans le précédent chapitre, après détermination des facteurs de normalisation et de correction qui font l'objet de l'étude détaillée dans les paragraphes suivants. Ce sont principalement:

- (a) La détermination de l'acceptance géométrique et cinématique de l'appareillage pour les diverses conditions expérimentales (énergie incidente, angle du spectromètre) compte tenu des coupures imposées par le programme de reconstruction (par. 3.4) et d'analyse.
- (b) L'efficacité de détection des neutrons en fonction de leur énergie.
- (c) L'étude des biais expérimentaux qui déterminent, soit la perte d'événements par suite des limitations instrumentales (géométrie, inefficacité des détecteurs, détection de particules fortuites, désintégration des particules), soit au contraire l'acceptance d'événements inélastiques due à l'inefficacité de réjection des compteurs de la coque.
- (d) La correction du flux mesuré des particules incidentes pour tenir compte de la contamination des muons du faisceau et des biais de l'analyse de la branche incidente.

L'effet de chaque type de rejet sur la normalisation des mesures est discuté de façon que les comptages correspondants soient maintenus ou écartés de la sommation du flux.

Les corrections qui sont dues à l'emploi du deutérium comme cible de nucléons font l'objet, en raison de leur importance, du chapitre suivant.

Les distributions angulaires sont établies par bandes d'énergie ΔE^* de 100 MeV dans le centre de masse du système $\bar{K}N$ pour des intervalles $\Delta(\cos \theta^*)$ de 0,1. Il serait intéressant pour la recherche de structures dans le système $\bar{K}N$, de réduire davantage les intervalles ΔE^* puisque E^* est déterminé pour chaque événement. La valeur qui a été choisie est un compromis avec la précision statistique de même que le choix de la valeur de l'intervalle $\Delta(\cos \theta^*)$.

4.1 Efficacité du destecteur de neutrons

Nous avons déterminé l'efficacité de détection des neutrons en mesurant la probabilité de conversion des neutrons issus de la réaction quasi-élastique (c) $\pi^- d \rightarrow \pi^- n p_s$. Les événements furent enregistrés simultanément avec ceux de la réaction (a) $K^- d \rightarrow K^- n p_s$ de façon que le calcul de l'efficacité tienne compte de toute variation possible dans le temps du détecteur, due à un mauvais fonctionnement occasionnel des chambres à étincelles. L'intérêt de la réaction $\pi^- d$ est d'avoir pu accumuler un nombre d'événements beaucoup plus grand.

L'analyse préliminaire des données a été faite suivant la procédure précédemment décrite. La masse manquante est calculée en supposant que l'interaction a eu lieu sur un neutron au repos. Si la réaction mesurée est la réaction (c), la masse manquante doit être compatible avec la masse du neutron dans les limites de la résolution expérimentale (fig. 30). Si la réaction est inélastique du type $\pi^- d \rightarrow \pi^- p n \pi^0$ et que le π^0 n'est pas détecté par les compteurs de la coque, la masse manquante sera plus élevée. En n'utilisant que les événements pour lesquels le carré de la masse manquante est compris entre 0,8 et 0,9 GeV^2/c^4 , nous gardons un échantillon exempt d'événements inélastiques.

Pour chacun de ces événements un proton spectateur est attribué par une génération de type Monte-Carlo en utilisant la distribution théorique des impulsions de Hulten (onde S de la fonction d'onde de deutérium). Cette procédure permet de calculer l'impulsion P_n du neutron de recul, et en suivant sa trajectoire, de voir s'il pouvait être détecté dans le volume fiduciel du détecteur. De cette façon est générée la distribution attendue des impulsions des neutrons qui serait observée si l'efficacité du détecteur était de 100%. Par contre, lorsque le neutron est détecté, son impulsion est calculée, sans ambiguïté, par la résolution, sans contrainte, des équations de conservation (Appendice B). Les événements pour lesquels l'impulsion du proton spectateur est supérieure à 80 MeV/c sont rejetés pour éliminer la contribution parasite des traces fortuites qui simulent la conversion d'un neutron. En comparant la distribution en impulsion P_n des neutrons observés qui satisfont le critère précédent,

avec la distribution générée, on détermine l'efficacité du détecteur neutron en fonction de l'impulsion du neutron.

Cette méthode a été suivie pour chacune des conditions géométriques de l'appareillage. Les résultats sont montrés sur la fig. 32. Les écarts qui sont observés, pour une même valeur de l'impulsion, mettent en évidence une diminution de l'efficacité des chambres à étincelles en fonction du temps de fonctionnement. Chaque mesure n'est donc pas uniquement une caractéristique des conditions expérimentales, mais précise l'efficacité du détecteur pendant une période bien définie (13 mois ont séparé les enregistrements à 40° et 60°).

4.2 Acceptance

Pour estimer l'acceptance géométrique de l'appareillage, des événements ont été générés simulant les réactions (a) et (b) dans les conditions suivantes:

(a) Les trajectoires des particules incidentes sont celles d'événements réels afin de conserver les corrélations entre les distributions spatiale et angulaire. Pour augmenter la précision statistique du calcul de l'acceptance, les trajectoires incidentes sont utilisées plusieurs fois (entre 5 et 10 suivant l'importance des données). A chaque particule incidente générée est attribuée une impulsion qui tient compte de la dispersion ($\Delta p/p \approx 2\%$) du faisceau.

(b) Le point d'interaction est situé à l'intérieur de la cible, avec une probabilité uniforme le long de la trajectoire.

(c) Le nucléon cible a la distribution en impulsion de la fonction d'onde de Hulthén,

$$H(P) = 2,693 \cdot 10^{-4} \cdot P^2 / [(P^2 + 2,0885 \cdot 10^{-3})(P^2 + 5,617 \cdot 10^{-2})]^2,$$

où P est le moment du nucléon dans le laboratoire (GeV/c). Sa direction est isotrope.

(d) L'interaction est élastique. Elle a lieu sur l'un ou l'autre des nucléons et la distribution angulaire est isotrope dans le système du centre de masse $\bar{K}N$.

(e) La configuration de l'événement doit satisfaire les conditions de la sélection définies par les compteurs et les chambres proportionnelles pour éviter la génération d'événements qui n'ont à priori aucune chance d'être détectés.

(f) Pour reproduire exactement les conditions expérimentales, la trajectoire de la particule chargée diffusée à travers l'aimant est construite en utilisant la carte du champ. Chaque événement est pondéré par la probabilité de non-désintégration, $\exp(-\ell/\beta c\tau)$ le long du parcours.

(g) Les trajectoires des particules sont perturbées pour tenir compte de la résolution finie des détecteurs et des effets de la diffusion multiple.

Les événements générés sont enregistrés sur des bandes magnétiques DST avec le même format que les événements réels. Les conditions d'acceptance mentionnées en (f) sont évidemment moins restrictives que celles qui sont appliquées au niveau de l'analyse finale. De cette façon, les mêmes limites géométrique et cinématique peuvent être appliquées aux événements réels et simulés. L'avantage de la méthode est de réduire beaucoup le temps de calcul lorsque les paramètres d'acceptance sont souvent variés pour trouver les conditions optimales.

Les événements du type $K^-d \rightarrow K^-np_s$ sont finalement pondérés pour tenir compte de l'efficacité de détection du neutron (par. 4.1). Le nombre original d'événements simulés étant connu, la fraction des événements qui sont retenus donne le facteur global de correction de l'acceptance.

Si la simulation des événements par notre approche Monte-Carlo est correcte, des grandeurs qui ne dépendent pas de la dynamique des réactions doivent être identiques pour les événements réels et simulés. Les figs. 33 et 34 montrent quelques exemples de cette comparaison pour les deux valeurs extrêmes de l'impulsion des particules incidentes. Les distributions sont représentées avant les coupures cinématiques. Pour les

événements réels, la masse manquante qui recule en opposition à la particule diffusée, a été calculée en supposant le nucléon cible au repos. La largeur des spectres reflète la contribution de la résolution et du mouvement de Fermi du nucléon cible dont le calcul ne tient pas compte. A haute énergie, la différence de forme s'explique par la contribution des réactions inélastiques. Les distributions de l'impulsion du nucléon spectateur, qui sont mesurées dans un cas, artificielles dans l'autre cas, sont en bon accord. Les distributions du cosinus de l'angle polaire θ_s et de l'angle azimuthal ϕ_s du nucléon spectateur devraient être isotropes. La dépopulation qui est observable sur les événements réels et simulés est due à des effets instrumentaux. Les incertitudes sur les quantités mesurées se répercutent directement sur la seule grandeur non mesurée qui est l'impulsion du spectateur. Puisque les particules détectées sont essentiellement dans le plan horizontal, et que la principale source d'erreur est la valeur absolue des impulsions avant et après diffusion, c'est la composante horizontale du nucléon spectateur qui est la plus perturbée pour satisfaire les contraintes des lois de conservation énergie-impulsion. On observe très clairement cet effet en réduisant les incertitudes de mesure dans le programme de simulation Monte-Carlo. La similitude du comportement des distributions expérimentale et calculée nous donne confiance que la simulation des événements est une représentation correcte des conditions de l'expérience.

La fraction des événements acceptés par rapport au total généré, est le facteur de correction d'acceptance qui est montrée sur la fig. 35 pour les deux réactions, en fonction du cosinus de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Il faut noter que ces facteurs sont pondérés par le mouvement de Fermi et que l'acceptance de la réaction $K^-d \rightarrow K^-n(p_s)$ tient compte de l'efficacité du détecteur de neutrons discutée dans le précédent paragraphe. L'interprétation du taux de rejet de certains événements n'est pas toujours simple. Par exemple, il paraît évident que le rejet des événements après calcul du χ^2 de la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre, doit inclure les désintégrations en vol. Si on compare sur la fig. 36 la ligne droite calculée du taux de rejet avec les points expérimentaux, on constate un grand écart qui s'explique par le fait

expérimental que les désintégrations à grand angle échappent à la détection du système de compteurs. Ce désaccord est évidemment moins sévère à plus haute énergie puisque particules mère et fille font un plus petit angle. Par contre, le calcul de l'acceptance tient uniquement compte de la surface utile des CPM.

La fig. 37 représente les variations de la résolution des quantités cinématiques calculées, masse manquante, énergie du centre de masse, impulsion du nucléon de recul et cosinus de l'angle de diffusion, qui sont estimées par simulation en utilisant les paramètres d'erreur qui décrivent le mieux les résultats expérimentaux. Cette étude a mis en évidence l'importance prépondérante des incertitudes sur la détermination des impulsions, lorsque l'angle de diffusion est inférieur à 75° .

4.3 Corrections et normalisation

La configuration des compteurs d'anticoïncidence autour de la cible, ne permet pas de rejeter tous les π^0 créés lors d'une interaction, puisque des fentes sont nécessaires dans les régions sous-tendues par les détecteurs, et vers l'avant dans l'axe du faisceau. La conséquence est la sélection de réactions du type (a) et (b) avec un π^0 additionnel. Cette contamination augmente avec l'impulsion incidente, suivant l'augmentation de la section efficace de production d'un π^0 , et avec l'angle de la branche chargée, le rapport des sections efficaces inélastique-élastique croissant. Cette contribution se traduit par une accumulation d'événements aux plus hautes valeurs de masse des spectres de masse manquante. La fig. 29 qui montre ces spectres pour les valeurs extrêmes de l'impulsion incidente, illustre bien ce commentaire. Les coupures qui ont été utilisées, à la fois sur les événements de ces spectres et sur les événements simulés pour déterminer l'acceptance, sont représentées par les lignes en traits interrompus. Elles éliminent la plus grande partie de la contamination. Un contrôle supplémentaire de la contamination est obtenu par un test de la coplanarité de la réaction, illustrée par la fig. 31, qui impose que le paramètre γ défini dans le par. 3.4 par la relation $\gamma = \vec{i} \times \vec{d} / |\vec{i} \times \vec{d}| \cdot \vec{t}$ (\vec{i} , \vec{d} , \vec{t} vecteurs unitaires des trajectoires incidente diffusée et de

recul) soit inférieur à 0,05. Pour améliorer la qualité des données, une limite supérieure de 80 MeV/c fut imposée au moment calculé du nucléon spectateur. Cette coupure qui tend à rapprocher la cinématique de la réaction quasi-élastique $K^- n_p$ de la réaction élastique $K^- n$, a beaucoup d'intérêt en dépit de la perte de statistique. Un nucléon de 80 MeV/c a une énergie cinétique de 3,4 MeV. Il est dans ces conditions, avec la résolution de notre mesure, impossible pour un événement inélastique tel que $K^- d \rightarrow K^- n_p \pi^0$ de simuler un événement quasi-élastique avec un nucléon spectateur au-dessous de cette énergie. Nous complétons de cette façon le rejet de tous les événements pour lesquels un π^0 échappe à la détection de la coque. D'autre part, les événements issus de la réaction $K^- d \rightarrow \Lambda^0 \pi^- p_s$ peuvent pour une configuration cinématique particulière, simuler, soit la réaction $K^- d \rightarrow K^- n_p$ si la désintégration a lieu dans le mode $n\pi^0$, le neutron étant converti dans le détecteur neutron et le π^0 non détecté, soit la réaction $K^- d \rightarrow K^- p n_s$ si la désintégration intervient dans le mode $p\pi^-$, le p (ou le π^-) simulant le nucléon de recul et le π^- (ou le p) échappant à la détection. De tels événements sont fréquents dans les spectres de masse manquante lorsque la direction du nucléon de recul n'est pas utilisée comme contrainte cinématique. Avec la coupure à 80 MeV/c leur contamination devient négligeable lorsqu'un neutron est détecté.

Lorsque l'intensité du faisceau est élevée, le temps de mémoire du détecteur neutron rendait probable la mémorisation de l'interaction d'un neutron issu d'une interaction d'un π^- dont la fréquence est beaucoup plus élevée que celles des K^- . La coupure sur le proton spectateur, qui impose une détection relativement bien définie pour le neutron, rejette ces événements parasites. La distribution qui est montrée à titre d'exemple sur la fig. 38 confirme cette analyse. La bosse à basse énergie est compatible en position et en forme avec la distribution calculée par la simulation Monte-Carlo qui est tracée sur la figure. La déviation qui est observée au-dessus de 80 MeV/c est interprétée comme la somme d'événements inélastiques et d'événements parasites dont le seuil se situe vers 100 MeV/c. La même coupure est évidemment effectuée sur le programme d'acceptance pour normaliser correctement les sections efficaces différentielles.

En plus des limitations d'acceptance géométrique et cinématique, et de la réponse du détecteur neutron, un certain nombre d'événements qui seraient mesurés sont perdus. Les principales raisons sont:

- (a) l'inefficacité des chambres proportionnelles multifils,
- (b) les interactions secondaires le long des trajectoires,
- (c) l'émission de rayons δ dans la cible et dans les matériaux des branches secondaires,
- (d) l'interaction des neutrons spectateurs pour la réaction $K^- d \rightarrow K^- p n_s$ dans les compteurs de la coque.

Ces effets sont pour la plupart facilement interprétables et les corrections correspondantes peuvent être calculées en utilisant des quantités connues ou mesurées pour ce qui concerne par exemple l'inefficacité des chambres proportionnelles et la production des rayons δ qui donnent lieu à la détection de traces multiples (tableau VIII).

4.3.1 Corrections d'absorption

L'absorption dans la cible et dans les différents matériaux situés sur le parcours des particules incidentes (entre S_2 et le centre de la cible) et diffusées, est calculée en utilisant les sections efficaces d'interaction mesurées sur deutérium, hydrogène et carbone [21]. Pour chaque matériau (tableau VIII), le facteur d'atténuation $T = \exp(-\sigma \rho \ell N/m)$ est appliqué au comptage du flux de particules incidentes. σ est la section efficace totale d'interaction, ρ la masse volumique de l'absorbant, ℓ son épaisseur, m sa masse atomique et N le nombre d'Avogadro. L'absorption du neutron de recul de la réaction $K^- n p_s$ est incluse dans la détermination de l'efficacité du détecteur de neutrons.

4.3.2 Emission d'électrons

En traversant la cible les K^- incidents peuvent interagir avec des électrons atomiques du deutérium. Lorsque ces électrons atteignent les compteurs de la coque, et qu'une interaction simultanée détectable a eu lieu, l'événement est perdu. Une simulation du type Monte-Carlo a permis d'estimer la probabilité de cette inhibition.

La section efficace d'émission d'un électron d'énergie cinétique T est déduite de la formule de BHABHA [22] qui donne la probabilité de collision d'une particule chargée, de spin 0, avec un électron libre

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} = \frac{2\pi r_e^2 m_e}{\beta^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}}\right) .$$

m_e et r_e sont la masse et le rayon de l'électron, β est la vitesse de la particule incidente. T_{\max} est l'énergie maximum que peut recevoir un électron

$$T_{\max} = \frac{2\eta^2 m_e}{1 + 2\gamma R + R^2} = 2m_e \eta^{-2} ,$$

η et γ étant les facteur cinématiques relatifs à la particule incidente.

L'angle d'émission de l'électron est donné par la relation.

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \left[\frac{T_{\max}}{T} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} .$$

Le programme de simulation corrige la trajectoire de l'électron par élément de parcours dans les matériaux pour tenir compte de la diffusion multiple qui est très importante. Un parcours minimum d'un millimètre dans le scintillateur des compteurs est imposé comme critère de détection. La correction calculée (tableau IX) est comprise entre 2 et 7%

4.3.3 Interaction des neutrons spectateurs dans la "coque"

Le neutron spectateur de la réaction $K^- p n_s$ a une probabilité qui peut atteindre 10% d'être détecté par les compteurs de la "coque". Ce résultat est dû à la grande transparence des matériaux denses comme le plomb, le cuivre ou même le carbone à des neutrons de basse énergie. Par contre ils interagissent avec une grande section efficace sur l'hydrogène libre des scintillateurs plastiques pour générer, avec une bonne chance un proton de recul de basse énergie qui est facilement détectable. La probabilité de détection des neutrons par la "coque" a été estimée en utilisant les événements générés par le programme d'acceptance (par. 4.1). La section efficace totale $n - d$ [23] est utilisée pour modifier les

trajectoires d'émergence du neutron. La longueur du parcours dans le plastique est calculée. Puis, connaissant les sections efficaces différentielles $n - p$, qui sont exprimées dans le programme [24] sous forme de développements polynomiaux en fonction de l'énergie, on génère des protons de recul.

Le seuil de détection des compteurs a été mesuré et trouvé égal à environ 200 KeV en énergie équivalente électron (T_o). Il correspond, en moyenne, à un photo-électron détecté par le photomultiplicateur. La non-linéarité de la réponse du scintillateur, due à des phénomènes de saturation, rend la détection des particules lourdes moins efficace. L'énergie cinétique T_p des protons nécessaires pour produire une quantité de lumière équivalente à celle d'un électron d'énergie cinétique T est donnée par la formule empirique

$$T_p > 11,5 [1,0 - \exp(-0,2 T^{0,62})] + 1,077 T.$$

On calcule de cette façon le nombre n de photo-électrons émis en moyenne pour le proton de recul généré. Puisque la sensibilité de l'électronique associée aux photomultiplicateurs permettait avec une grande chance la détection d'un photoélectron, la probabilité de ne pas voir le proton est e^{-n} . Chaque interaction générée est pondérée selon cette probabilité (fig. 39) lors du calcul de l'acceptance discutée au début de ce chapitre.

4.3.4 Normalisation du flux incident

La normalisation des sections efficaces a été faite en utilisant les comptages du flux des particules qui a traversé le télescope incident (par. 2.6). Les comptages ont été corrigés pour la perte d'événements due à des causes indépendantes de la sélection électronique des interactions, telles que les erreurs logiques de l'électronique de lecture et de codage des CPM déjà mentionnées (par. 3.4), et les rejets dans la reconstruction de la trace incidente par inefficacité des chambres. Ces corrections consistent à réduire le flux total dans la même proportion.

Une seconde correction a été faite pour tenir compte de la désintégration des K après le compteur Cerenkov, le muon touchant le compteur S_2 . Cette fraction de muons pris pour des kaons a été estimée par une procédure de simulation Monte-Carlo et le flux réduit proportionnellement.

Lorsque deux particules traversent la branche incidente avec un intervalle de temps inférieur au temps de résolution des CPM, elles sont enregistrées comme deux traces simultanées dans chaque plan et sont en conséquence rejetées par l'analyse. Cet effet, qui varie avec l'intensité du faisceau, atteignait 30% à 2,2 GeV/c pour 10^6 particules par déversement. Les compteurs du télescope incident, qui ne prennent qu'une partie du flux qui traverse les CPM, ont une résolution en temps qui est d'un ordre de grandeur plus faible. Le comptage du flux incident n'est donc pas affecté. Pour normaliser les sections efficaces, il suffit de compenser le flux dans le rapport des événements rejetés. Cependant, ce rapport doit être évalué sans le veto des compteurs de la coque dans la sélection des traces incidentes puisqu'ils détectent une fraction des événements multi-traces. Compte tenu du temps de résolution de l'anticoïncidence de la "coque", qui est plus faible que celui des CPM, mais beaucoup plus élevé que celui du télescope incident, cet effet n'est pas négligeable et il est dépendant de la sélection électronique.

Le tableau X indique enfin le taux des rayons δ détectés par les CPM W_3 et W_5 affectant la reconstruction géométrique du K^- diffusé.

Le tableau XI donne les valeurs des corrections utilisées pour la normalisation du flux incident, indépendamment des secondaires, et, à titre d'exemple à 1,8 GeV/c, les valeurs complémentaires de correction du flux qui dépendent des branches de mesure des secondaires.

Le tableau XII est la synthèse des différents rejets d'événements dans l'ordre où ils ont été effectués tout au long de l'analyse.

4.4 Calcul des sections efficaces différentielles - résultat

Si ϕ est le flux corrigé des particules incidentes, et $dN/d\Omega$ le nombre d'événements pour la réaction considérée par unité d'angle solide (dans le système du centre de masse de l'état final K^-N), la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ est donnée par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{d\Omega} \cdot \frac{1}{\phi \cdot B} \cdot \frac{1}{A \cdot \ell \cdot \rho} \quad .$$

B est l'acceptance totale (incluant l'efficacité de détection des neutrons pour la réaction K^-n) définie au par. 4.2. A est le nombre d'Avogadro ($6.022 \cdot 10^{23} \text{ mole}^{-1}$), ℓ la longueur de cible (25 cm) et ρ la densité du deutérium liquide ($0,14 \text{ g/cm}^{-3}$). Avec les sections efficaces exprimées en mb/st les constantes de la relation ci-dessus représentent $\sim 980 \text{ mb}$ par événement et par particule incidente sans correction pour l'acceptance.

Pour chacune des réactions, les événements sont classés par intervalles d'énergie E^* et d'angle θ^* du K diffusé, dans le système du centre de masse. La fig. 40 montre les spectres de E^* disponibles pour les divers angles du spectromètre, et la statistique globale après sommation.

La méthode de calcul des sections efficaces consiste à calculer les sections efficaces pour chaque condition expérimentale particulière définie par l'impulsion incidente et l'angle du spectromètre. Puisqu'il y a recouvrement des spectres en énergie, les valeurs correspondantes à un même couple de valeurs E^* , θ^* sont pondérées en pesant chaque mesure par la précision statistique.

Les distributions angulaires sont établies par bande ΔE^* de 100 MeV. La valeur est limitée par la précision statistique, puisque la résolution en énergie ΔE^* varie de 10 MeV lorsque la diffusion a lieu vers l'avant, à 25 MeV vers l'arrière. De même, les conséquences du mouvement de Fermi sur l'étalement des angles correspond à un intervalle $\Delta(\cos \theta^*)$ égal à 0,2 alors que la valeur choisie pour les distributions angulaires est de 0,1, la précision sur la mesure étant inférieure à 0,015.

Les résultats sont données dans les tables XIII pour le K^-p et XIV pour le K^-n , et sont représentées sur les figs 41 et 42. Ces résultats tiennent compte des corrections dues au deutérium, qui sont discutées dans le chapitre suivant. Les erreurs sont purement statistiques.

5. CORRECTIONS DEUTERIUM

5.1 Introduction

L'utilisation du noyau de deutérium est la meilleure possibilité pour étudier les interactions sur des neutrons, puisque l'énergie de liaison des deux nucléons, proton-neutron, qui est de 2,23 MeV, est faible en comparaison de leur masse. Suivant le modèle de l'approximation d'impulsion [25], les nucléons qui sont dans l'état quantique $I = 0$, $J = 1$, sont considérés comme libres, et leur distribution en impulsion est la réflexion de la fonction d'onde du deuton. Cependant, les états finaux de l'interaction sur deutérium ne peuvent être considérés comme le résultat d'une interaction entre deux particules bien définies, même si la portée de l'interaction, qui est de l'ordre de 0,4 Fermi, est faible par rapport à la distance moyenne entre nucléons (~ 3 fm). Lorsque nous sélectionnons des événements du type K^-n , avec des neutrons de haute énergie et des protons de très basse énergie, il n'est pas certain que le proton dit "spectateur" n'ait pas joué un rôle. En sélectionnant ce type d'événements, on augmente seulement la probabilité que l'interaction ait eu lieu sur le neutron. La particule incidente peut interagir avec les deux nucléons du noyau (effet Glauber) [26] et les nucléons eux-mêmes peuvent interagir en conséquence de la collision. Ce qui est certain, c'est que la complexité des processus intermédiaires dépend beaucoup de la configuration cinématique particulière de l'état final.

Chacun de ces phénomènes doit être correctement évalué pour isoler l'interaction de base entre kaon et nucléon. Pour le faire, nous avons besoin de connaître l'amplitude de diffusion $\bar{K}N$, qui est précisément ce que l'expérience est supposée déterminer. En prenant comme solutions de départ les sections efficaces différentielles observées, et en procédant par itérations successives, on pourrait en principe résoudre le problème. La difficulté de cette procédure évidente, tient au fait que chaque boucle d'itération est équivalente à la résolution d'une analyse en ondes partielles du système $\bar{K}N$ dans un domaine d'énergies dans le centre de masse qui s'étend jusqu'à 2,2 GeV. C'est une méthode lourde, peu élégante et qui demande beaucoup de temps de calcul sur ordinateur.

Comme un compromis raisonnable, nous avons estimé que les déphasages $\bar{K}N$ disponibles à ce jour, représentaient suffisamment bien la situation pour calculer avec une bonne approximation les corrections deutérium. A partir des déphasages, nous avons calculé les sections efficaces différentielles K^-n , puis estimé les sections efficaces " K^-np_s ", et finalement les rapports des deux. Ces facteurs ont été pris pour représenter l'effet du deutérium. Les valeurs mesurées ont été corrigées, une fois pour toute, et les données résultantes utilisées pour l'analyse en ondes partielles qui est décrite dans le chapitre suivant. A la fin de ce travail, une comparaison fut faite entre les corrections deutérium utilisées dans l'analyse, et celles qui auraient été obtenues à partir des amplitudes $\bar{K}N$ déterminées. La différence fut trouvée être inférieure à la précision statistique et aux erreurs systématiques.

5.2 Formalisme

Le calcul effectif des corrections dues au deutérium a été décrit par P. Baillon [27]. La procédure suivie est celle qui a été proposée par Abers et al. [28] et repris par Bertocchi et al. [29]; elle utilise des diagrammes de Feynman et permet d'analyser les interactions sur deutérium à toute impulsion transférée, ceci en opposition avec le formalisme utilisé par Glauber [26] qui n'est valable qu'à petit transfert d'impulsion. Nous exposons ici la procédure mathématique pour l'établissement des formules qui ont été utilisées. La détermination effective des corrections a été faite par un programme de type Monte-Carlo dont on trouvera une description dans la réf. [28].

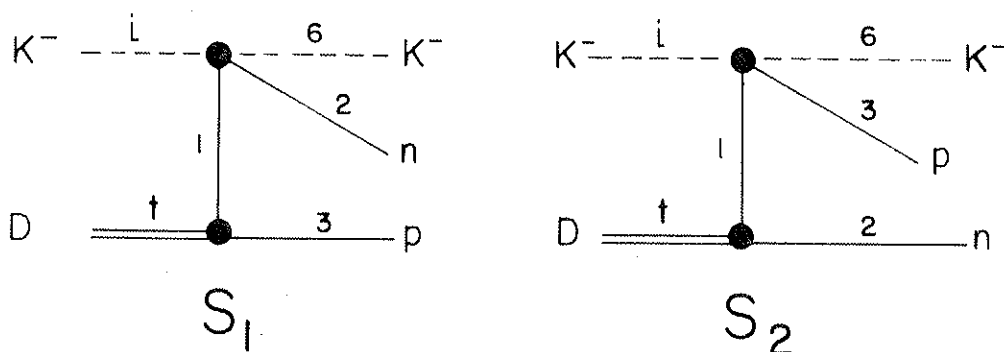
Les calculs des corrections ont été limités aux énergies inférieures à 2200 MeV où les analyses en $\bar{K}N$ sont disponibles. Les interactions sur deutérium ont été analysées à l'aide de cinq graphes: deux pour la diffusion simple, trois pour la diffusion double.

Dans chacun de ces graphes nous distinguerons des variables externes et des variables internes. Les variables externes repérées par $i, t, 2, 3, 6$ sont communes aux cinq graphes et sont relatives aux particules entrant et quittant la réaction. Les variables internes sont

caractéristiques de chaque graphe et sont relatives aux particules échangées. Toutes ces variables ne sont pas indépendantes, elles sont liées par la conservation de l'énergie impulsion à chaque vertex. A chaque graphe correspond une amplitude complexe calculée à l'aide d'une intégration sur les variables internes indépendantes. La section efficace différentielle est donnée par le module carré de cette amplitude intégrée sur les variables externes dans le volume d'espace de phase où la section efficace différentielle est prise en considération.

5.2.1 Simple diffusion

Les deux premiers graphes, à l'ordre 2, représentent la diffusion simple du kaon sur le neutron (S_1) ou sur le proton (S_2).



Si nous limitons le processus de diffusion à ces deux interactions, la section efficace $K^- n \rightarrow K^- n$ mesurée est donnée par la relation

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^2}{v} \int |F(S_1) + F(S_2)|^2 \delta^4(q_i + q_t - q_2 - q_3 - q_6) d^3\vec{q}_2 d^3\vec{q}_3 d^3\vec{q}_6, \quad (1)$$

v est la vitesse de la particule incidente lorsque la particule cible est au repos, les amplitudes de Feynman $F(S_1)$ et $F(S_2)$ sont calculées selon des règles usuelles définies dans l'Appendice C. Ainsi, par exemple

$$F(S_1) = \frac{M_{26} H_{13} T_{12}}{2\pi \sqrt{E_1 E_2 E_3 E_6}}.$$

les énergies sont exprimées dans le système du laboratoire, M_{26} est la masse invariante des particules 2 et 6, H_{13} est la fonction d'onde du deutéron, T_{12} est l'élément de la matrice de diffusion représentatif de la diffusion élastique d'un méson K^- sur un neutron libre, pour l'énergie dans le centre de masse égale à M_{26} et le moment transféré $t = |\vec{q}_1 - \vec{q}_2|^2$. La fonction δ^4 assure la conservation de l'énergie et de l'impulsion totale.

L'intégration de la fonction δ^4 dans le système du centre de masse des particules 2 et 6

$$\delta^4(q_i + q_t - q_2 - q_3 - q_6) d^3\vec{q}_2 d^3\vec{q}_6 = E_2 E_6 P_{26} \frac{d\Omega_{26}}{M_{26}}$$

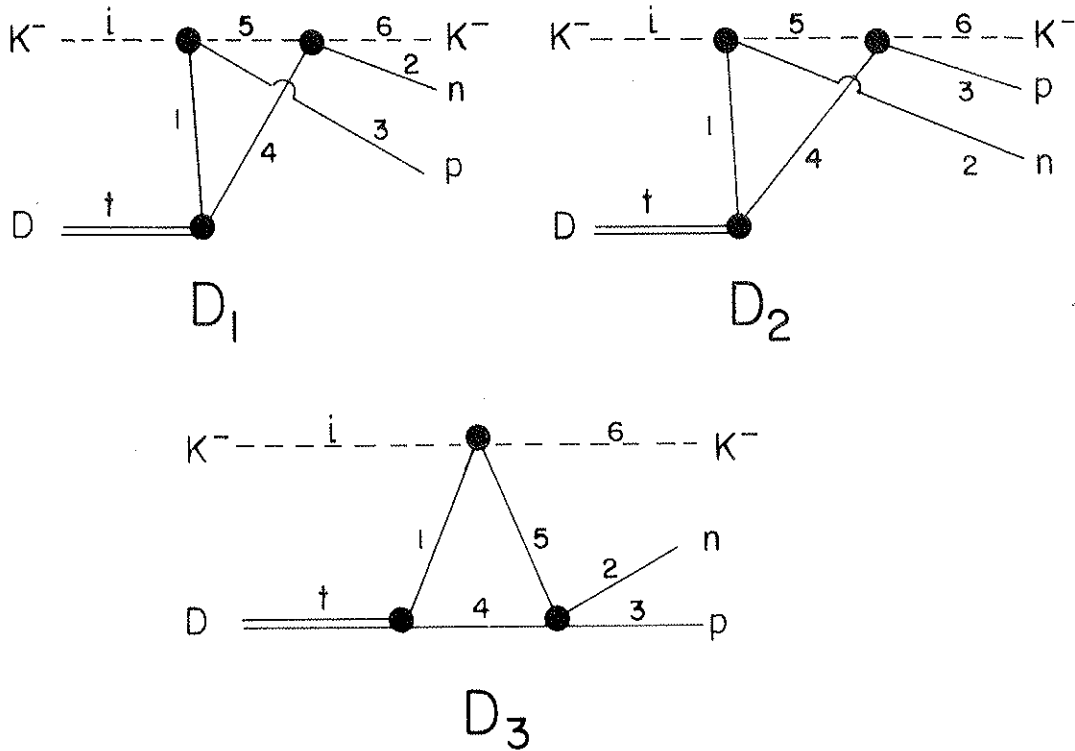
permet de simplifier l'expression (1)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{26} d^3\vec{q}_3} = \frac{P_{26}}{|\vec{q}_i| E_3 M_{26}} |M_{26} H_{13} T_{12} + M_{36} H_{12} T_{13}|^2 \quad (2)$$

Le calcul de l'expression (2) montre que si on se limite aux événements pour lesquels $|\vec{q}_2|$ (resp q_3) > 400 MeV et $|\vec{q}_3|$ (resp q_2) < 80 MeV, alors seul S_1 (resp S_2) contribue au calcul de la section efficace. Ceci permet une détermination plus directe de $|T_{12}|^2$, module carré de l'amplitude de diffusion $K^- n \rightarrow K^- n$.

5.2.2 Double diffusion

Les trois diagrammes du second ordre représentent les contributions de la double diffusion (graphe D_1 et D_2) et de la réinteraction des deux nucléons (D_3) à la mesure de la section efficace.



Pour calculer l'amplitude $F(D_1)$, nous utilisons la même procédure que celle utilisée précédemment. Les variables internes apparaissent comme éléments différentiels dans les intégrales décrivant chaque graphe. Ceux-ci, par le jeu de la conservation de l'énergie-impulsion à chaque vertex, peuvent se réduire aux composantes énergie-impulsion du quadrivecteur q_4 ,

$$d^4 q_4 = dE_4 \cdot d^3 \vec{q}_4 \quad .$$

Les propagateurs associés aux variables internes 4 et 5 introduisent de nouvelles singularités lorsque $q_4^2 = m^2$ et $q_5^2 = \mu^2$. Cependant, selon la méthode décrite en réf. [28], les expressions relatives à ces deux pôles peuvent être remplacées par deux fonctions δ à l'aide de la règle suivante:

$$\frac{1}{q_4^2 - m^2} \cdot \frac{1}{q_5^2 - \mu^2} \rightarrow \frac{(2i\pi)^2}{2} \delta(q_4^2 - m^2) \delta(q_5^2 - \mu^2) \quad . \quad (3)$$

Ainsi, et en nous référant aux expressions de l'Appendice C, nous obtenons,

$$F(D_1) = \sqrt{2} \frac{iG\phi(q_1^2, q_4^2)}{(q_1^2 - m^2)} \cdot \frac{1}{(2\pi)^{7/2}} \frac{M_{35} T_{13} M_{26} T_{42}}{M_D E_1 E_2 E_3 E_6} \delta(q_4^2 - m^2) \delta(q_5^2 - \mu^2) d^4 q_4 \quad (4)$$

m, μ, M_D sont respectivement les masses du nucléon, du kaon et du deuton; $\phi(q_1^2, q_4^2)$ est la fonction de vertex du deuton; G est la constante de couplage neutron-proton-deuton.

Désignons par α et ϕ_4 l'angle polaire et l'angle azimutal entre la direction de \vec{q}_4 et celle définie par $\vec{q}_2 + \vec{q}_6$. En remplaçant l'élément différentiel $d^3 \vec{q}_4$ par

$$d^3 \vec{q}_4 = |\vec{q}_4|^2 d|\vec{q}_4| d\cos \alpha d\phi_4 ,$$

puis en intégrant la fonction $\delta(q_4^2 - m^2)$ selon l'énergie de la particule 4 dans le système du laboratoire ainsi que la fonction $\delta(q_5^2 - \mu^2)$ selon la variable $\cos \alpha$, nous fixons les particules 4 et 5 sur leur couche de masse. Leurs énergies deviennent respectivement

$$E_4 = (m^2 + \vec{q}_4^2)^{1/2} \text{ et } E_5 = (\mu^2 + \vec{q}_5^2)^{1/2}$$

et nous introduisons un facteur

$$\left(\frac{\partial q_5^2}{\partial \cos \alpha} \right)^{-1} = \frac{1}{2|\vec{q}_4| \cdot |\vec{q}_2 + \vec{q}_6|} .$$

La fonction de vertex $\phi(q_1^2, q_4^2)$ dépend alors de la seule variable q_1^2 et nous pouvons utiliser la relation [29],

$$\frac{G\phi(q_1^2)}{q_1^2 - m^2} = (16 M\pi^3)^{1/2} H(q) .$$

q est l'impulsion de la particule 1 dans le système du laboratoire, $H(q)$ la fonction d'onde du deuton. L'amplitude $F(D_1)$ s'exprime alors par

$$F(D_1) = \int \frac{iH_{14}M_{35}T_{13}M_{26}T_{42}}{(2\pi)^2 |\vec{q}_2 + \vec{q}_6|} d\phi_4^{62} |\vec{q}_4| dq_4 \quad (5)$$

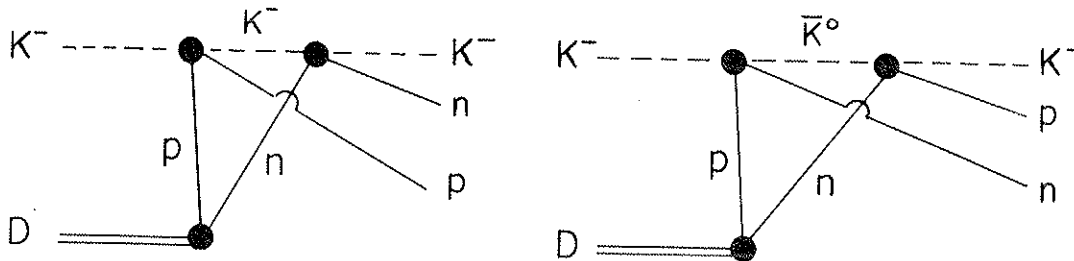
On obtient de manière analogue les amplitudes relatives aux diagrammes D_2 et D_3 . En ajoutant les amplitudes calculées pour chaque graphe, la section efficace $K^- n$ devient

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{26} d^3\vec{q}_3} &= \frac{P_{26}^*}{q_1 E_3 M_{26}} |M_{26}H_{13}T_{12} + M_{36}H_{12}T_{13} \\ &+ \int \frac{i}{4\pi E_4} \left[\int \frac{M_{35}T_{13}M_{26}T_{42}}{|\vec{q}_2 + \vec{q}_6|} d\phi_4^{62} \right. \\ &+ \int \frac{M_{25}T_{12}M_{36}T_{43}}{|\vec{q}_3 + \vec{q}_6|} d\phi_4^{63} \\ &\left. + \int \frac{M_{65}T_{15}M_{23}T_{45}}{|\vec{q}_2 + \vec{q}_3|} d\phi_4^{32} \right] H_{14} |\vec{q}_4| dq_4 \quad (6) \end{aligned}$$

5.2.3 Isospin et spin

Dans les graphes D_1 , D_2 et D_3 , il est nécessaire de faire une sommation sur tous les états d'isospin possibles pour les particules intermédiaires.

Par exemple, dans le diagramme D_2 il faut tenir compte du fait que la particule 5 échangée peut être un K^- ou un \bar{K}^0 .



Cette sommation sur les états d'isospin revient à faire les remplacements suivants:

Dans le graphe	on remplace	par
S_1	T_{12}	$T_{12} (K^- n \rightarrow K^- n)$
S_2	T_{13}	$T_{13} (K^- p \rightarrow K^- p)$
D_1	$T_{42} T_{13}$	$T_{42} (K^- n \rightarrow K^- n) \cdot T_{13} (K^- p \rightarrow K^- p)$
D_2	$T_{43} T_{42}$	$T_{43} (K^- p \rightarrow K^- p) \cdot T_{12} (K^- n \rightarrow K^- n)$ $- T_{43} (\bar{K}^0 n \rightarrow K^- p) \cdot T_{12} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$
D_3	$T_{45} T_{15}$	$T_{45} (NN \rightarrow NN, I = 0) \cdot [T_{15} (K^- p \rightarrow K^- p)$ $+ T_{15} (K^- n \rightarrow K^- n)]$.

De même que nous avons sommé sur tous les états de spin isotopiques possibles, nous avons aussi à sommer, sur les états de spin des particules intermédiaires et faire la moyenne des carrés des amplitudes sur tous les états de spin initiaux et finaux. Pour cela, nous devons exprimer à chaque vertex l'amplitude de diffusion en fonction des spins des nucléons interagissants.

Nous écrivons l'amplitude K nucléon sous la forme invariante

$$T_{if} = U_F^\dagger \gamma_0 \left\{ A + B \frac{\bar{\gamma}(\vec{q}_i + \vec{q}_F)}{2} \right\} U_i ; \quad (7)$$

U_i et U_F étant les spineurs de Dirac des nucléons interagissants q_i et q_F leur impulsion, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_0$ les matrices usuelles de Dirac.

En écrivant (7) dans le centre de masse de la réaction $K^- n$, il est facile de l'identifier avec l'écriture classique dans les analyses en ondes partielles

$$T_{if} = S_F^\dagger (f + ig \vec{\sigma} \cdot \vec{n}) S_i ,$$

où S_i et S_F représentent les spineurs à deux composantes associées aux nucléons, \vec{n} est la normale au plan de la réaction, $\vec{\sigma}$ les matrices de Pauli. D'où on déduit

$$A = \frac{m}{W} \cdot \left[\frac{W+m}{E+m} f(\theta) + \left(\frac{W+m}{E+m} \cos \theta + \frac{W-m}{E-m} \right) g(\theta) / \sin \theta \right]$$

$$B = \frac{m}{W} \cdot \left[\frac{1}{E+m} f(\theta) + \left(\frac{1}{E+m} \cos \theta + \frac{1}{E-m} \right) g(\theta) / \sin \theta \right]$$

E est l'énergie d'un nucléon dans le système du centre de masse, W est la masse invariante de la réaction.

Les deux amplitudes f et g sont calculables à partir des amplitudes de diffusion T_ℓ^+ et T_ℓ^- qui correspondent à des ondes partielles de spin total $J = \ell \pm 1/2$.

$$f(\theta) = \lambda \sum_{\ell} \left[(\ell+1) T_\ell^+ + \ell T_\ell^- \right] P_\ell(\cos \theta)$$

$$g(\theta) = \lambda \sin \theta \sum_{\ell} (T_\ell^+ - T_\ell^-) dP_\ell(\cos \theta) / d \cos \theta ,$$

$\lambda = \hbar c / p$ étant la longueur d'onde associée divisée par 2π .

Au vertex np du diagramme D_3 , le système des deux nucléons est réduit à l'état de singulet d'isospin. Nous utilisons les résultats de l'analyse en déphasage de Mac Grégor et al. [30] relative à l'état d'isospin $I = 0$ pour définir les amplitudes de diffusion élastique n-p sur le domaine d'énergie cinétique compris entre 1 et 450 MeV.

Nous désignons par I, S et L les valeurs respectives de l'isospin, du spin total et du moment orbital qui caractérisent le système. Le principe de Pauli impose que la somme $I + S + L$ soit impaire. Ainsi, pour les valeurs de L impaires, les deux nucléons se trouvent dans l'état de singulet de spin et pour les valeurs paires dans l'état triplet.

De façon classique, l'amplitude de diffusion qui décrit la diffusion élastique de particules sans spin, est une fonction complexe qui dépend d'un ensemble de paramètres réels δ_ℓ appelés déphasages qui font

correspondre à chaque onde incidente de moment angulaire ℓ une onde diffusée de même moment angulaire mais multipliée par $e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell$,

$$|\ell, 0\rangle \rightarrow e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell |\ell, 0\rangle .$$

Ainsi, si nous décomposons l'onde incidente en harmoniques sphériques avons

$$|I\rangle = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |\ell, 0\rangle .$$

Il suffit de multiplier chaque onde partielle par le terme $e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell$ pour obtenir l'onde diffusée.

Lorsque nous introduisons l'état de spin des deux nucléons, caractérisé par le spineur $|S, s\rangle$, nous projetons chaque couple $|\ell, 0\rangle |S, s\rangle$ sur la base des vecteurs propres du moment cinétique total, puis nous développons l'onde incidente sur la base des états $|S, \ell, J, m\rangle$ selon les valeurs croissantes de J . Pour ℓ impair, le spin total S est nul, donc $J = \ell$

$$|\ell, 0\rangle |0, 0\rangle = |0, J, J, 0\rangle .$$

Pour ℓ pair, le spin total est égal à 1, le moment cinétique peut prendre trois valeurs $J = \ell$ et $J = \ell \pm 1$ lorsque $\ell \neq 0$

$$|\ell, 0\rangle |1, s\rangle = \sum_{j=\ell-1}^{\ell+1} C(\ell, J, 1, 0, m, m) |1, \ell, J, m\rangle \quad (8)$$

La méthode utilisée pour définir l'amplitude de diffusion est plus complexe car la conservation de la parité et du moment cinétique total J permettent des transitions entre des états où le moment angulaire orbital n'est pas conservé. Par exemple, si nous limitons les états permis du système np à l'onde H

$$\begin{array}{ccccc} {}^1P_1 & {}^3D_2 & {}^1F_3 & {}^3G_4 & {}^1H_5 \\ ({}^3S_1, {}^3D_1) & & ({}^3D_3, {}^3G_3) & & \end{array} .$$

Les états mis entre parenthèses sont couplés deux à deux. Le moment angulaire orbital a pour valeurs $\ell^\pm = J \pm 1$, J est impair et $S = 1$.

Nous procédons en deux étapes en étudiant séparément:

- Les états $|1, J, J, m\rangle$ qui sont simplement modifiés par le terme de phase

$$e^{i\delta_{J,1}} \sin \delta_J \quad .$$

- Les deux états couplés $\alpha_i^- |1, J-1, J, m\rangle + \alpha_i^+ |1, J+1, J, m\rangle$ que l'on représente dans l'état final sous la forme

$$\alpha_F^- |1, J-1, J, m\rangle + \alpha_F^+ |1, J+1, J, m\rangle \quad .$$

Les coefficients α_F^+ et α_F^- sont reliés aux coefficients de Clebsch-Gordan α_i^- et α_i^+ par une matrice de collision définie pour les deux valeurs $J = 1$ et $J = 3$ (et pour chaque énergie) par la représentation de Blatt et Biedenharn

$$\begin{pmatrix} \alpha_F^- \\ \alpha_F^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \epsilon_j & -\sin \epsilon_j \\ \cos \epsilon_j & \cos \epsilon_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta^-} \sin \delta^- & 0 \\ 0 & e^{i\delta^+} \sin \delta^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \epsilon_j & \sin \epsilon_j \\ -\sin \epsilon_j & \cos \epsilon_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_i^- \\ \alpha_i^+ \end{pmatrix} .$$

Puis en développant chaque état $|1, \ell, J, m\rangle$ sur la base des états $|\ell, m-s\rangle |S, s\rangle$, ce qui donne pour l'état triplet de spin,

$$|1, \ell, J, m\rangle = \sum_{s=-1,0,1} C(\ell, 1, J, m-s, s, m) |\ell, m-s\rangle |1, s\rangle$$

nous pouvons écrire l'état final sous une forme identique à celle représentant l'onde incidente

$$|F\rangle = \sum_{\ell=1,3,5} A_\ell |\ell, 0\rangle |0, 0\rangle + \sum_{\substack{\ell=0,2,4 \\ s=-1,0,1}} B_{\ell,1,m} |\ell, m-s\rangle |1, s\rangle .$$

Si nous affectons les indices 1 et 2 aux états de spin haut et bas des deux nucléons dans l'état initial ou dans l'état final, ceci conduit à remplacer l'élément de matrice T_{45} par l'une des expressions:

$$T_{ij}^{11} = \sum_{\ell=0,2,4} B_{\ell,1,m}^{ij} Y_{\ell,1,m}^{m-1} Y_{\ell}^{m-1} (\cos \theta, \emptyset)$$

$$T_{ij}^{22} = \sum_{\ell=0,2,4} B_{\ell,-1,m}^{ij} Y_{\ell}^{m+1} (\cos \theta, \emptyset)$$

$$T_{ij}^{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\ell=0,2,4} B_{\ell,0,m}^{ij} Y_{\ell}^m (\cos \theta, \emptyset) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\ell=1,3,5} A_{\ell}^{ij} Y_{\ell}^0 (\cos \theta, \emptyset)$$

$$T_{ij}^{21} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\ell=0,2,4} B_{\ell,0,m}^{ij} Y_{\ell}^m (\cos \theta, \emptyset) - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\ell=1,3,5} A_{\ell}^{ij} Y_{\ell}^0 (\cos \theta, \emptyset)$$

m prend les valeurs -1, 0, 1 suivant l'orientation des deux spins dans l'état initial. Les indices supérieurs de T représentent l'état final, les indices inférieurs (ij) l'état initial.

5.3 Résultats

Les corrections qui ont été calculées sont représentées sur les figs 43 et 44 en fonction de l'énergie et du cosinus de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Elles sont importantes vers l'avant et vers l'arrière où elles peuvent atteindre 20%.

L'examen des contributions des différents termes montre que les interactions entre nucléons dans l'état final sont prépondérantes vers l'avant. Par contre, vers l'arrière, ce sont les phénomènes de double diffusion qui sont les plus importants, principalement à basse énergie bien que la contribution du diagramme D_3 soit négligeable.

Pour les énergies supérieures à 2,2 GeV les corrections n'ont pas été calculées. L'erreur systématique qui est pour cette raison commise sur les distributions angulaires est inférieure à 5%, sauf vers l'avant où elle peut atteindre 10%.

La fig. 41 montre une comparaison entre les résultats que nous avons obtenus dans cette expérience avec les prédictions déduites des analyses en déphasages de RLIC [6] et de Hemingway [17].

Le bon accord qui est obtenu pour la diffusion élastique $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^0 p$ dans le domaine des énergies inférieures à 2.2 GeV où les analyses ont été faites, conforte la validité de la procédure expérimentale suivie. Par contre, nos résultats pour la diffusion $\bar{K}^0 n \rightarrow \bar{K}^0 n$ ne confirment pas les prédictions.

6. ANALYSE EN ONDES PARTIELLES

6.1 Méthode

Les sections efficaces différentielles élastiques $\bar{K}^0 n \rightarrow \bar{K}^0 n$ obtenues par cette expérience furent introduites en même temps que les données existantes dans le canal $\bar{K}^0 N \rightarrow \bar{K}^0 N$, dans un programme d'analyse en ondes partielles à énergie dépendante, pour déterminer un ensemble d'amplitudes qui décrivent correctement les données disponibles dans l'intervalle des impulsions incidentes comprises entre 1,1 et 2,0 GeV/c. Le domaine équivalent en énergie totale dans le c.d.m. s'étend de 1,840 à 2,234 GeV. La procédure suivie est analogue à celle développée par le groupe CHS [4] dans leurs analyses dépendantes de l'énergie, entre 400 et 1200 MeV/c. Cependant, pour décrire les amplitudes additionnelles du fond, nous avons préféré utiliser un développement en polynômes de Legendre comme dans l'analyse récente du groupe CHM [17]. Dans le programme d'ajustement, les valeurs initiales des paramètres caractéristiques des ondes introduites pour décrire les données sont celles qui ont été données par cette analyse. Le but que nous poursuivions à ce stade de l'analyse était limité; nous ne cherchions pas à déterminer toutes les solutions possibles compatibles avec les données, ni d'autres paramétrisations qui pourraient mieux les décrire. Il est important de noter cependant que cette analyse est la première qui utilise les sections efficaces différentielles dans l'état pur d'isospin $I = 1$. Toutes les analyses précédentes traitent uniquement des données dans les états mélangés d'isospin $I = 0$ et $I = 1$, si l'on excepte les mesures des sections efficaces totales $\bar{K}^0 n$. Il n'est donc pas évident, a priori, que les résultats de telles analyses conduisent à une détermination unique de chaque état d'isospin. En fait, seules les amplitudes du fond que nous trouvons sont tout à fait différentes de celles des analyses précédentes. Aucune nouvelle résonance n'est mise en évidence car les contraintes sur les données sont suffisamment fortes pour permettre une détermination des amplitudes sans devoir séparer les deux canaux. Les données que nous avons utilisées comprennent:

- (a) des mesures de sections efficaces différentielles élastiques et d'échange de charge

$$\begin{aligned} \bar{K}^- p &\rightarrow \bar{K}^- p \quad \text{à 81 énergies,} \\ \bar{K}^- p &\rightarrow \bar{K}^0 n \quad \text{à 63 énergies,} \\ \bar{K}^- n &\rightarrow \bar{K}^- n \quad \text{à 9 énergies;} \end{aligned}$$

- (b) des mesures (ou interpolations) de sections efficaces totales

$$\begin{aligned} \bar{K}^- p &\quad \text{à 99 énergies,} \\ \bar{K}^- n &\quad \text{à 99 énergies,} \\ \bar{K}^0 n &\quad \text{à 96 énergies;} \end{aligned}$$

- (c) des mesures de polarisation

$$\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- p \quad \text{à 19 énergies;}$$

- (d) et enfin, des mesures du rapport α de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant,

$$\begin{aligned} \bar{K}^- n &\rightarrow \bar{K}^- n \quad \text{à 10 énergies,} \\ \bar{K}^- p &\rightarrow \bar{K}^- p \quad \text{à 10 énergies.} \end{aligned}$$

L'ensemble de ces mesures représente une quantité importante de données lorsque toutes les énergies sont traitées simultanément. Pour en réduire le nombre, nous avons remplacé les distributions angulaires des diffusions élastiques $\bar{K}^- p$ et d'échange de charge $\bar{K}^0 n$ par des développements en polynômes de Legendre,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \chi^2 \sum_{n=0}^N A_n P_n(\cos \theta),$$

où les coefficients A_n sont des fonctions quadratiques des amplitudes d'ondes partielles.

Cette procédure n'est cependant pas sans inconvénients, même lorsque l'ajustement est jugé mathématiquement satisfaisant par un test de χ^2 , si les données ne sont pas assez nombreuses ou ne couvrent pas totalement le domaine angulaire. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser directement les mesures plutôt qu'une paramétrisation. C'est le cas notamment pour la réaction $\bar{K}^- n$ et les mesures de polarisation du proton dans la diffusion $\bar{K}^- p$.

Nous n'avons pas incorporé dans les données nos mesures des distributions angulaires K^-p , qui n'ont été faites que pour contrôler la validité de la procédure de la mesure de la réaction K^-n , et n'ont pas l'ambition d'être aussi précises, que ceux qui sont obtenus avec une cible d'hydrogène. Les résultats des expériences avec une cible de deutérium ne sont donc utilisés que lorsqu'ils apportent des informations supplémentaires, ou plus précises, que ceux qui sont obtenus en séparant les deux états d'isospin au moyen des réactions K^-p et \bar{K}^0n .

6.2 Formalisme

Pour introduire dans le formalisme les amplitudes des ondes partielles que nous cherchons à déterminer, la méthode la plus usuelle consiste à exprimer les deux grandeurs mesurables, section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ et polarisation \vec{P} , en fonction des amplitudes f et g de non retournement de spin et de retournement de spin

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2$$

$$\vec{P} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \operatorname{Re} (f \cdot g^*) \vec{n},$$

où \vec{n} définit la normale au plan de diffusion.

$$f = \lambda \sum_{\ell=0}^N (\ell+1) T_{\ell}^{+} + T_{\ell}^{-} P_{\ell}(\cos \theta)$$

$$g = \lambda \sin \theta \sum_{\ell=0}^N (T_{\ell}^{+} - T_{\ell}^{-}) dP_{\ell}(\cos \theta)/d \cos \theta ;$$

ℓ est le moment angulaire orbital, T_{ℓ}^{\pm} sont les amplitudes des ondes partielles de moment angulaire total $J = \ell \pm 1/2$. La sommation sur ℓ porte sur un nombre limité ($N = 6$) de termes car, pour les énergies de cette analyse, les états de moments angulaires supérieurs ne sont pas perturbés lors de l'interaction.

La connaissance de la section efficace totale

$$\sigma_T = 4\pi\lambda \operatorname{Im} f(0)$$

et du rapport α qui résulte de l'interférence entre les forces nucléaires et Coulombiennes [10], déterminent la partie imaginaire et la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant.

La séparation des deux états d'isospin est obtenue à partir des réactions considérées en utilisant les relations

$$\begin{cases} T_{K^- p} = 1/2 T_0 + 1/2 T_1 \\ T_{K^0 n} = 1/2 T_0 - 1/2 T_1 \\ T_{K^- n} = T_1 \end{cases} .$$

Les amplitudes des ondes partielles sont fonction de l'énergie. Leur variation est imposée à priori en écrivant que chaque amplitude est la somme d'une amplitude de fond T_f et d'une amplitude résonnante T_r du type Breit-Wigner

$$T = T_f + T_r e^{i\phi} .$$

L'amplitude de fond est représentée par un développement en polynômes de Legendre

$$T_f = \sum_{n=0}^N a_n P_n(y) ,$$

où les coefficients a_n sont des nombres complexes, y est une fonction linéaire de l'impulsion, normalisée à ± 1 aux extrémités de l'intervalle étudié en écrivant

$$y = \frac{2P - P_2 - P_1}{P_2 - P_1} .$$

P est l'impulsion du kaon incident dans le système du laboratoire, P_1 et P_2 sont respectivement les valeurs minimale et maximale de l'intervalle en impulsion sur lequel l'amplitude de fond est paramétrisée.

L'amplitude résonnante T_r est proportionnelle, au voisinage de l'énergie résonnante E_r , au coefficient d'élasticité x défini par le rapport de la largeur du canal élastique Γ_e à la largeur totale à mi-hauteur de la résonance Γ

$$T_r(E) = \frac{\Gamma_e(E)/\Gamma(E)}{\varepsilon - i},$$

où $\varepsilon = 2(E_r - E)/\Gamma(E)$; E est l'énergie totale disponible dans le centre de masse. La dépendance en énergie de Γ permet de tenir compte de l'effet de barrière dû au moment angulaire orbital

$$\Gamma(E) = \Gamma(E_r) \cdot B_\ell(E)/B_\ell(E_r)$$

$B_\ell(E)$ est le facteur de barrière centrifuge dont l'expression relativiste est due à Glashow-Rosenfeld [31]

$$B_\ell(E) = \frac{K}{E_r} \left(\frac{K^2}{K^2 + K_0^2} \right)^\ell.$$

K est l'impulsion dans le centre de masse et K_0 une constante dont la valeur 1.7738 fm^{-1} est égale à l'inverse du rayon de l'interaction.

Le programme d'analyse effectue:

- (a) le calcul des grandeurs physiques mesurables à partir d'un ensemble de valeurs de départ des amplitudes,
- (b) la comparaison de ces grandeurs avec les valeurs mesurées au moyen d'un χ^2 global et
- (c) la variation des valeurs initiales des amplitudes de façon à minimiser le χ^2 .

Le programme de minimisation est MINROS, le nombre total des données utilisées est de 2120 pour 130 paramètres à déterminer.

6.3 Résultats

Pour décrire les données, nous introduisons une seule résonance $D_{15}(1,765)$ dont les paramètres bien établis ne seront pas variés. En effet, bien que située au-dessous du seuil en énergie de l'analyse, sa contribution au domaine étudié n'est pas négligeable. Les paramètres des autres résonances utilisées sont variables, mais finalement seules

de légères modifications ont été apportées aux résonances trouvées pour obtenir un meilleur ajustement des données. Nous confirmons les principales résonances (tableau XV) classées avec trois ou quatre étoiles dans le tableau I. De nombreuses ondes: S_{01} , S_{11} , P_{01} , P_{11} , P_{13} , D_{13} , D_{05} , G_{17} , G_{09} , H_{09} , H_{011} contribuent au fond résonnant par des polynômes du second degré.

La meilleure solution trouvée est caractérisée par la valeur du χ^2 par degré de liberté, $\chi^2/N = 1,32$. Pour cette solution, et pour chacune des grandeurs utilisées, les valeurs du χ^2 et du nombre de données sont indiquées dans le tableau XVI.

La fig. 45 montre les sections efficaces différentielles K^-n mesurées et les valeurs calculées avec les valeurs finales des amplitudes des ondes partielles. L'accord est satisfaisant. Pour chaque distribution angulaire, le χ^2 normalisé au nombre de points expérimentaux varie de 0,4 à 1,6 à l'exception d'une seule valeur: $\chi^2/N = 2,1$ à 2,038 GeV.

Les figs. 46(a, b) montrent les diagrammes d'Argand relatifs aux ondes partielles pour les états d'isospin $I = 0$ et $I = 1$. La partie imaginaire de l'amplitude est portée en ordonnée et la partie réelle en abscisse. Pour satisfaire l'unitarité, les points doivent être à l'intérieur du cercle de diamètre 1, centré à 0,5 sur l'axe imaginaire. Les amplitudes sont calculées par pas de 20 MeV en énergie dans le centre de masse, celles qui sont associées à l'énergie maximum sont désignées par la lettre H.

Pour les ondes de moment angulaire total $J \geq 5/2$, les résultats sont généralement en bon accord avec ceux des analyses précédentes; toutefois, nous n'avons aucune évidence pour l'onde $F_{15}(1915)$. Ce résultat n'est d'ailleurs pas en désaccord avec ceux d'autres analyses, comme, par exemple, celle de RLIC, où la faible valeur de l'élasticité trouvée dans le canal élastique ($x = 0,05$) ne justifie pas son existence. Par contre, la valeur 0,11 obtenue par CHM est plus significative. En ce qui concerne la présente analyse, qui est directement comparable à celle de la réf. [17], cela signifie que l'apport des nouvelles données entraîne des contraintes

différentes de celles obtenues auparavant en séparant les deux états d'isospin. Cela suggère que le rapport de branchement de cette résonance est probablement très faible (inférieur à 0,05). Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'ajustement des sections efficaces totales σ_0 et σ_1 n'est pas entièrement satisfaisant dans la région de cette résonance.

L'onde F_{17} , qui est bien établie, a une élasticité de 0,15 compatible avec le résultat de CHM, mais elle est bien plus faible que celle de l'analyse de RLIC (0,24).

La possibilité d'une onde résonnante $F_{07}(2116)$ de faible élasticité, a été envisagée par Litchfield et al. [32] puis infirmée par les analyses les plus récentes du canal élastique. Notre valeur ($x = 0,05$) est à la limite de ce que nous considérons comme acceptable pour juger la présence de cette résonance.

Les paramètres de l'onde G_{07} sont en excellent accord avec ceux trouvés dans les analyses [6] et [17].

Pour les ondes de moment angulaire total $J \leq 3/2$, la seule résonance nécessaire à l'ajustement de nos données est l'onde $P_{03}(1895)$. Les paramètres obtenus sont identiques à ceux de CHM et proches des valeurs de RLIC. Les ondes de faible spin qui décrivent le fond sont souvent différentes de celles présentées par ces deux analyses. Cependant les écarts ne sont pas plus grands que ceux qui existent entre différentes analyses à basse énergie. Cela s'explique aussi par le fait que notre analyse, qui est prolongée à plus haute énergie que l'analyse RLIC, est moins contrainte par la continuité des amplitudes à basse énergie.

La variation en fonction de l'impulsion des coefficients des développements en polynômes de Legendre des sections efficaces différentielles élastiques K^-p et d'échange de charges \bar{K}^0n sont représentées sur les figs 47(a) et (b). De même, sur la fig. 48 est représentée la variation des coefficients B_i du développement du produit de la polarisation du proton par la section efficace différentielle élastique K^-p

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \chi^2 \sum_{n=1}^N B_n \sin \theta [dP_n(\cos \theta)/d(\cos \theta)].$$

Les courbes en trait continu mettent en évidence la qualité de l'ajustement. Pour chacune d'elles, la valeur moyenne du χ^2 par point expérimental, qui varie de 0,23 à 1,23 pour les sections efficaces totales $\bar{K}p$ et les deux états d'isospin séparés (fig. 49), atteint des valeurs comprises entre 1,64 et 3,51 pour les coefficients B_i . Ces coefficients n'ayant pas été utilisés comme données dans cette analyse, les résultats montrent que les mesures de polarisation contraignent encore insuffisamment les analyses en ondes partielles et que des mesures plus complètes, et avec une meilleure précision statistique seraient nécessaires.

7. CONCLUSION

Cette expérience fournit les premières mesures de sections efficaces différentielles élastiques $\bar{K}n$ à moyenne énergie. L'absence de mesures similaires n'a pas permis une comparaison directe des résultats obtenus. Cependant, nos données sont généralement compatibles avec les prédictions des deux analyses en ondes partielles les plus récentes bien qu'elles soient en désaccord avec chacune d'elles prises séparément. Un autre test de cohérence est obtenu par l'étude de la diffusion $\bar{K}d \rightarrow \bar{K}pn_s$, réalisée dans les mêmes conditions expérimentales, et corrigée de l'effet deutérium par la même procédure analytique. Nos résultats sont ici en excellent accord avec les mesures existantes réalisées sur une cible d'hydrogène.

Les premiers résultats de l'analyse en ondes partielles que nous avons effectuée en incorporant nos distributions angulaires $\bar{K}n$ entre 1,830 et 2,2 GeV, confirment la plupart des résonances, et leurs paramètres caractéristiques. Toutefois, notre analyse ne montre aucune évidence pour l'onde $F_{15}(1915)$. Nous pensons que la structure importante qui est présentée par la section efficace totale $\bar{K}n$ à cette énergie, est due à la méthode de séparation des états d'isospin appliquée aux sections efficaces totales $\bar{K}p$ et $\bar{K}d$.

APPENDICE A

MESURE DE L'IMPULSION DES KAONS DIFFUSES

Avec cinq coordonnées mesurées, x_3 , y_3 , x_5 et y_5 avant l'aimant, x_6 ou x_7 après l'aimant, $1/P$ et les coordonnées x ou y de la trajectoire dans un plan quelconque sont paramétrisables sous la forme d'un polynôme du troisième degré

$$H = a + \sum_{i=1}^5 b_i x_i + \sum_{\substack{i,j=1 \\ (j>1)}}^5 C_{ij} x_i x_j + \sum_{\substack{i,j,k=1 \\ (k>j>i)}}^5 d_{ijk} x_i x_j x_k, \quad (A.1)$$

qui contient 56 coefficients. Pour les déterminer, 3000 trajectoires à travers l'aimant ont été simulées pour chacune des six positions géométriques du spectromètre. Chaque trajectoire générée est définie à son origine M_0 par le vecteur impulsion \vec{P} de la particule. Ces quantités sont choisies à l'intérieur des limites imposées par la géométrie de l'expérience (dimensions de la cible, acceptance angulaire) et de la cinématique. Les trajectoires sont générées suivant une distribution angulaire isotrope dans le laboratoire, avec un spectre en impulsion qui recouvre la distribution attendue pour chaque position géométrique compte tenu de la variation de l'impulsion du faisceau incident. Le module du vecteur impulsion \vec{P} est supposé constant tout long de la trajectoire et sa direction est représentée en tout point M par le vecteur unitaire

$$\vec{u} = \frac{\vec{P}}{P} = \frac{d\vec{M}}{ds},$$

tangent à la trajectoire. Les trajectoires sont calculées point par point en incrémentant l'abscisse curviligne ds par pas de 2,5 mm ou de 10 mm suivant que l'induction magnétique \vec{B} varie rapidement ou non. Hors des limites de la zone de champ donnée par la carte ($B < 3.10^{-7}$ T) les trajectoires sont rectilignes.

Les trois composantes de l'induction ont été mesurées en 12 600 points qui forment des cellules parallélépipédiques de mêmes dimensions, dont la longueur - suivant la perpendiculaire à la fenêtre d'entrée de l'aimant - est de 6 cm, la largeur de 4 cm et la hauteur de 8 cm.

Les relevés ont été effectués dans six plans horizontaux le long de 21 lignes de 100 points, prises dans le sens de la longueur de l'aimant. Une représentation des lignes de champ, dans le plan médian parallèle à la fenêtre d'entrée, est montrée sur la fig. 20.

Sur l'intervalle ds du parcours, la variation de la direction de la particule est obtenue par un développement au premier ordre

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \frac{d\vec{u}_0}{ds} ds \quad . \quad (A.2)$$

Par contre un développement au second ordre est nécessaire pour exprimer le déplacement espace

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \frac{d\vec{M}_0}{ds} ds + \frac{d^2\vec{M}_0}{ds^2} ds^2 \quad . \quad (A.3)$$

A partir de la relation classique

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{d} \frac{\vec{P}}{m} \wedge \vec{B} \quad ,$$

et en écrivant

$$\frac{d^2\vec{M}_0}{ds^2} = \frac{d\vec{u}_0}{ds} = \frac{d\vec{u}_0}{dt} \frac{dt}{ds} = \frac{m}{P} \frac{d\vec{u}_0}{dt} \quad ,$$

on trouve

$$\frac{d\vec{u}_0}{ds} = \frac{e}{Pc} \vec{u}_0 \wedge \vec{B}(M_0) \quad . \quad (A.4)$$

L'induction $\vec{B}(M_0)$ est déterminée par interpolations linéaires successives des valeurs mesurées aux huit coins de la cellule qui contient le point M_0 en calculant:

- (a) Les valeurs de B aux quatre coins du rectangle d'intersection de la cellule avec un plan passant par M_0 parallèlement à l'une des faces de la cellule.
- (b) Les valeurs de B aux deux intersections de ce rectangle avec une droite passant par M_0 , parallèlement à l'un des côtés du rectangle.

(c) La valeur de B au point M_0 par interpolation de ces dernières valeurs.

En partant d'un point initial M_0 , les relations (A.2), (A.3) et (A.4) permettent donc, pour une impulsion déterminée \vec{P} , de suivre la trajectoire dans l'aimant, pas à pas, et de calculer les coordonnées des points d'intersection avec tous les plans des CPM.

Les coefficients du développement (A.1) sont déterminés par la méthode des moindres carrés.

Pour chacune des six positions angulaires du spectromètre, huit polynômes sont déterminés suivant l'abscisse mesurée par les deux CPM placées après l'aimant (x_6 ou x_7) pour calculer:

- (a) l'impulsion de la particule diffusée,
- (b) les trois coordonnées de la trajectoire dans les plans des CPM non utilisés pour la détermination de P .

La précision de la mesure de P , qui est de $\pm 1\%$ à 700 MeV/c, n'est pas améliorée lorsque le pas de l'incrémentations ds utilisé est réduit par un facteur 5. Compte tenu de la diffusion multiple, la résolution totale en impulsion est de $\pm 1,5\%$ de sorte que les deux contributions à l'erreur sont assez bien équilibrées.

APPENDICE B

B.1 DETERMINATION DE L'IMPULSION DU NUCLEON DE REcul ET DU NUCLEON SPECTATEUR

Considérons la réaction quasi-élastique de diffusion sur le deutérium

$$(1) + (2) \rightarrow (3) + (4) + (5)$$

où les particules (1) et (3) sont respectivement les mésons (π ou K) incident et diffusé, (2) le deuton au repos ($m_2 c^2 = 1,876$ GeV), (4) le nucléon de recul (p ou n) et (5) le nucléon spectateur (n_s ou p_s).

Si on mesure les impulsions \vec{P}_1 et \vec{P}_3 , et la direction $\vec{u}_4 = \vec{P}_4 / P_4$ du nucléon de recul, les lois de conservation énergie-impulsion

$$\begin{aligned} E_1 + m_2 &= E_3 + E_4 + E_5 \\ \vec{P}_1 &= \vec{P}_2 + \vec{P}_4 + \vec{P}_5 \end{aligned}$$

permettent d'établir une relation du second degré en P_4

$$\begin{aligned} [A^2 - (E_1 - E_3 + m_2)^2] P_4^2 + 2A(B + m_4)^2 \cdot P_4 \\ + B^2 - m_4^2(\Delta P^2 - m_5^2) = 0. \end{aligned}$$

E_i est l'énergie totale de la particule i , $\Delta P = |\vec{P}_1 - \vec{P}_3|$

$$A = \vec{u}_4 \cdot (\vec{P}_1 - \vec{P}_3) \quad \text{et}$$

$$B = \frac{1}{2}(E_1 - E_3 + m_2)^2 - m_4^2 - m_5^2 - \Delta P^2.$$

L'équation a le plus souvent une seule racine positive. Lorsque l'équation admet deux racines positives, la valeur la plus grande est attribuée à P_4 . C'est une détermination, sans contrainte, des paramètres cinématiques non mesurés.

Puisque la particule (5) est "spectatrice", elle n'intervient pas dans le mécanisme de la diffusion. Son impulsion p_5 (ou p_s) n'est pas modifiée

$$\vec{p}_s = \vec{p}_1 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4$$

et elle est égale mais opposée à l'impulsion du nucléon cible avant interaction.

B.2 CALCUL DE LA MASSE MANQUANTE

Lorsque \vec{p}_3 est la seule grandeur mesurée dans l'état final, la masse manquante MM qui satisfait les lois de conservation en supposant une réaction élastique, est déterminée par le calcul de l'invariant relativiste

$$MM^2 = (K_1 + K_2 - K_3)^2,$$

où $K_i (\vec{p}_i, E_i)$ est le quadrivecteur impulsion-énergie de la particule (i).

Si le nucléon cible est au repos,

$$MM^2 = MM_0^2 = (E_1 + m_2 - E_3)^2 - |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|^2$$

doit être égal au carré de la masse du nucléon de recul. Pour un nucléon lié dans le noyau du deuton,

$$\Delta(MM^2) = MM^2 - MM_0^2 = 2(E_1 - E_3)(E_2 - m_2) - 2\vec{p}_2 \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_3).$$

La direction de \vec{p}_2 est isotrope autour de la direction de $\vec{p}_1 - \vec{p}_3$. Par conséquent, la valeur moyenne de

$$\cos \theta = \frac{\vec{p}_2 \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)}{p_2 \cdot |\vec{p}_1 - \vec{p}_3|}$$

est nulle. Le seul terme qui contribue au déplacement de la distribution de la MM est

$$\Delta(MM^2) = 2(E_1 - E_3)(E_2 - m_2)$$

et il est peu significatif.

APPENDICE C

REGLES POUR LE CALCUL DES GRAPHES DE FEYNMAN

Les amplitudes de FEYNMAN sont construites en multipliant des facteurs caractéristiques des éléments qui constituent chaque graphe. Ces facteurs sont les suivants:

- A chaque particule entrante ou sortante, boson ou fermion, est associée l'expression

$$d^3q/(2\pi)^3 \sqrt{2q^0}$$

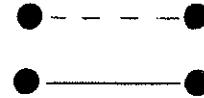
où q est le quadrivecteur (q^0, \vec{q}) énergie impulsion de la particule.



- Pour chaque ligne interne correspond le propagateur

$$-id^4q/(2\pi)^4 (q^2 - m^2 + i\epsilon)$$

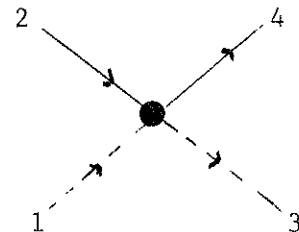
où le terme $i\epsilon$, qui assure que la masse associée au quadrivecteur q n'est pas celle d'une particule réelle, peut être omis si l'on admet que le quadrivecteur q est hors de sa couche masse.



- A chaque vertex méson-nucléon correspond le facteur

$$4i\sqrt{s} (2\pi)^5 T_{12} \delta^4(q_1 + q_2 - q_3 - q_4),$$

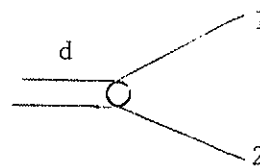
où T_{12} est l'élément de matrice de diffusion méson-nucléon pour une énergie totale dans le centre de masse égale à \sqrt{s} . La fonction delta assure la conservation de l'énergie et de l'impulsion.



- Au vertex du deuteron, est associé
le produit de la constante de couplage
G proton-neutron-deuteron et de la
fonction de vertex du deuteron $\phi(q_1^2, q_2^2)$,
$$(2\pi)^4 G \phi(q_1^2, q_2^2) \delta^4(q_d - q_1 - q_2)$$

la fonction ϕ qui dépend d'une (voir
graphe S_1) ou de deux (voir graphe D_1)
variables hors de leur couche de masse
est normalisée de façon que

$$\phi(m^2, m^2) = 1 .$$



REMERCIEMENTS

Je voudrais que ma femme trouve ici le témoignage de ma reconnaissance pour les nombreux sacrifices qu'elle m'a consentis et tous les encouragements qu'elle m'a prodigués tout au long de ce travail.

Cette expérience est le résultat d'une collaboration entre le Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université de Caen et le CERN. La plus grande partie de ce travail a été réalisée sous l'autorité de Monsieur Max Ferro-Luzzi, que je tiens à remercier particulièrement pour les conseils, les critiques et les connaissances dont il m'a fait profiter. Je lui suis aussi très reconnaissant de l'ambiance sympathique et de la bonne atmosphère de travail qu'il a su créer dans son groupe.

Je désire aussi remercier Monsieur J. Séguinot, non seulement pour avoir associé le Laboratoire à cette collaboration, mais surtout pour m'avoir enseigné le soin avec lequel il fallait aborder toutes les étapes de ce travail, depuis la préparation et la mise au point de techniques expérimentales, jusqu'à l'obtention et la présentation des résultats.

Je tiens également à remercier Monsieur F. Lefebvres, pour les facilités qu'il m'a accordées et la confiance témoignée tout au long de l'expérience. J'assure de ma gratitude Monsieur M. Schérer qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a introduit dans cette collaboration.

J'exprime ma plus vive reconnaissance à Monsieur A. Astier pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce mémoire et de présider le jury.

Je suis très sensible à la présence de Monsieur J.L. Cojan parmi les membres du jury et je lui adresse mes remerciements.

Je tiens tout particulièrement à remercier Messieurs Y. Déclais et P. Baillon avec lesquels j'ai pu collaborer efficacement à l'analyse des données, ainsi que tous mes collègues qui ont participé à cette expérience: C. Bricman, J. Duchon, J.P. Patry, J.M. Perreau et T. Ypsilantis.

La mise au point de cette expérience a nécessité le concours d'un grand nombre de personnes, électroniciens et mécaniciens, tant au Laboratoire de Physique Corpusculaire qu'au CERN. Je les remercie pour leur collaboration.

Les dessins de ce rapport ainsi que ceux des publications relatives à cette expérience ont été réalisés avec beaucoup de soin et de patience par Madame C. Rigoni. Mademoiselle E. Delucinge a dactylographié et organisé avec compétence la mise en page de cette thèse. Je leur adresse mes remerciements ainsi qu'à toutes les personnes du CERN dont Monsieur R. Armenteros et Madame E. Feldmann qui ont facilité la publication de ce travail.

REFERENCES

- [1] W. Langbein et F. Wagner, Nucl. Physics B47 (1972) 477.
- [2] J.K. Kim, Phys. Letters 27 (1971) 356.
- [3] A.T. Lea, B.R. Martin, R.G. Moorhouse et G.C. Oades, Nucl. Phys. B56 (1973) 77.
- [4] R. Armenteros et al., Nucl. Physics B21 (1970) 15.
R. Armenteros et al., Nucl. Physics B3 (1967) 592 et B8 (1968) 195 et 223.
- [5] A. Berthon et al., Nucl. Physics B24 (1970) 417.
- [6] T.C. Bacon et al., RL 75-182.
- [7] K. Abe et al., Phys. Rev. D12 (1975) 6.
P.C. Barber et al., RL 75-014.
- [8] C. Daum et al., Nucl. Physics B6 (1968) 273.
S. Anderson-Almehed et al., Nucl. Physics B21 (1970) 515.
M.C. Albrow et al., Nucl. Physics B29 (1971) 414.
- [9] C.R. Cox et al., Phys. Rev. 184 (1969) 1443.
- [10] P. Baillon et al., Phys. Letters 50B (1974) 377, Phys. Letters 50B (1974) 383 et Rapport Jaune CERN 75-10.
Y. Déclais, Thèse, CNRS A.0 12.300.
- [11] R.L. Cool et al., Phys. Rev. D1 (1970) 1887.
R.J. Abrams et al., Phys. Rev. D1 (1970) 1917.
- [12] D.V. Bugg, Phys. Rev. 168 (1968) 1466.
- [13] C. Bricman et al., Phys. Letters 31B (1970) 152.
- [14] T. Bowen et al., Phys. Rev 2 (1970) 2599.
- [15] A.S. Carroll et al., Conférence sur les résonances baryoniques 1973, Purdue.
- [16] T. Tripp et al., Rev. Mod. Physics 48, N° 2, Part II.
- [17] R.J. Hemingway et al., Nucl. Physics B91 (1975) 12.
- [18] A. Colombo, M. Ferro-Luzzi et G. Petrucci, Secondary Beams for Counter Experiments at the CERN PS for the Year 1971, CERN NP Internal Report 71-5.
- [19] E. Chesi et Y. Déclais, A Read out System and Fast Coding Logic for Multiwire Proportional Chambers, CERN/D.Ph. II/K⁻ Group/72-1.

REFERENCES (suite)

- [20] G. Amato, E. Chesi, Y. Declais et J. Séguinot, CERN/D.Ph. II/GA/ge
13 mars 1970.
- [21] Sections efficaces totales:
Pd - D. Bugg et al., R. Abrams et al., UCRL 20000 NN
 K^-C - R. Abrams et al. Phys. Rev. D4 (1971) 3235.
 K^-d - R. Coll et al., (cf. réf. 11)
P-C - C. Serre, Rapport jaune CERN 67-5.
- [22] B. Rossi, High Energy Particles (Prentice Hall, New York 1952).
- [23] Sections efficaces totales neutron-deutérium, UCRL 5226.
- [24] R. Kurz, Rapport UCRL 11339 (1964).
- [25] G.F. Chew, Phys. Rev. 80 (1950) 196.
- [26] R. Gauber, Phys. Rev. 100 (1955) 242.
V. Franco et R. Glauber, Phys. Rev. 142 (1966) 1195.
- [27] P. Baillon, CERN/D.Ph.II/PHYS 72-50
- [28] E. Abers, H. Burkardt, V. Teplitz et C. Wilkin, Nuovo Cimento 42A
(1966) 365.
- [29] L. Bertocchi et A. Capella, Nuovo Cimento 51A (1967) 369.
L. Bertocchi, Ecole Internationale de la Physique des Particules
Elementaires Herceg-Noví (1969).
- [30] M. MacGregor, R. Arndt et R. Wright, Phys. Rev. 182 (1969) 1714.
- [31] S. Glashow et A. Rosenfeld, Phys. Rev. Letters 10 (1963) 192.
- [32] P. Litchfield et al., Nucl. Phys. B30 (1971) 25.

TABLEAU I
Résonances Y^*

Etat de la situation

Particule (Masse)	LI2J	Mise en évidence	Mode d'observation			$\Sigma\pi$
			σ_{tot}	$\bar{K}N$	$\Lambda\pi$	
Λ (1115)	P01	++++				
Λ (1330)		détruire				
Λ (1405)	S01	++++				
Λ (1520)	D03	++++	++++	++++		++++
Λ (1600)	P01	+		+		+
Λ (1670)	S01	++++		++++		++++
Λ (1690)	D03	++++	++++	++++		++++
Λ (1800)	P01	++		+++		++
Λ (1800)	G09	+		+		+
Λ (1815)	F05	++++	++++	++++		++++
Λ (1830)	D05	++++		+++		++++
Λ (1860)	P03	+++	++	+++		++
Λ (1870)	S01	++		+++		+
Λ (2010)		++				+
Λ (2020)	F07	+		+		+
Λ (2100)	G07	++++	++++	++++		+++
Λ (2110)	F05	++		++		+
Λ (2350)		++++	++++	++++		
Λ (2585)		+++	+++	+		
Σ (1190)	P11	++++			++++	++++
Σ (1385)	P13	++++				
Σ (1440)	PE	détruite				
Σ (1480)	PE	+		+	+	+
Σ (1580)	D13	++	++	+	++	
Σ (1620)	S11	++		++	+	+
Σ (1660)	P11	++		++	+	++
Σ (1670)	D13	++++	++	+++	++++	++++
Σ (1670)	PE	++		++	++	++
Σ (1690)	PE	++	+	+	++	+
Σ (1750)	S11	+++		++	++	+
Σ (1765)	D15	++++	++++	++++	++++	+++
Σ (1770)	P11	+		+	+	
Σ (1840)	P13	+		+	++	+
Σ (1880)	P11	++		++	++	
Σ (1915)	F15	++++	+++	+++	++++	+++
Σ (1940)	D13	+++		+	+++	++
Σ (2000)	S11	+			+	
Σ (2030)	F17	++++	++++	++++	++++	++
Σ (2070)	F15	+				+
Σ (2080)	P13	++			++	
Σ (2100)	G17	+			+	+
Σ (2250)		++++	++++	+	+	+
Σ (2455)		+++	+++	+		
Σ (2620)		+++	+++	+		
Σ (3000)		++		+	+	

++++ Bien établie
 +++ Bonne, demande quelques clarifications
 ++ Confirmation nécessaire
 + Faible

TABLEAU II

Nombre d'événements enregistrés sur les bandes sources
pour chacune des deux réactions: $K^- n \rightarrow K^- n$ et $K^- p \rightarrow K^- p$

		<u>(a) Diffusion $K^- n$</u>					
		Angle du Spectromètre					
Impulsion du faisceau incident (GeV/c)		20°	30°	40°	60°	75°	90°
	1.200	20124	8864	6756	2780	2114	
	1.400	18978	9995	5048	4467		2171
	1.600	26220	9781	7291	4887	7005	4599
	1.800	33368	5316	6200	5158	5612	3591
	2.000	27475	9426	10000	4405	5285	3983
	2.200	27629	8528	12580	5021	5050	4523
	<u>(b) Diffusion $K^- p$</u>						
		20°	30°	40°	60°	75°	90°
	1.200	10209	7850	5854	2810	2068	
	1.400	8108	7868	3444	5676		1589
	1.600	11099	7215	5824	6607	8416	3538
	1.800	15882	4224	5473	6880	6514	2321
	2.000	11296	6709	8124	5524	6473	1505
	2.200	11244	6266	9936	7069	7158	2731

TABLEAU III

Position géométrique des détecteurs
(cotes en mm)

Branche incidente	S_1	-3088					
	C_1	-3056 -2486					
	W_1	-2399.5					
	W_2	-1008.5					
	C_2	-929 -359					
	S_2	-315					
	Centre de la cible	0					
	ST_r	442					
Spectromètre magnétique	θ_k	20°	30°	40°	60°	75°	90°
	S_3	397	379	372	453	293	324
	W_3	501.5	482.5	475	556	396.5	427
	W_4	773.5	728.5	764	795.5		
	W_5	1085	1015	1058.5	1095.5	775	805
	S_4	1300	1300	1300	1302	1204	1208
	Centre de l'aimant	2200	2200	2200	2202	1904	1908
	θ_d	15°	20°	20°	30°	40°	40°
	W_6	1580	1539	1541	1400	1274	1279
	W_7	2444	2348	2403	2208	2127	2140
	S_5	2783	2688	2743	2554	2477	2438
Branche "neutre"	θ_n	60°	50°	40°	30°	25°	20°
	S_7	484	367	655	444	557	518
	W_8	589.5	471	760.5	549	661	622
	W_9	1084	953.5	1258	1036	1161	1115
	DN	1608	1250	1648	1410	1587	1522

TABLEAU IV

Impulsion du faisceau incident (GeV/c)	Taux de transmission des K^- incidents entre le compteur Cerenkov C_1 et la cible
1.200	.9656
1.400	.9705
1.600	.9741
1.800	.9770
1.990	.9792
2.180	.9811

TABLEAU V

(a) Dimensions effectives en mm des chambres proportionnelles multifils (espacement entre fils sensibles: 2 mm)		
	Horizontale	Verticale
W_1	192	192
W_2	192	192
W_3	320	256
W_4	288 fils inclinés à 30°	
W_5	640	320
W_6	1024	640
W_7	1216	832
W_8	318	256
W_9	512	512
(b) Les cinq modules du détecteur neutrons d'un même groupe sont identiques. Les dimensions intérieures sont celles d'un carré de 850 mm de côté pour les chambres du premier groupe. Pour les trois autres groupes, les dimensions sont respectivement de 1000, 1150 et 1300 mm.		

TABLEAU VI

DETAIL DES MATERIAUX QUI CONSTITUENT UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

La densité est ρ , l'épaisseur ℓ , l'espacement entre les fils e et le nombre de longueurs de radiation est L/L_o . Le nombre total de longueurs de radiation pour une chambre est $\sim 34,10^{-4}$. Ainsi, à 1 GeV/c, l'angle moyen de diffusion multiple est de $\sim 0,87$ mrd.

Matériau	Composition	$\rho\ell$ (mg/cm ²)	$\frac{L}{L_o}$ (10 ⁻⁴)
Gaz	A à 0.8 atm (5 cm)	7.12	3.61
	{ C ₄ H ₁₀ isobutane à 0.2 atm (5 cm) }	C 19.21	4.44
		H 1.56	0.25
Fenêtres	C ₅ H ₄ O ₂ mylar (2 x 1 mm)	O 9.20	2.91
Cathodes	Cu (3 plans, $\phi = 100 \mu$, $e = 1$ mm)	21.00	16.15
Grilles de blindage	Fe (2 grilles, $\phi = 50 \mu$, $e = 0.5$ mm)	8.00	5.76
Fils sensibles	W (2 plans, $\phi = 20 \mu$, $e = 2$ mm)	0.60	0.88

TABLEAU VII

Nombre d'événements enregistrés sur les bandes DST
pour chacune des deux réactions: $\bar{K} n \rightarrow \bar{K} n$ et $\bar{K} p \rightarrow \bar{K} p$

Impulsion du faisceau incident (GeV/c)	(a) Diffusion $\bar{K} n$					
	Angle du Spectromètre					
	20°	30°	40°	60°	75°	90°
1.200	10642	4430	3237	1143	833	
1.400	9963	3906	2601	1667		981
1.600	11972	3705	3047	2028	1582	1790
1.800	13190	1749	2546	1799	1620	1158
2.000	9864	2449	2948	1244	1262	744
2.200	8934	2269	3653	876	924	1100
	(b) Diffusion $\bar{K} p$					
	Angle du Spectromètre					
	20°	30°	40°	60°	75°	90°
1.200	7481	5369	4087	1489	874	
1.400	5908	5196	2508	2715		871
1.600	7358	4539	3767	3090	3126	1821
1.800	9647	2445	3456	2881	1935	1151
2.000	7053	3341	3500	1955	1398	645
2.200	6213	3038	4165	2344	1382	926

TABEAU VIII

PARCOURS DANS LES ABSORBANTS SITUES

SUR LES TRAJECTOIRES INCIDENTE ET DIFFUSEE

θ_k et θ_p sont les angles du spectromètre et de la branche "neutre" par rapport à la direction incidente.

Particule	Matériau	Epaisseur cm	ρl (g/cm ²)
Kaon incident	Scintillateur	0.1	.103
	Mylar	0.04	.056
	D ² liquide	12.85	2.089
Kaon diffusé	D ² liquide	$3/\sin \theta_k$	$.487/\sin \theta_k$
	Mylar	$0.02/\sin \theta_k$	$.028/\sin \theta_k$
	Delitte	$0.2/\sin \theta_k$	$.200/\sin \theta_k$
	air	400	.516
	4 CPM		.264
	Scintillateur	0.6	.619
Nucléon de recul	D ² liquide	$3/\sin \theta_p$	$.487/\sin \theta_p$
	Mylar	$0.02/\sin \theta_p$	$.028/\sin \theta_p$
	Delitte	$0.2/\sin \theta_p$	$.200/\sin \theta_p$
	2 CPM		.132
	air	120	.155
	Scintillateur	0.6	.619

TABLEAU IX

Détection des rayons δ dans la coque (%)

Impulsions du faisceau incident (GeV/c)	Angle du Spectromètre					
	20°	30°	40°	60°	75°	90°
1.200	3.3	2.0	1.7	1.4	1.4	
1.400	3.8	2.4	2.2	2.0		1.8
1.600	3.4	2.9	2.6	2.4	1.8	2.2
1.800	4.0	3.4	3.1	2.8	2.6	2.6
2.000	4.6	3.9	3.5	3.2	2.9	2.9
2.200	5.0	4.2	3.8	3.4	2.3	2.1

TABLEAU X

Taux de rayons δ détectés dans les chambres W_3 et W_5 (%)

Impulsions du faisceau incident (GeV/c)	Angle du Spectromètre					
	20°	30°	40°	60°	75°	90°
1.200	4.0	4.1	3.8	3.0	3.4	
1.400	3.4	4.2	4.2	3.0		4.2
1.600	3.9	4.1	4.1	3.0	3.3	3.9
1.800	4.0	4.2	4.0	3.3	3.9	3.8
2.000	3.9	4.5	4.2	3.0	3.3	3.6
2.200	4.1	4.6	4.7	3.2	2.7	3.6

TABLEAU XI

Facteurs de correction du flux incident de K^-

(a) Corrections indépendantes de l'angle de diffusion						
Impulsion du faisceau incident (GeV/c)	1.200	1.400	1.600	1.800	2.000	2.200
Désintégrations entre C_1 et S_2	.995	.995	.995	.995	.995	.995
Désintégrations entre S_2 et la cible	.966	.971	.974	.977	.979	.981
Absorption du kaon incident dans S_2	.998	.998	.998	.998	.998	.998
Absorption dans la cible	.960	.964	.964	.964	.967	.967
Traces fortuites détectées dans les CPM W_1 et W_2	.952	.951	.944	.907	.850	.824
(b) Corrections dépendantes de la géométrie pour une impulsion incidente de 1.8 GeV/c						
Emission des rayons δ dans la coque	Position angulaire du spectromètre					
	20°	30°	40°	60°	75°	90°
	.960	.966	.969	.972	.974	.974
<u>K^- diffusé</u>						
Absorption dans la cible	.976	.983	.984	.988	.991	.991
Absorption dans le spectromètre	.978	.978	.979	.980	.981	.983
Rayons δ et inefficacité des CPM	.960	.958	.960	.967	.884	.885
<u>Nucléon de recul</u>						
Absorption dans la cible (réaction (a))	1.007	1.011	1.016	1.025	1.057	1.066
Absorption dans la cible (réaction (b))	.993	.989	.984	.976	.971	.965
Absorption dans la branche "neutre" (réaction (b))	.977	.977	.976	.975	.974	.972

TABLEAU XII(a)

Pourcentage d'événements éliminés à chacune des étapes de la sélection et du traitement des données de la diffusion K^-p , en fonction des conditions expérimentales.

Impulsion (GeV/c)	Angle	Erreurs électro- niques	Rejets branche chargée et branche neutre	Pas de trace incidente	Hors cible et distance entre traces trop grandes	Test du χ^2	Coupures Masse man- quante	Coupures cinéma- tiques
1.200	20°	4.0	52.0	6.2	8.6	16.5	1.8	62.2
	30°	3.1	52.4	8.6	6.9	12.7	3.5	43.2
	40°	2.5	61.1	7.7	4.4	17.8	3.5	37.9
	60°	4.4	57.0	8.3	13.0	19.3	4.5	36.8
	75°	5.8	61.5	7.8	8.2	26.8	4.9	40.9
1.400	20°	3.6	52.8	6.5	8.2	14.3	3.3	63.9
	30°	4.0	52.8	10.7	5.3	10.5	7.4	51.5
	40°	2.0	63.6	7.1	3.4	15.8	13.0	45.1
	60°	4.3	62.4	9.3	12.8	18.0	9.9	45.0
	90°	7.9	58.3	14.8	5.0	25.0	0.0	58.9
1.600	20°	4.6	56.0	9.1	7.9	15.6	5.8	66.2
	30°	3.5	59.3	9.7	5.7	10.1	14.7	60.2
	40°	2.2	62.9	10.0	3.2	14.7	15.2	57.1
	60°	3.7	67.9	10.0	11.1	17.9	13.1	50.9
	75°	8.1	70.8	12.4	6.5	19.2	12.2	52.0
	90°	11.0	63.0	15.7	3.9	22.0	0.0	54.0
1.800	20°	4.8	58.0	13.7	7.5	15.7	6.9	65.7
	30°	4.4	59.4	15.9	4.9	12.1	19.4	60.3
	40°	2.9	59.8	12.3	2.8	14.7	18.2	52.2
	60°	3.8	71.6	11.4	11.6	16.9	23.0	51.5
	75°	8.5	76.2	14.9	6.6	18.6	24.4	48.4
	90°	8.5	60.1	16.8	5.0	26.1	0.6	52.9
2.000	20°	4.3	58.9	12.5	6.7	13.3	8.0	69.0
	30°	4.3	63.1	21.1	6.0	11.0	24.7	61.7
	40°	3.2	60.1	20.0	4.9	19.0	18.3	56.2
	60°	5.4	72.2	19.7	13.5	19.2	31.9	46.8
	75°	10.0	82.4	20.2	6.1	20.0	28.2	51.1
	90°	8.9	67.6	20.3	3.3	22.5	0.4	55.3
2.200	20°	4.6	63.5	17.7	7.7	14.2	7.5	74.5
	30°	5.8	64.4	20.1	6.1	12.3	25.0	61.0
	40°	3.4	59.7	25.8	5.4	18.0	18.1	50.8
	60°	5.9	75.3	22.6	12.2	17.7	36.8	47.4
	75°	11.1	84.7	22.6	7.0	20.5	35.9	53.2
	90°	10.5	75.9	30.6	5.7	17.9	0.4	62.0

TABLEAU XII(b)

Pourcentage d'événements éliminés à chacune des étapes de la sélection et du traitement des données de la diffusion K^-n , en fonction des conditions expérimentales.

Impulsion (GeV/c)	Angle	Erreurs électro- niques	Rejets branche chargée et branche neutre	Pas de trace incidente	Hors cible et distance entre traces trop grandes	Test du χ^2	Coupures Masse man- quante	Coupures cinéma- tiques
1.200	20°	3.3	97.67	6.5	21.1	20.66	3.8	54.5
	30°	2.6	96.32	8.9	11.5	10.2	0.0	54.3
	40°	1.9	95.33	6.8	9.2	21.1	0.0	54.0
	60°	3.9	94.36	7.0	13.6	19.8	0.0	39.2
	75°	4.9	89.24	10.5	7.5	24.0	0.0	49.3
1.400	20°	3.3	96.85	6.3	23.1	14.4	0.8	62.1
	30°	4.1	94.99	10.2	12.9	12.4	1.1	57.7
	40°	1.7	93.78	7.3	8.4	18.0	0.0	58.9
	60°	3.9	91.91	8.9	13.0	17.4	0.0	51.1
	90°	5.1	81.60	15.1	8.1	31.4	36.9	55.4
1.600	20°	3.6	96.54	8.8	27.4	19.7	4.3	73.5
	30°	2.7	97.99	10.0	15.8	11.0	3.1	74.4
	40°	2.0	88.30	10.4	10.0	16.2	3.6	69.2
	60°	2.6	88.05	9.1	13.9	17.3	0.0	67.4
	75°	5.7	86.17	11.6	9.0	16.1	0.0	53.2
	90°	8.1	80.01	15.0	8.9	25.2	36.1	54.0
	90°	8.1	80.01	15.0	8.9	25.2	36.1	54.0
1.800	20°	4.2	94.60	14.0	27.9	20.7	6.2	78.1
	30°	4.2	95.78	21.7	17.5	14.7	11.7	69.9
	40°	2.7	89.76	12.8	9.4	13.8	8.6	67.3
	60°	3.0	89.16	12.1	15.1	16.3	1.5	63.8
	75°	6.9	87.39	13.9	8.6	16.6	0.0	67.6
	90°	6.3	83.28	15.5	8.2	26.1	28.6	55.9
	90°	6.3	83.28	15.5	8.2	26.1	28.6	55.9
2.000	20°	4.0	94.88	13.6	32.9	16.0	7.9	81.7
	30°	4.9	95.84	20.9	20.6	14.1	19.0	73.4
	40°	2.0	90.40	20.5	13.4	19.9	8.4	67.5
	60°	5.3	89.22	19.1	16.1	19.7	7.3	74.0
	75°	8.4	87.31	21.5	8.1	23.7	3.2	69.1
	90°	5.0	82.10	21.2	7.7	18.4	44.6	58.6
	90°	5.0	82.10	21.2	7.7	18.4	44.6	58.6
2.200	20°	4.4	94.52	18.1	34.3	16.4	12.6	83.7
	30°	4.9	94.35	24.7	17.7	15.9	25.8	71.7
	40°	3.1	88.74	26.7	14.5	19.7	13.7	66.4
	60°	4.8	86.54	22.8	13.3	16.1	12.1	72.3
	75°	7.5	90.41	23.7	9.1	15.0	8.6	77.5
	90°	6.8	83.59	29.9	9.0	20.4	5.7	84.8
	90°	6.8	83.59	29.9	9.0	20.4	5.7	84.8

TABLEAU XIII(a)

$$\bar{K} p \rightarrow \bar{K} p$$

Sections efficaces différentielles, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/st)

$\begin{array}{c} E(\text{GeV}) \\ \hline \cos \theta \end{array}$	1.858	1.903	1.948	1.993	2.038	2.083
-.850						.13 \pm .02
-.750				.37 \pm .05		.17 \pm .02
-.650	.59 \pm .09	.19 \pm .05			.22 \pm .02	.10 \pm .01
-.550	.76 \pm .10	.34 \pm .05			.25 \pm .02	.12 \pm .01
-.450	.59 \pm .10	.25 \pm .05	.16 \pm .02	.14 \pm .02	.12 \pm .02	.13 \pm .01
-.350	.33 \pm .05	.28 \pm .04	.22 \pm .03	.18 \pm .02	.14 \pm .02	.17 \pm .02
-.250	.23 \pm .03	.34 \pm .04	.17 \pm .02	.20 \pm .02	.15 \pm .02	.15 \pm .02
-.150	.23 \pm .04	.33 \pm .04	.21 \pm .02	.20 \pm .02	.11 \pm .02	.12 \pm .02
-.050		.31 \pm .05	.17 \pm .03	.12 \pm .02	.11 \pm .01	
.050	.37 \pm .03	.29 \pm .04	.14 \pm .02	.12 \pm .02	.11 \pm .01	.08 \pm .01
.150	.42 \pm .03	.33 \pm .03	.18 \pm .02	.13 \pm .02	.09 \pm .01	.07 \pm .01
.250	.47 \pm .03	.43 \pm .04	.20 \pm .02	.12 \pm .02	.06 \pm .01	.09 \pm .01
.350	.46 \pm .04	.59 \pm .06	.28 \pm .02	.20 \pm .02	.07 \pm .01	.08 \pm .01
.450	.82 \pm .07	.86 \pm .07	.44 \pm .04	.40 \pm .04	.12 \pm .02	.15 \pm .02
.550	1.15 \pm .06	1.11 \pm .06	.68 \pm .04	.52 \pm .03	.22 \pm .02	.24 \pm .02
.650	1.68 \pm .08	1.80 \pm .08	1.03 \pm .06	.86 \pm .05	.39 \pm .03	.39 \pm .03
.750	3.28 \pm .20	2.75 \pm .16	1.87 \pm .13	1.57 \pm .11	1.15 \pm .08	1.08 \pm .08

TABLEAU XIII(b)

$$\bar{K} p \rightarrow \bar{K} p$$

Sections efficaces différentielles, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{mb/st})$

$\begin{array}{c} E(\text{GeV}) \\ \hline \cos \theta \end{array}$	2.128	2.168	2.203 ^(*)	2.240 ^(*)	2.280 ^(*)	2.320 ^(*)
-.850	.06 ± .01			.06 ± .01	.02 ± .01	.02 ± .01
-.750	.09 ± .01	.07 ± .01		.04 ± .01	.06 ± .02	.03 ± .00
-.650	.12 ± .02	.06 ± .01	.09 ± .02	.04 ± .01	.06 ± .01	.03 ± .01
-.550	.08 ± .01	.05 ± .01		.05 ± .01	.07 ± .01	.04 ± .01
-.450	.09 ± .01	.08 ± .01	.11 ± .02	.07 ± .01	.06 ± .01	.04 ± .01
-.350	.09 ± .01	.09 ± .01	.07 ± .01	.07 ± .01	.07 ± .01	.06 ± .01
-.250	.09 ± .01	.08 ± .01	.06 ± .01	.08 ± .01	.06 ± .01	.04 ± .01
-.150	.10 ± .01	.10 ± .02		.07 ± .01		
-.050	.07 ± .01	.07 ± .02	.08 ± .01	.06 ± .01	.08 ± .01	.08 ± .01
.050	.11 ± .01	.13 ± .02	.07 ± .01	.10 ± .01	.11 ± .01	.09 ± .01
.150	.10 ± .01	.13 ± .02	.08 ± .01	.08 ± .01	.10 ± .01	.10 ± .01
.250	.10 ± .01	.11 ± .01	.07 ± .01	.09 ± .01	.08 ± .01	.10 ± .01
.350	.09 ± .01	.09 ± .01	.05 ± .01	.07 ± .01	.07 ± .01	.07 ± .01
.450	.09 ± .02	.10 ± .03	.10 ± .02	.06 ± .01	.06 ± .01	.06 ± .01
.550	.15 ± .02	.15 ± .02	.13 ± .02	.12 ± .01	.08 ± .01	.09 ± .01
.650	.33 ± .03	.36 ± .03	.20 ± .02	.23 ± .02	.15 ± .02	.09 ± .01
.750	1.15 ± .07		.92 ± .08	.81 ± .06	.67 ± .06	.51 ± .05

(*) Sans corrections deutérium

TABLEAU XIV(a)

$$\bar{K} n \rightarrow \bar{K} n$$

Sections efficaces différentielles, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{mb/st})$

$\begin{matrix} E(\text{GeV}) \\ \cos \theta \end{matrix}$	1.858	1.903	1.948	1.993	2.038	2.083
-.850			.94 ± .47	.31 ± .09	.27 ± .06	.13 ± .03
-.750			2.46 ± .42	.25 ± .06	.25 ± .04	.10 ± .02
-.650	.51 ± .19	.43 ± .18		.60 ± .17	.19 ± .04	.16 ± .03
-.550	.49 ± .15	.38 ± .11			.28 ± .05	.19 ± .04
-.450	.60 ± .16	.45 ± .13	.29 ± .09	.28 ± .08	.30 ± .05	.14 ± .03
-.350	.36 ± .14	.32 ± .08	.20 ± .06	.24 ± .06	.25 ± .05	.13 ± .03
-.250	.30 ± .13	.33 ± .09	.25 ± .06	.17 ± .04	.12 ± .03	.15 ± .04
-.150	.48 ± .24	.28 ± .09	.25 ± .06	.10 ± .04	.12 ± .05	.08 ± .03
-.050	.47 ± .14	.56 ± .40	.28 ± .09	.12 ± .05	.10 ± .03	.15 ± .05
.50	.27 ± .08	.33 ± .13	.12 ± .05	.27 ± .06	.12 ± .03	.09 ± .03
.150	.38 ± .10	.24 ± .12	.24 ± .06	.20 ± .07	.12 ± .03	.09 ± .02
.250	.32 ± .07	.40 ± .09	.22 ± .05	.28 ± .07	.10 ± .03	.08 ± .03
.350	.74 ± .18	.51 ± .13	.37 ± .07	.29 ± .07	.08 ± .03	
.450	1.00 ± .23	.62 ± .15	.61 ± .15	.55 ± .12	.19 ± .08	.11 ± .05
.550	1.34 ± .21	.70 ± .15	.78 ± .13	.46 ± .10	.26 ± .07	.21 ± .06
.650	1.65 ± .26	1.26 ± .21	1.24 ± .19	.81 ± .16	.35 ± .08	.47 ± .10
.750	2.08 ± .42	1.38 ± .30	1.99 ± .34	.63 ± .26	1.88 ± .29	.94 ± .18

TABLEAU XIV(b)

$$\bar{K}n \rightarrow \bar{K}n$$

Sections efficaces différentielles, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{mb/st})$

$\begin{array}{c} E(\text{GeV}) \\ \text{Cos } \theta \end{array}$	2.128	2.168	2.203 ^(*)	2.240 ^(*)	2.280 ^(*)	2.320 ^(*)
-.850	.07 ± .02	.08 ± .02	.08 ± .04	.07 ± .02	.04 ± .01	.02 ± .01
-.750	.08 ± .02	.08 ± .02	.14 ± .04	.06 ± .01	.06 ± .02	.04 ± .01
-.650	.14 ± .03	.11 ± .02	.09 ± .03	.10 ± .02	.12 ± .04	.07 ± .02
-.550	.18 ± .03	.09 ± .02	.16 ± .04	.06 ± .02	.15 ± .03	.07 ± .03
-.450	.12 ± .03	.16 ± .03	.12 ± .04	.09 ± .02	.14 ± .05	.07 ± .02
-.350	.11 ± .03	.10 ± .02	.10 ± .05	.09 ± .03	.11 ± .03	.10 ± .03
-.250	.12 ± .03	.10 ± .03	.15 ± .07	.07 ± .03	.15 ± .06	.15 ± .06
-.150	.09 ± .05	.10 ± .05	.11 ± .06	.14 ± .04	.10 ± .03	.09 ± .04
-.050	.11 ± .03	.16 ± .06	.09 ± .03	.10 ± .02	.08 ± .02	.06 ± .01
.050	.12 ± .03	.10 ± .03	.08 ± .03	.05 ± .01	.07 ± .02	.10 ± .02
.150	.07 ± .02	.10 ± .04	.08 ± .03	.08 ± .02	.07 ± .01	.10 ± .02
.250	.08 ± .02	.10 ± .02	.07 ± .02	.09 ± .02	.07 ± .02	.06 ± .01
.350	.06 ± .03	.09 ± .05	.07 ± .03	.08 ± .02	.10 ± .03	.05 ± .01
.450	.20 ± .10	.18 ± .13	.18 ± .07		.49 ± .35	.11 ± .05
.550	.24 ± .06	.31 ± .22	.23 ± .08	.16 ± .05	.16 ± .05	.12 ± .04
.650	.45 ± .08	.68 ± .12	.39 ± .10	.28 ± .07	.47 ± .12	.18 ± .07
.750	1.26 ± .19	1.22 ± .17	.84 ± .18	.84 ± .15	.98 ± .18	.75 ± .14

(*) Sans corrections deutérium

TABLEAU XV

Paramètres des résonances

Amplitude	M (GeV)	Γ (GeV)	x	\emptyset (rd)
P ₀₃	1.895	0.120	0.23	0.91
D ₁₅	[1.765]	[0.120]	[0.41]	-
F ₀₅	1.830	0.082	0.50	-0.09
F ₀₇	2.114	0.153	0.05	-0.03
F ₁₇	2.019	0.256	0.15	-
G ₀₇	2.094	0.249	0.28	-

TABLEAU XVI

(a) Coefficients des polynômes de Legendre pour les sections efficaces différentielles

	A_0	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0	A_5/A_0	A_6/A_0	A_7/A_0	A_8/A_0	A_9/A_0
$K^- p \rightarrow K^- p$										
$\left\{ \begin{array}{l} \chi^2 \\ N \end{array} \right.$	275.1	50.1	60.7	71.6	107.7	134.4	117.4	74.6	78.9	29.3
	81	81	81	81	81	81	76	60	42	27
$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$										
$\left\{ \begin{array}{l} \chi^2 \\ N \end{array} \right.$	156.0	86.6	65.0	69.9	75.6	58.9	82.9	91.4	27.2	35.6
	96	63	63	63	63	62	56	54	28	28

(b) Polarisation du proton dans la diffusion $K^- p$

$P(\text{GeV}/c)$	1.142	1.177	1.212	1.250	1.282	1.330	1.383	1.433	1.483	1.534
$\left\{ \begin{array}{l} \chi^2 \\ N \end{array} \right.$	28.1	34.3	23.2	12.1	20.3	48.8	37.4	45.1	34.9	23.5
	30	29	29	30	28	13	23	23	23	22
$P(\text{GeV}/c)$	1.584	1.634	1.684	1.732	1.734	1.784	1.884	1.934	1.984	
$\left\{ \begin{array}{l} \chi^2 \\ N \end{array} \right.$	27.6	19.2	25.7	21.8	22.4	35.7	20.6	16.8	25.3	
	23	22	23	24	22	23	20	17	22	

(c) Sections efficaces différentielles élastiques $K^- n$

$P(\text{GeV}/c)$	1.138	1.232	1.336	1.434	1.534	1.644	1.740	1.843	1.934
$\left\{ \begin{array}{l} \chi^2 \\ N \end{array} \right.$	21.0	5.4	23.0	25.7	36.3	12.1	9.6	20.8	12.3
	15	15	15	16	17	16	17	17	17

(d) Sections efficaces totales

	χ^2	N
$\sigma_{K^- p}$	22.5	99
σ_o	65.8	99
σ_1	122.6	99

(e) Rapport $R_e f(0)/\text{Im } f(0)$

	χ^2	N
$\alpha_{K^- p}$	8.3	10
$\alpha_{K^- n}$	10.6	10

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 Sections efficaces totales K^-p et K^-n dans les états purs d'isospin $I = 0$ et $I = 1$.
- Fig. 2 Schéma d'implantation du dispositif expérimental dans le hall sud du synchrotron à protons du CERN.
- Fig. 3 Détails de la cible de deutérium liquide entourée de l'ensemble des compteurs au plomb ("coque").
- Fig. 4 Schéma du transport de faisceau M7 réalisé auprès du synchrotron à protons.
- Fig. 5 Caractéristiques optiques du faisceau pour les plans horizontal et vertical.
- Fig. 6 (a) Variation des comptages du nombre total de particules incidentes et du nombre de kaons détectés en fonction de l'intensité du courant dans les aimants MTC du faisceau.
(b) Flux des K^- incidents et rapport des intensités des π^- et des K^- mesurés en fonction de l'impulsion du faisceau.
(c) Efficacité du compteur Cerenkov C_1 , définie par le rapport $S_1 S_2 C_1 / S_1 S_2$, en fonction de la pression de l'éthylène gazeux.
- Fig. 7 Détails de la constitution d'une chambre proportionnelle.
- Fig. 8 Schémas des circuits électroniques d'amplification (a) et de mémorisation (b) couplés à chaque fil de CPM.
- Fig. 9 Schéma de principe du transfert et du codage des données des CPM au calculateur d'acquisition.
- Fig. 10 Tests de fonctionnement des CPM:
(a) Variation du temps de résolution en fonction de la haute tension appliquée.
(b) Efficacité de détection lorsque 1, 2 ou 3 fils adjacents sont touchés ainsi que l'efficacité totale, en fonction de la haute tension appliquée pour des particules incidentes normales aux plans de fils.
(c) Inefficacité de détection en fonction du taux de comptage par fil.

LEGENDE DES FIGURES (suite)

- Fig. 11 Détails de montage des caméras de télévision avec leur tube plumbicon.
- Fig. 12 Détecteur de neutrons: représentation en coupe d'un module de cinq chambres à étincelles. Sur chaque fenêtre optique le prisme permet de focaliser la lumière sur le centre des objectifs des caméras. Deux chambres adjacentes sont séparées par les plaques du matériau "convertisseur" de neutrons.
- Fig. 13 Schéma du système de déclenchement d'une chambre à étincelles.
- Fig. 14 Détecteur de neutrons: vue générale de l'ensemble des chambres à étincelles et des caméras de télévision.
- Fig. 15 Diagramme en fonction du temps des différentes opérations pour la lecture des informations sur la photocathode d'un tube plumbicon.
- Fig. 16 Dispositif de l'électronique logique rapide pour la sélection d'une interaction $\bar{K}N$ sur le deutérium.
- Fig. 17 Schéma de l'organisation du système d'acquisition des données.
- Fig. 18 Ordre séquentiel des différentes fonctions de l'électronique pour la sélection et l'acquisition d'un événement.
- Fig. 19 Résultats d'un test d'alignement des CPM situés dans les trois branches du dispositif expérimental et des chambres à étincelles qui constituent le détecteur de neutrons.
- Fig. 20 Variation de l'induction magnétique de l'aimant du spectromètre dans le plan médian, pour différentes lignes.
- Fig. 21 Comparaison entre les coordonnées mesurées dans trois des quatre plans de CPM situés après l'aimant, et leurs valeurs calculées par la méthode de simulation Monte Carlo.
- Fig. 22 Distributions de la probabilité du χ^2 associée aux écarts entre les coordonnées mesurées et calculées dans trois plans des CPM situés après l'aimant.

LEGENDE DES FIGURES (suite)

- Fig. 23 Reconstruction sur un oscilloscope à mémoire des deux projections orthogonales de la trajectoire d'un proton qui traverse les chambres à étincelles.
- Fig. 24 Représentation schématique des deux étincelles formées dans une chambre. A chaque ligne de balayage du tube plumbicon un signal vidéo est généré au passage de la position de l'étincelle.
- Fig. 25 Reconstitution par le programme d'analyse des deux projections de la trace d'un proton de recul issu de l'interaction d'un neutron. Les étoiles figurent la position des marques fiducielles; les chiffres représentent à la fois la position d'une étincelle et le nombre de digitisations données par la caméra.
- Fig. 26 Organigramme représentant l'ordre des différentes étapes suivies pour la création des bandes magnétiques (DST) des données réduites.
- Fig. 27 Distributions du vertex de l'interaction, en cible vide ou cible pleine, le long de l'axe du faisceau et dans le plan transversal.
- Fig. 28 Distribution de la distance minimum calculée entre les trajectoires des particules incidente et diffusée.
- Fig. 29 Histogrammes du carré de la masse manquante calculé pour tous les événements sélectionnés sans la détection du proton de recul pour 1,2 et 2,2 GeV/c en fonction de l'angle du spectromètre.
- Fig. 30 Comparaison entre deux distributions du carré de la masse manquante obtenues dans les mêmes conditions cinématiques, l'une avec cible d'hydrogène, l'autre avec cible de deutérium.
- Fig. 31 Test de coplanarité pour les diffusions élastiques $\pi^- p$ sur cible d'hydrogène.

LEGENDE DES FIGURES (suite)

- Fig. 32 Efficacité de détection des neutrons en fonction de leur impulsion. Chaque courbe est le résultat d'un ajustement des données expérimentales mesurées pour chaque condition de géométrie.
- Fig. 33 Comparaison à 1,2 GeV/c entre des distributions de grandeurs géométriques et cinématiques calculées pour des événements réels et simulés de la réaction $K^- p(n_s)$ lorsque l'angle du spectromètre est de 20° .
- Fig. 34 Mêmes comparaisons à 2.2 GeV/c.
- Fig. 35 Courbes d'acceptance de l'appareillage après réduction par l'ensemble des conditions électronique, géométrique et cinématique de sélection d'un événement.
- Fig. 36 Taux de désintégration des kaons dans le spectromètre. L'écart entre les points mesurés et la loi de probabilité représentée par la ligne continue donne la fraction des K^- qui échappent au système de sélection des compteurs.
- Fig. 37 Courbes de résolution montrant la précision du calcul des principales grandeurs cinématiques.
- Fig. 38 Distribution en impulsion du proton spectateur pour des kaons incidents de 2,2 GeV/c lorsque l'angle moyen de diffusion est de 20° .
- Fig. 39 Taux d'interaction dans la "coque" des neutrons "spectateurs" de la réaction $K^- p n_s$.
- Fig. 40 (a) Histogrammes de l'énergie totale dans le centre de masse, calculée pour les événements de la réaction $K^- p n_s$ en fonction des conditions expérimentales.
(b) Histogrammes de l'énergie totale calculée pour tous les événements de chacune des deux réactions, en fonction de l'impulsion incidente. Les intervalles en énergie sur lesquels sont calculées les distributions angulaires sont indiqués par les traits renforcés.

LEGENDE DES FIGURES (suite)

- Fig. 41 Comparaison entre les sections efficaces différentielles $\bar{K}^0 p$ calculées à partir des analyses en déphasages [6, 17] et nos mesures. Au delà de 2,21 GeV/c les corrections deutérium ne sont pas appliquées à nos mesures.
- Fig. 42 Même comparaison pour les sections efficaces différentielles élastiques $\bar{K}^0 n$.
- Fig. 43 Corrections deutérium pour la réaction $\bar{K}^0 p$.
- Fig. 44 Mêmes corrections pour la diffusion $\bar{K}^0 n$.
- Fig. 45 Comparaison entre les distributions angulaires $\bar{K}^0 n$ obtenues à partir d'une analyse en ondes partielles qui inclut nos données et nos mesures.
- Fig. 46 Représentation sous la forme de diagrammes d'Argand des amplitudes des ondes partielles en fonction de l'énergie. Les états d'isospin $I = 0$ et $I = 1$ sont séparés sur les figs (a) et (b).
- Fig. 47 Comparaison entre les variations des coefficients A_n des développements en polynômes de Legendre des sections efficaces différentielles élastiques (a) et d'échange de charge (b) et les points expérimentaux.
- Fig. 48 Même comparaison pour les coefficients B_n des développements en polynômes de Legendre associés, du produit $P \cdot d\sigma/d\Omega$ de la polarisation du proton par la section efficace différentielle élastique $\bar{K}^0 p$. Ces coefficients n'ont pas été utilisés dans le programme d'ajustement des données.
- Fig. 49 Variation avec l'énergie de la section efficace totale $\bar{K}^0 p$, des sections efficaces totales dans les états purs de spin isotopique $I = 0$ et $I = 1$ et des rapports $\text{Re } f(0) / \text{Im } f(0)$ pour les diffusions $\bar{K}^0 p$ et $\bar{K}^0 n$.

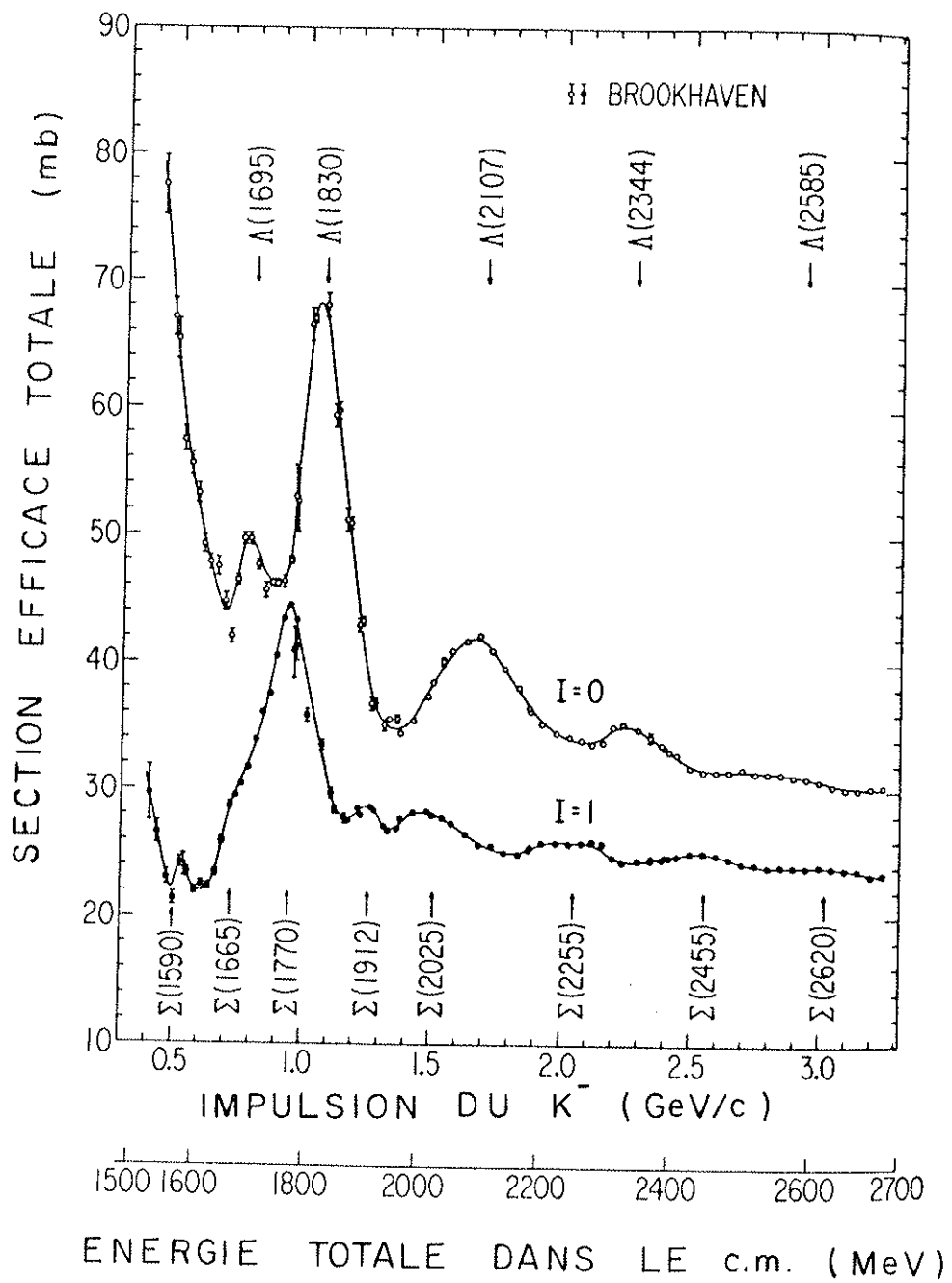


FIG. 1

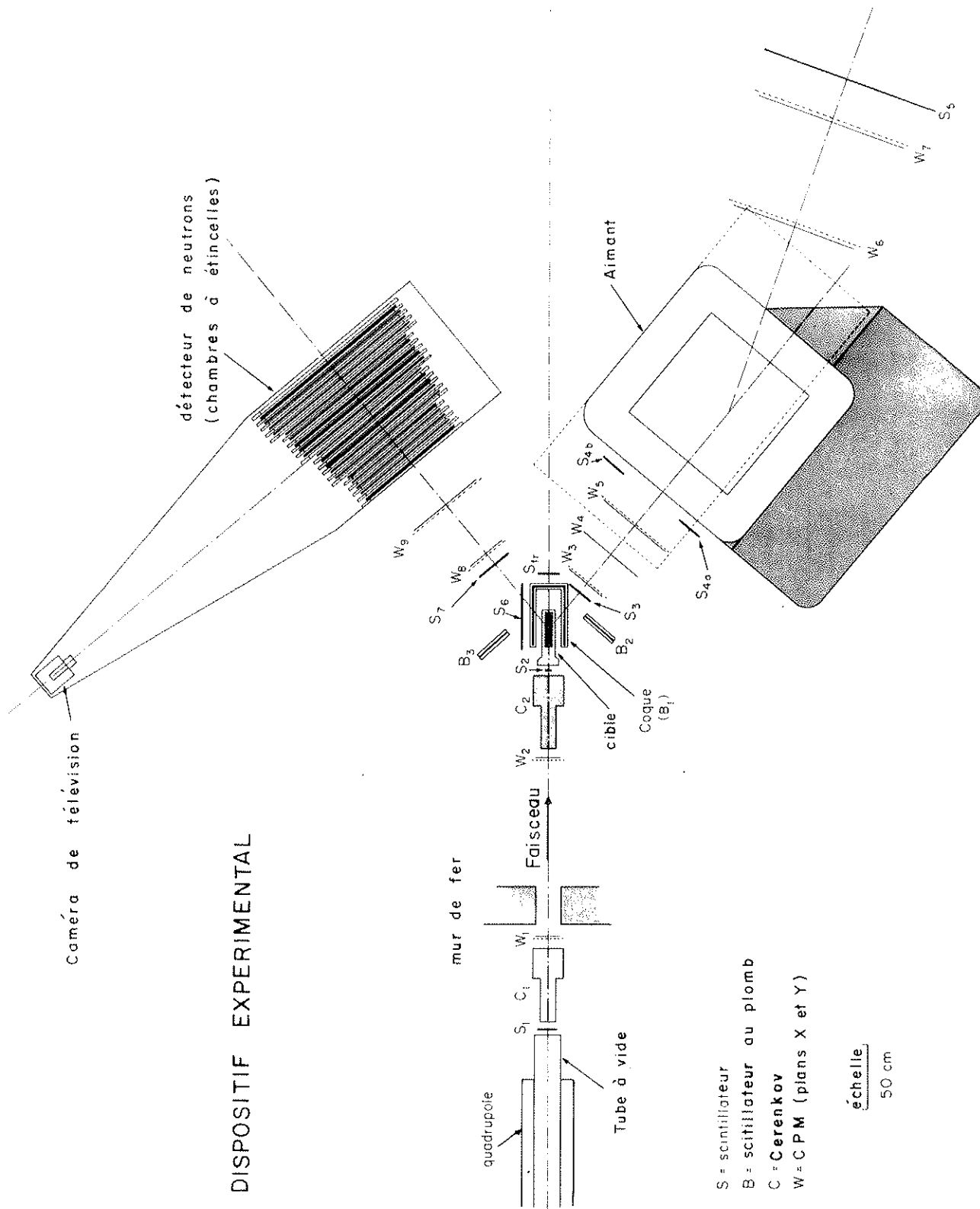
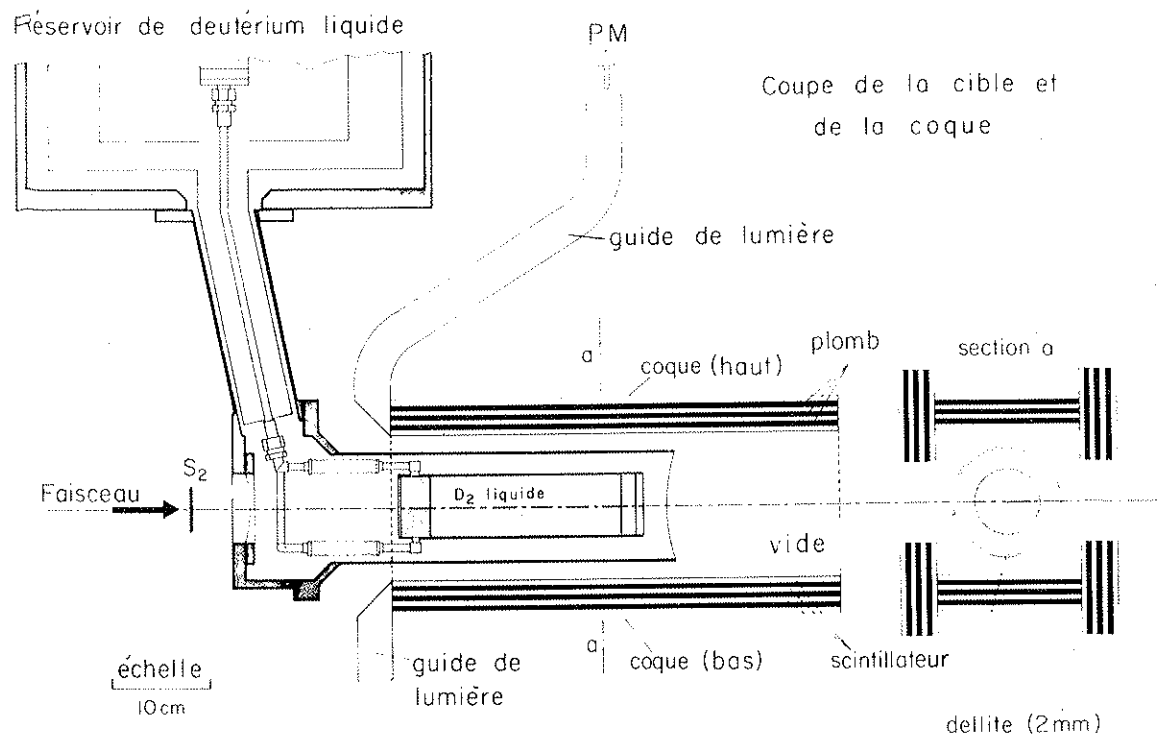


FIG. 2

a)



b)

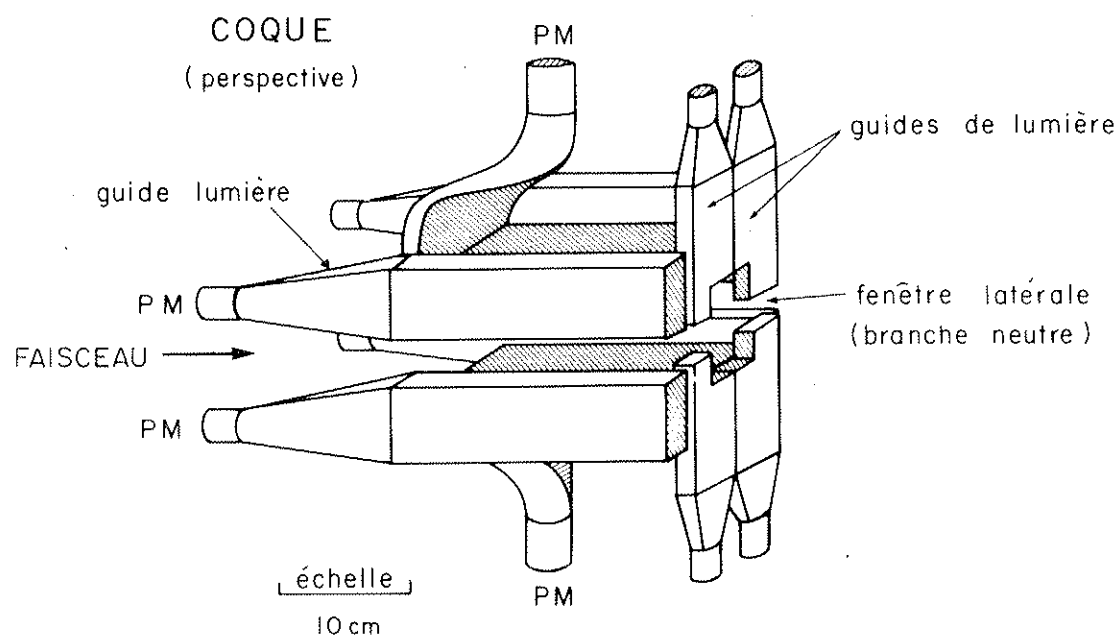


FIG. 3

FAISCEAU M₇

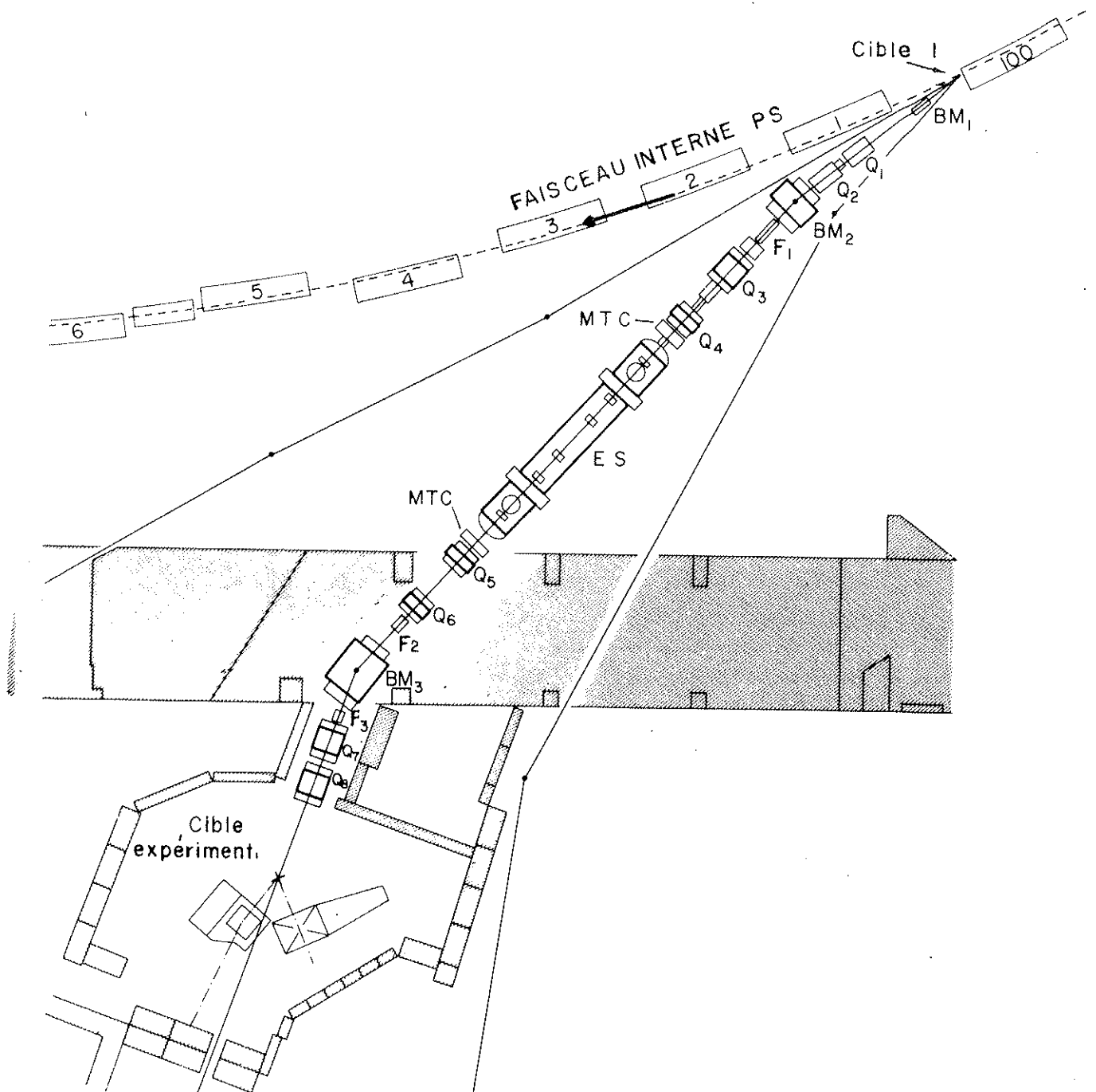


FIG. 4

Faisceau M₇ (CERN PS Hall sud) 1971

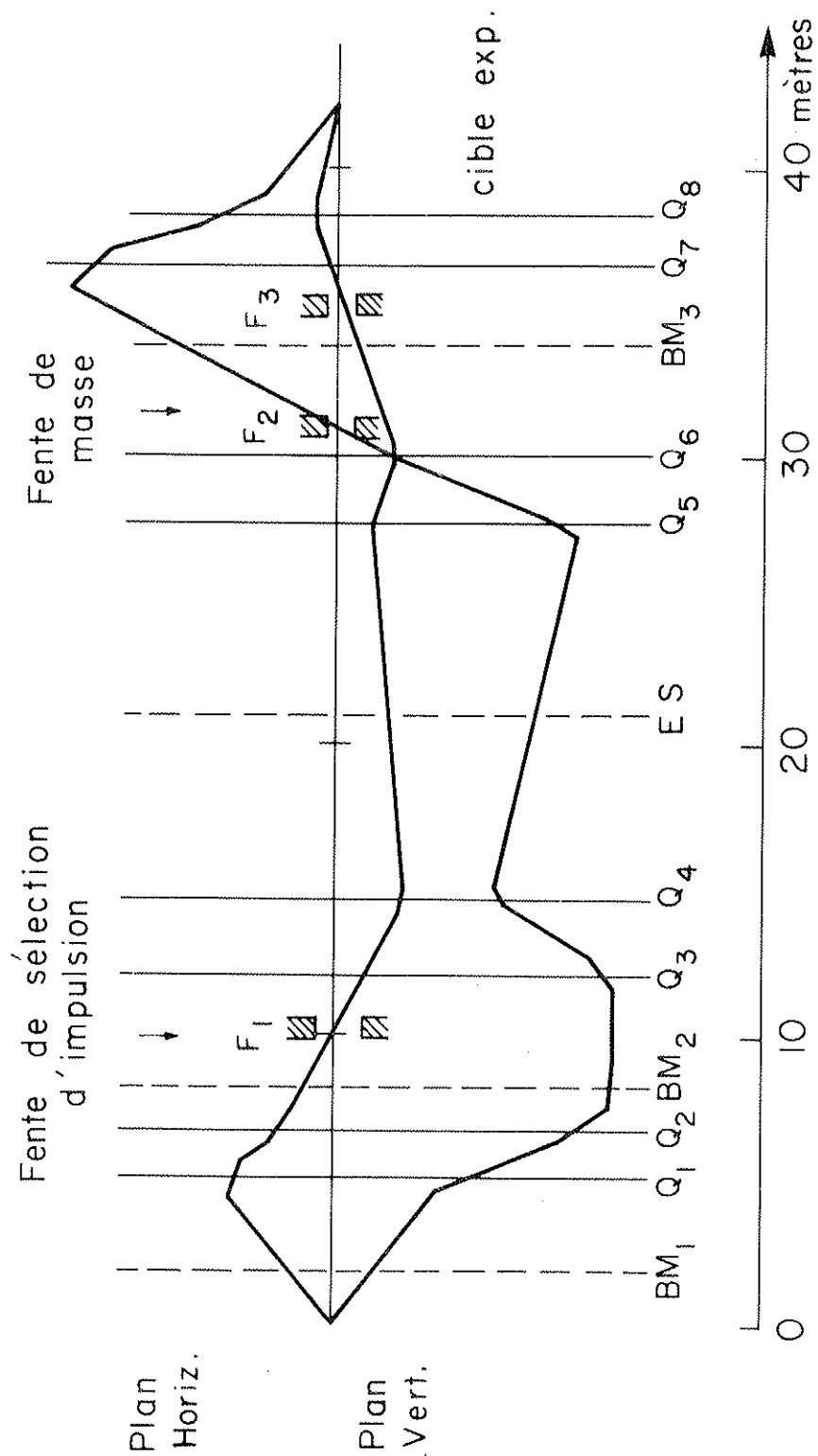


FIG. 5

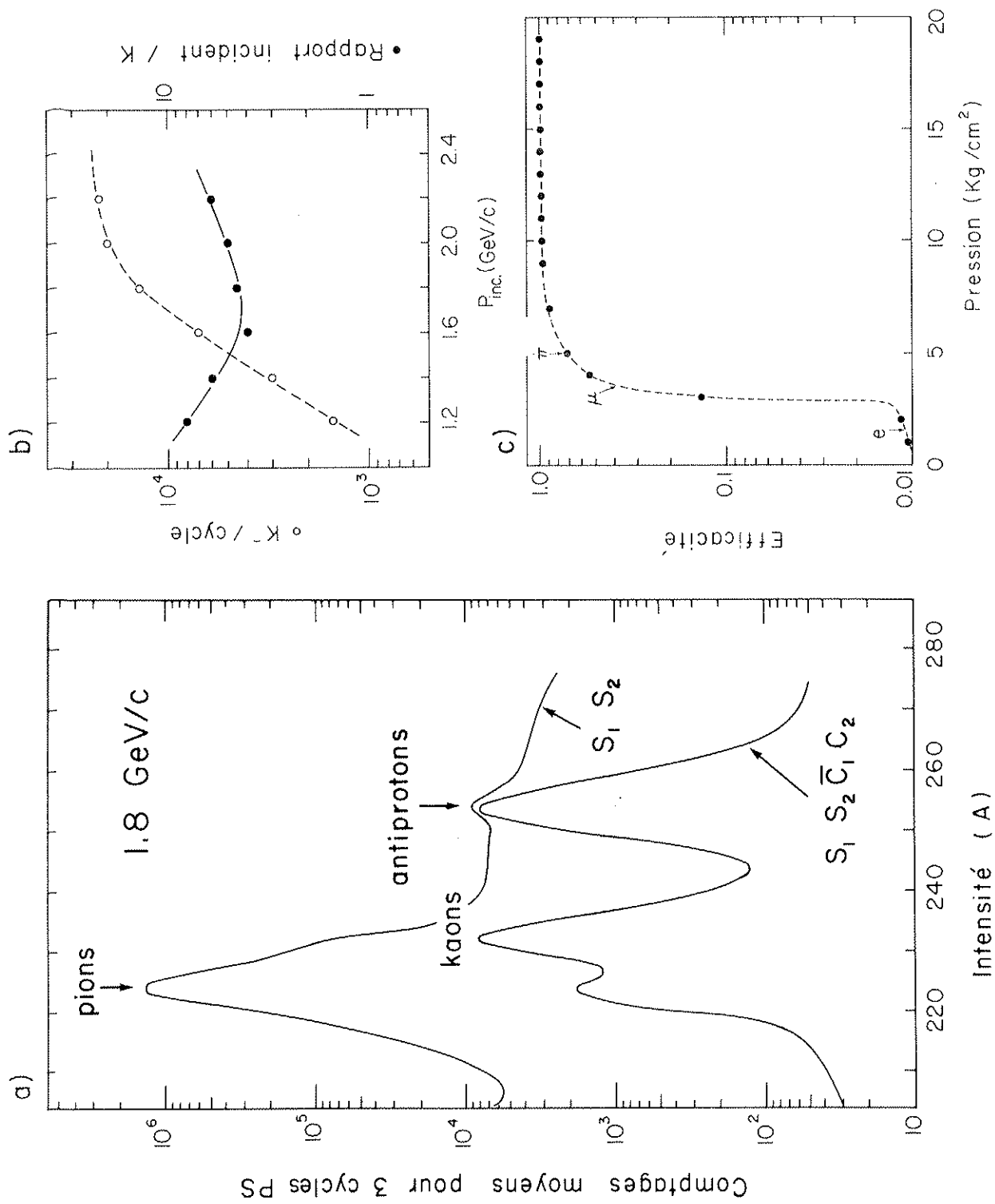


FIG. 6

MODULE DE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

écran électrostatique fils HT fils X fils HT fils Y fils HT fenêtre

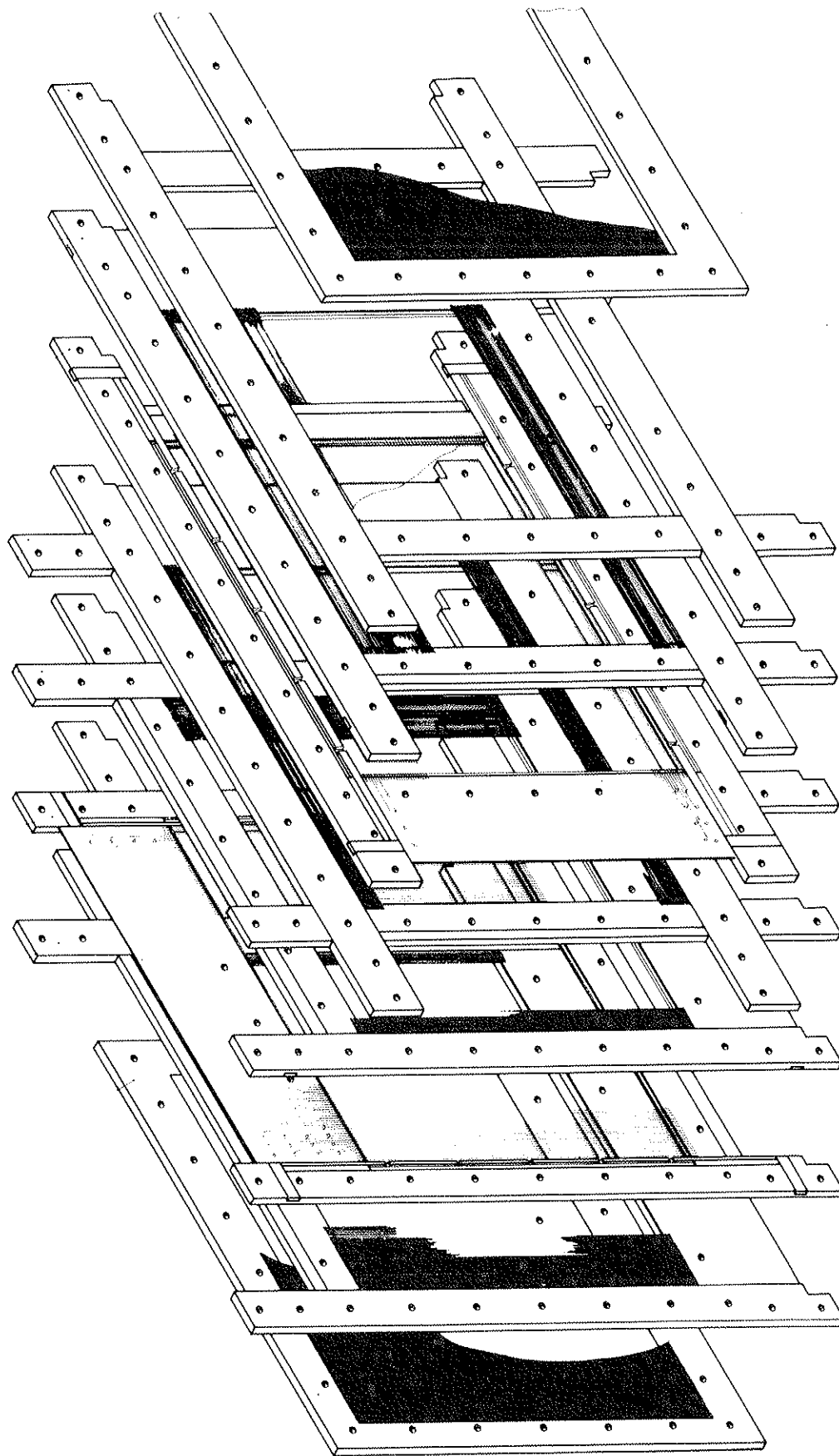
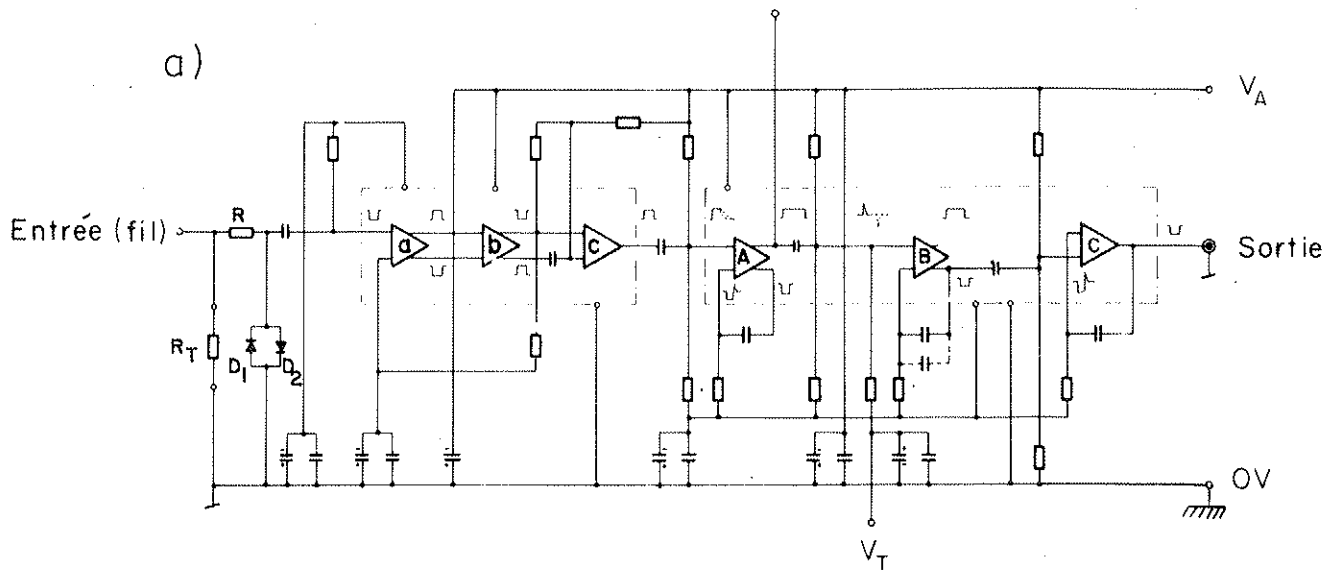


FIG. 7

AMPLIFICATION ET DISCRIMINATION

signal logique "ou" rapide



ELECTRONIQUE DE MEMORISATION

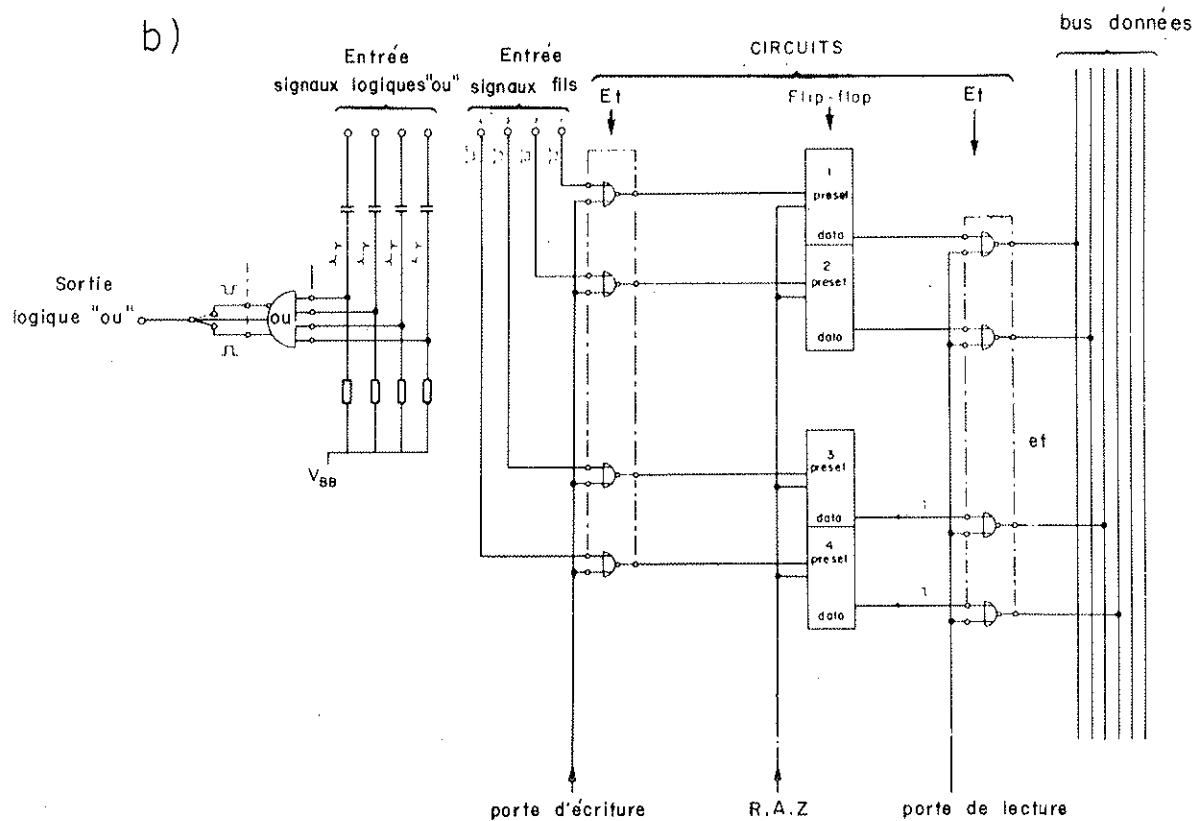


FIG. 8

SALE EXPERIMENTAL

SALLE DE CONTROLE

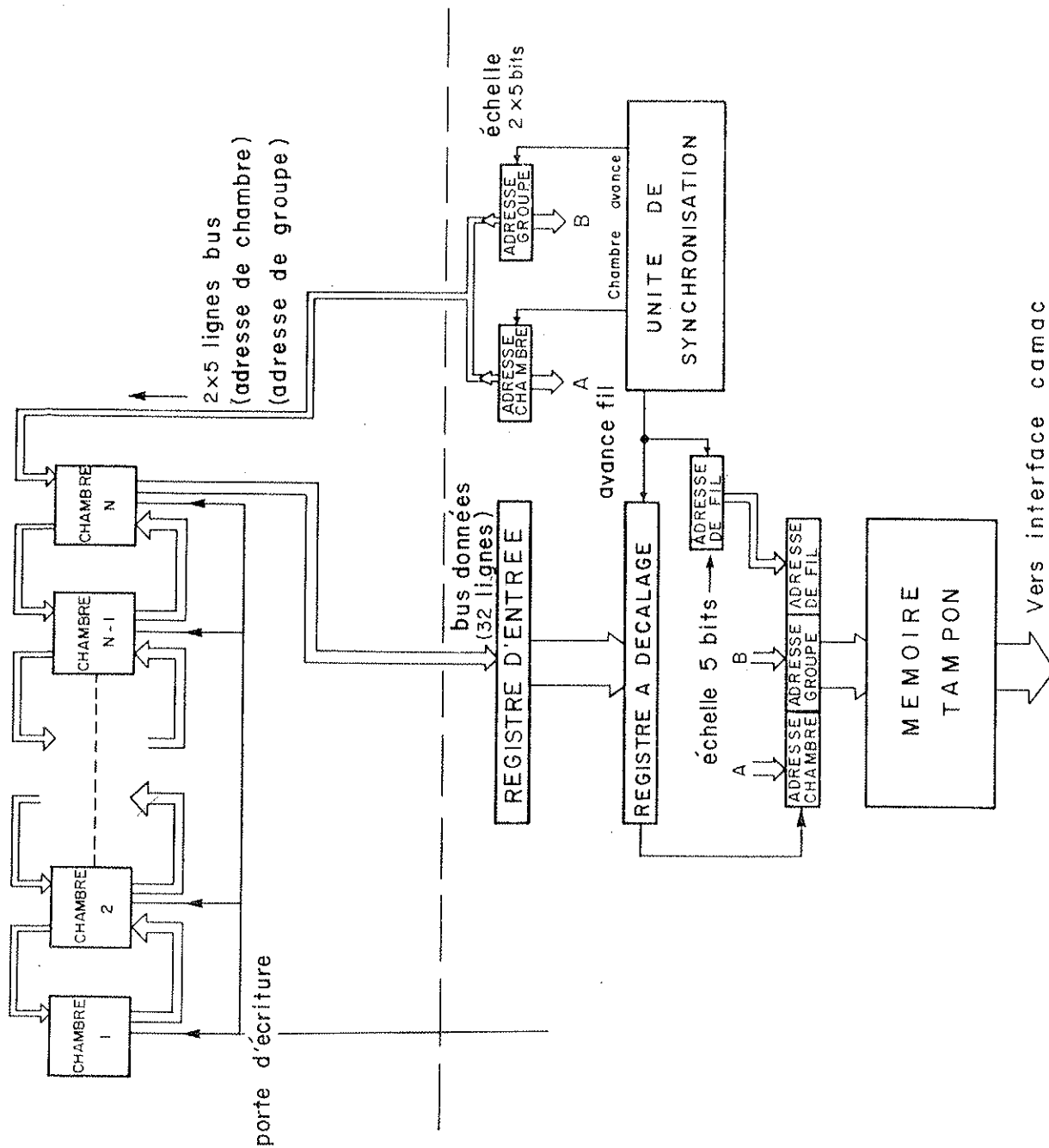


FIG. 9

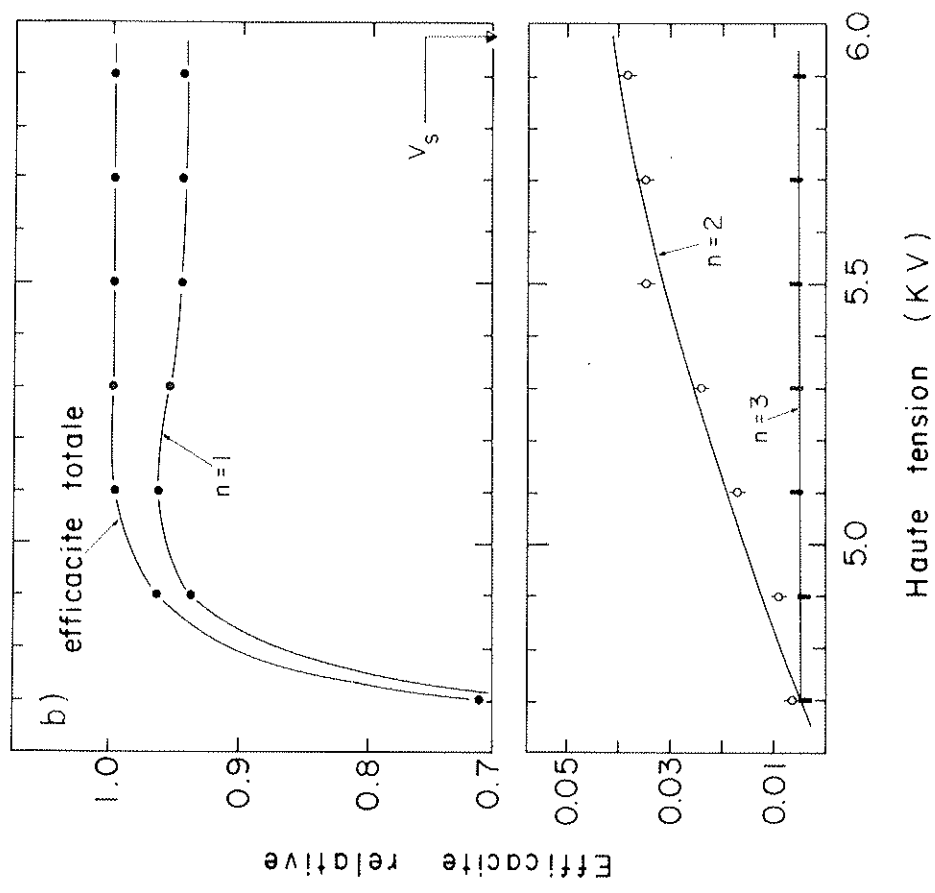
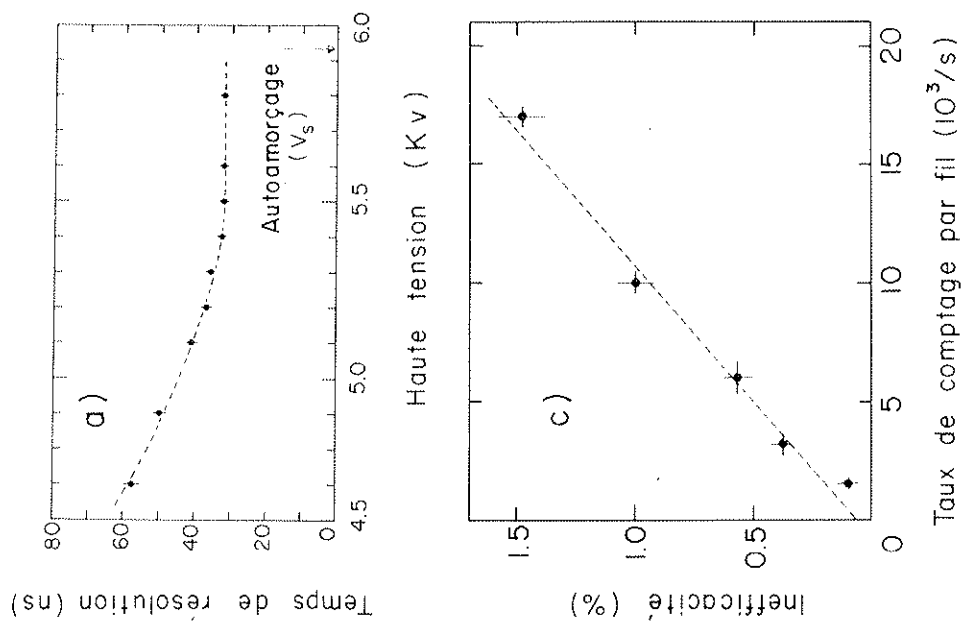


FIG.10

CAMERA DE TELEVISION

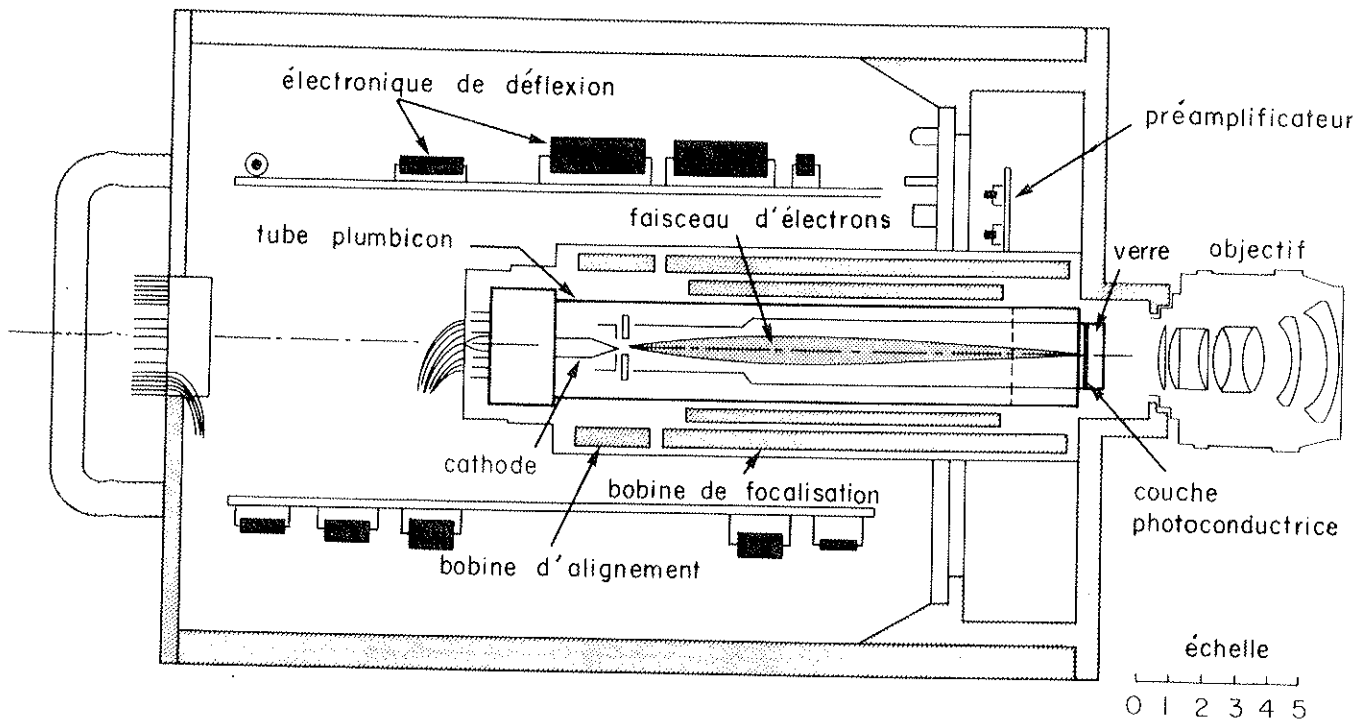


FIG. 11

Module de 5 chambres à étincelles

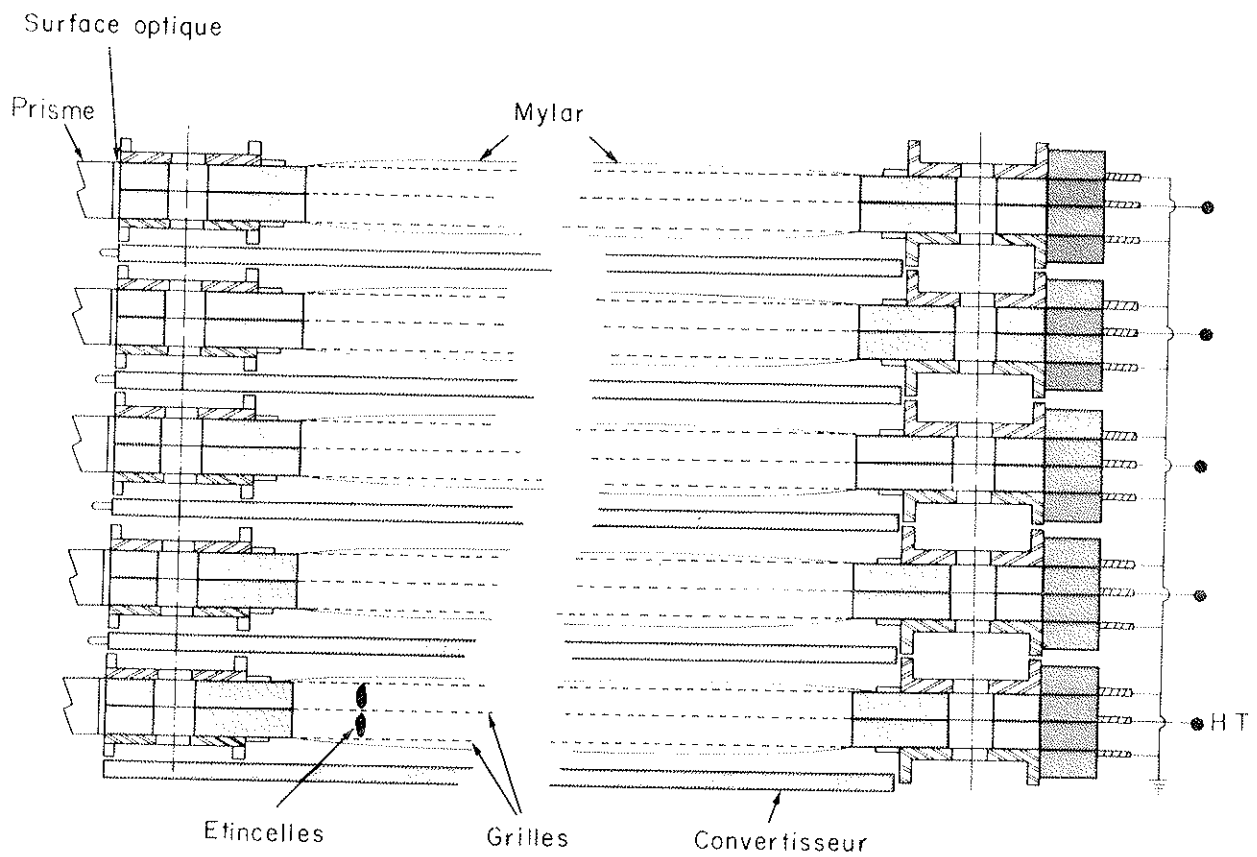


FIG. 12

Chambre à étincelles : alimentation HT

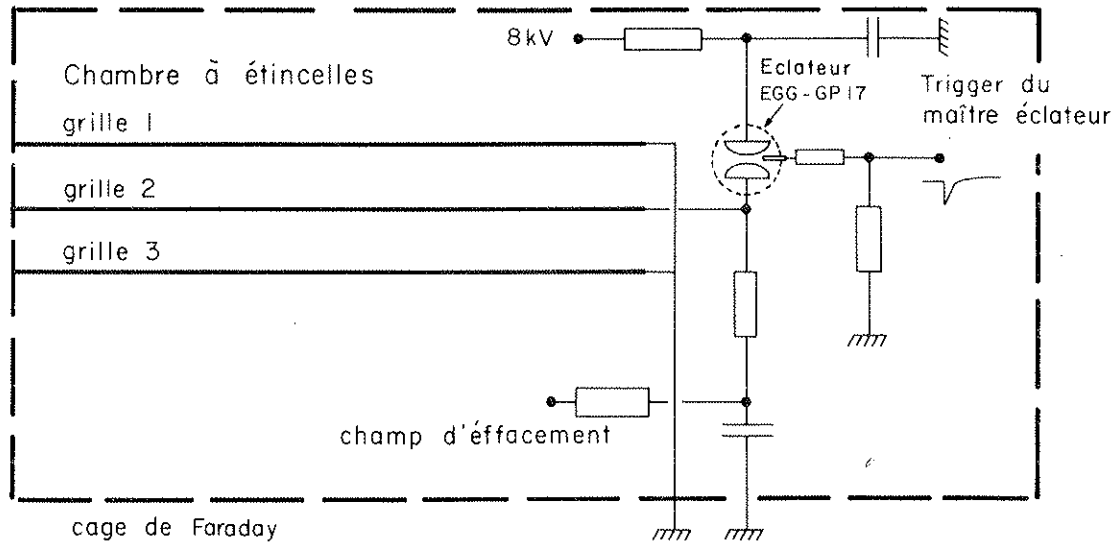


FIG.13

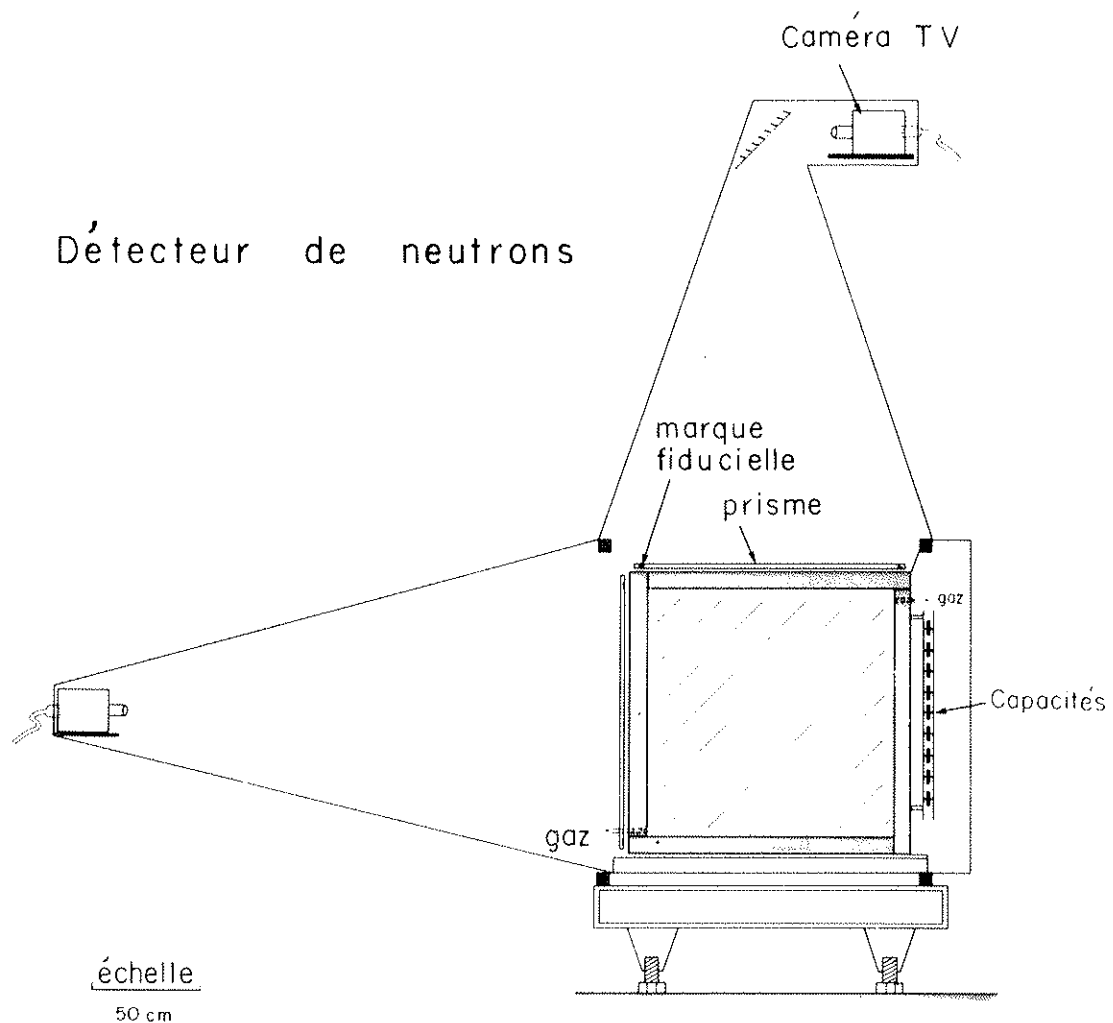


FIG.14

LECTURE DES TUBES PLUMBICON : diagramme en temps

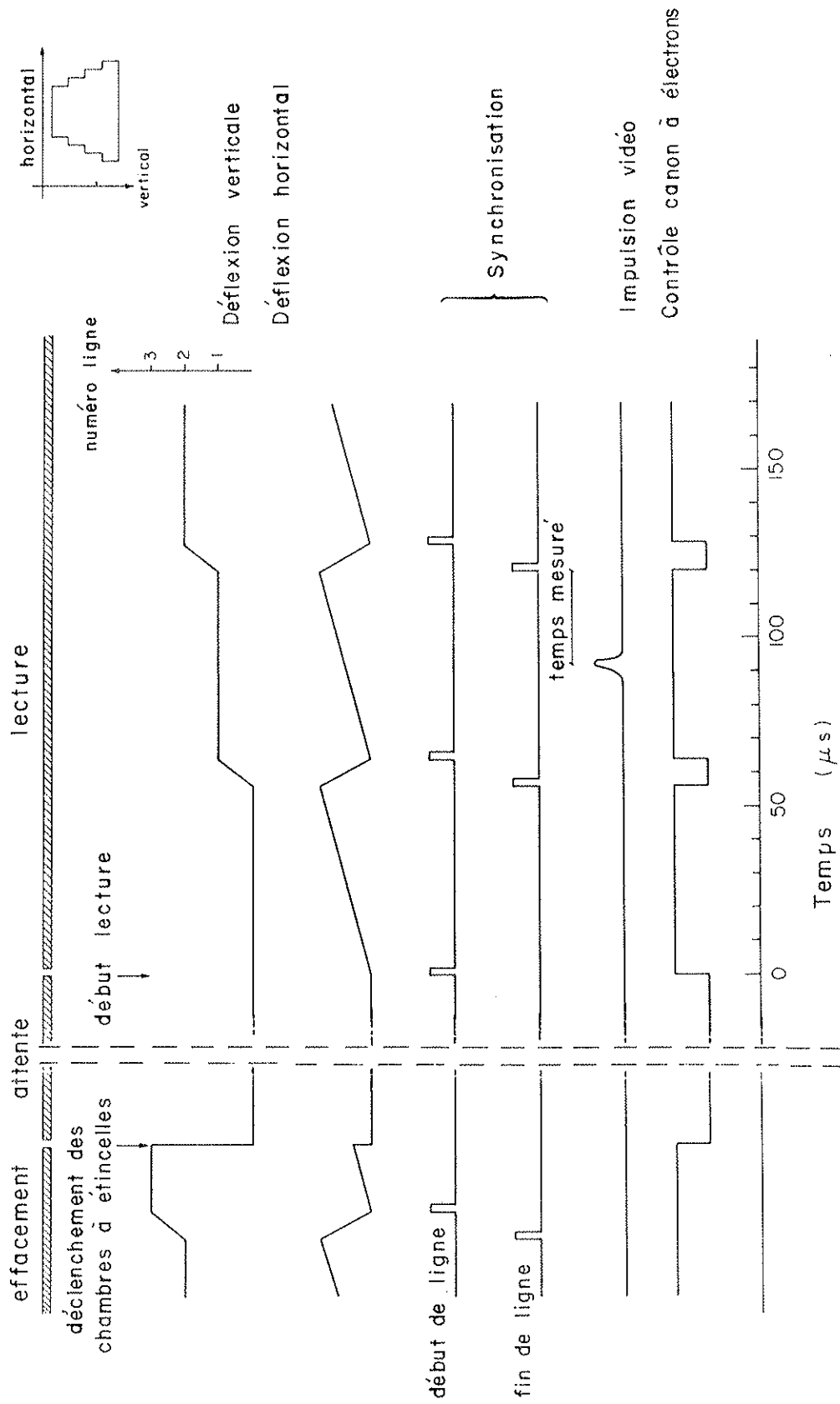


FIG. 15

Electronique rapide

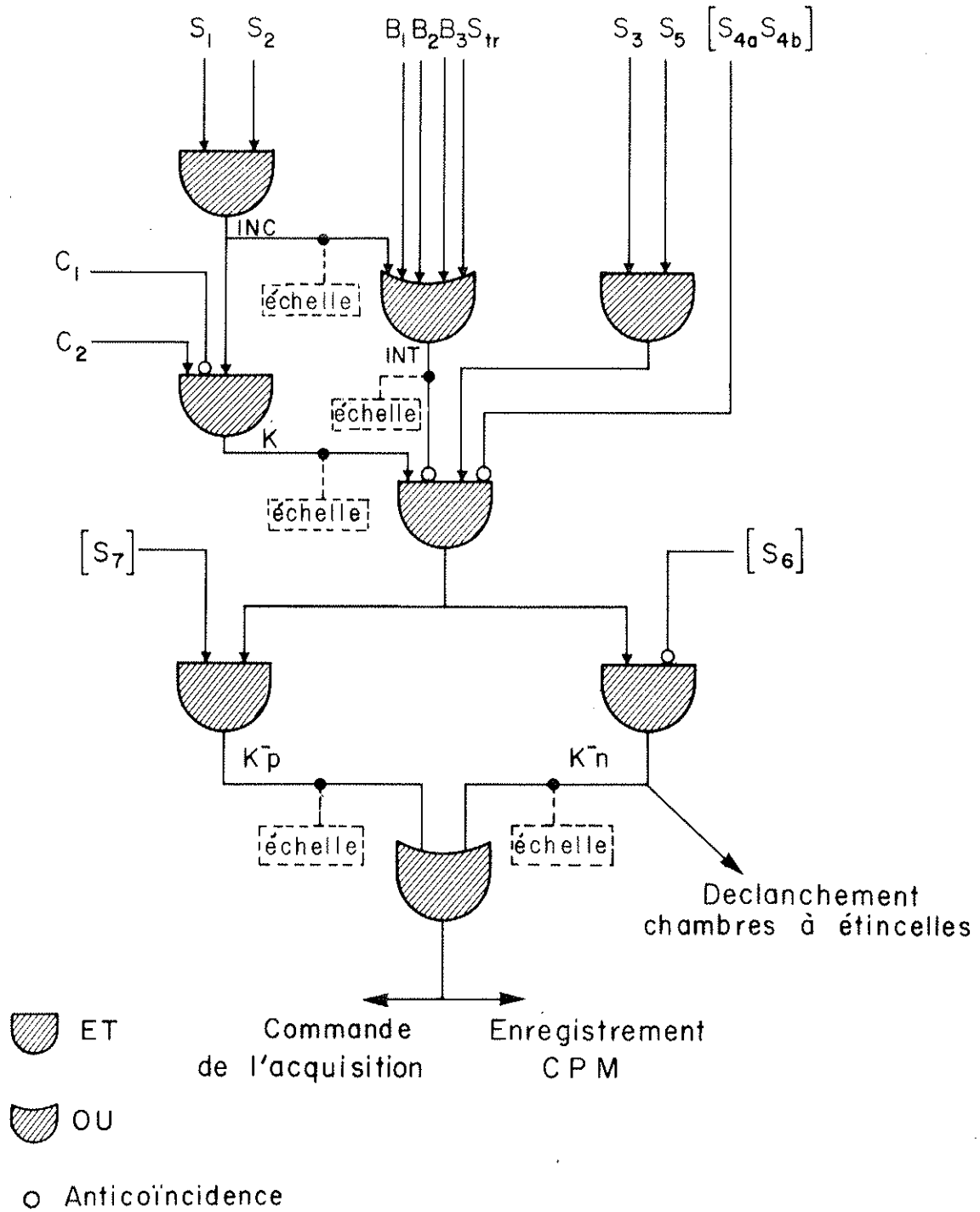


FIG. 16

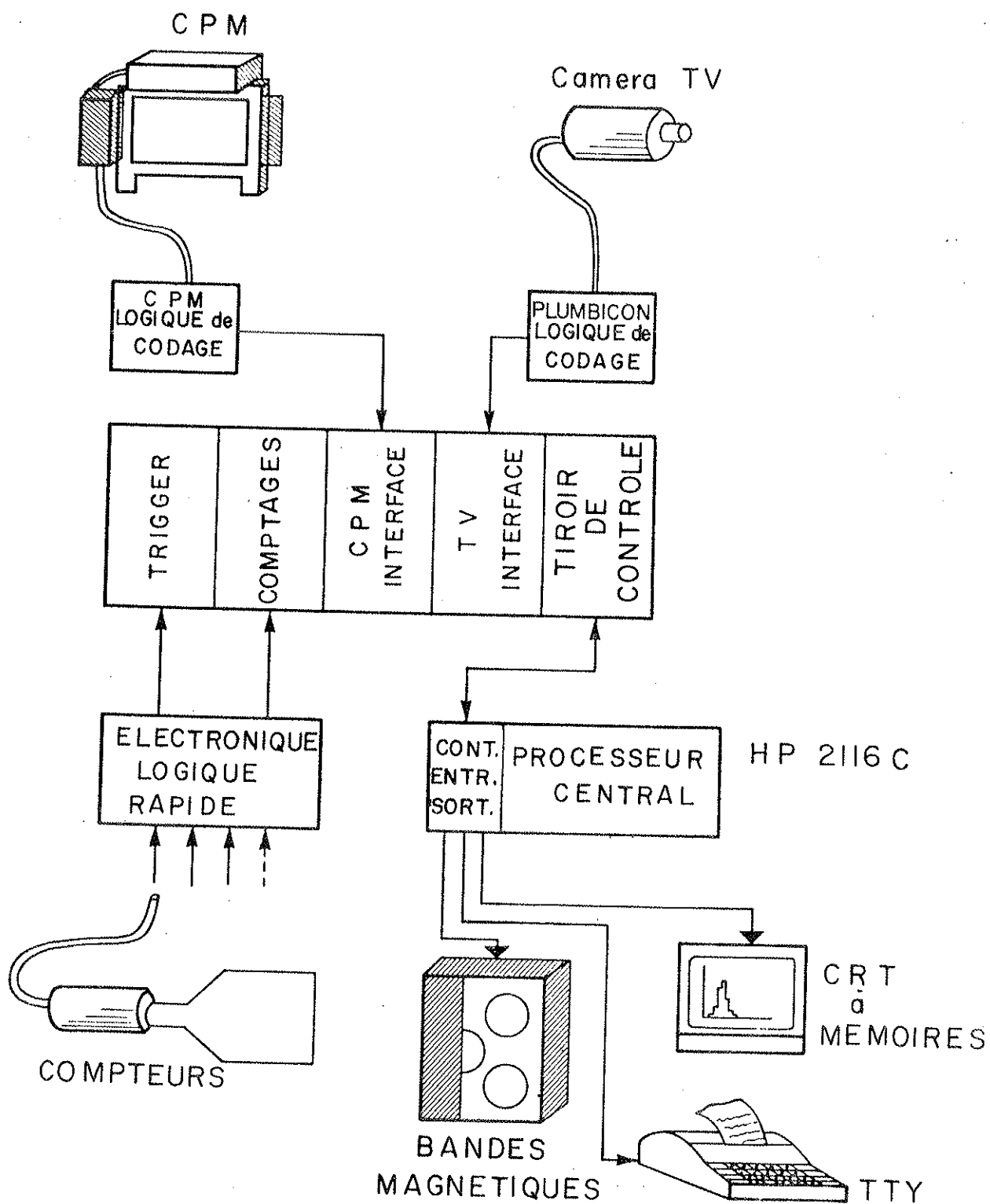


FIG. 17

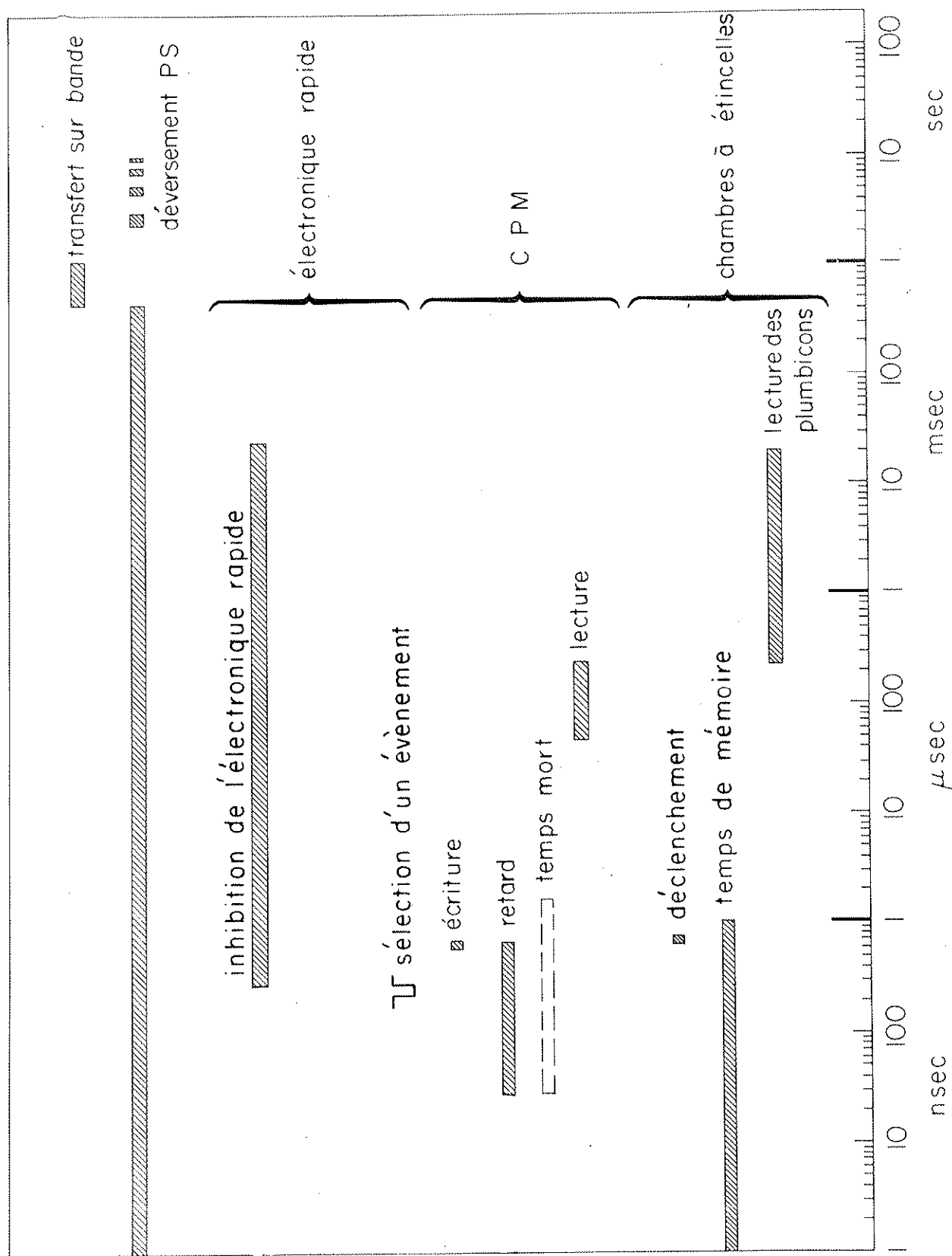
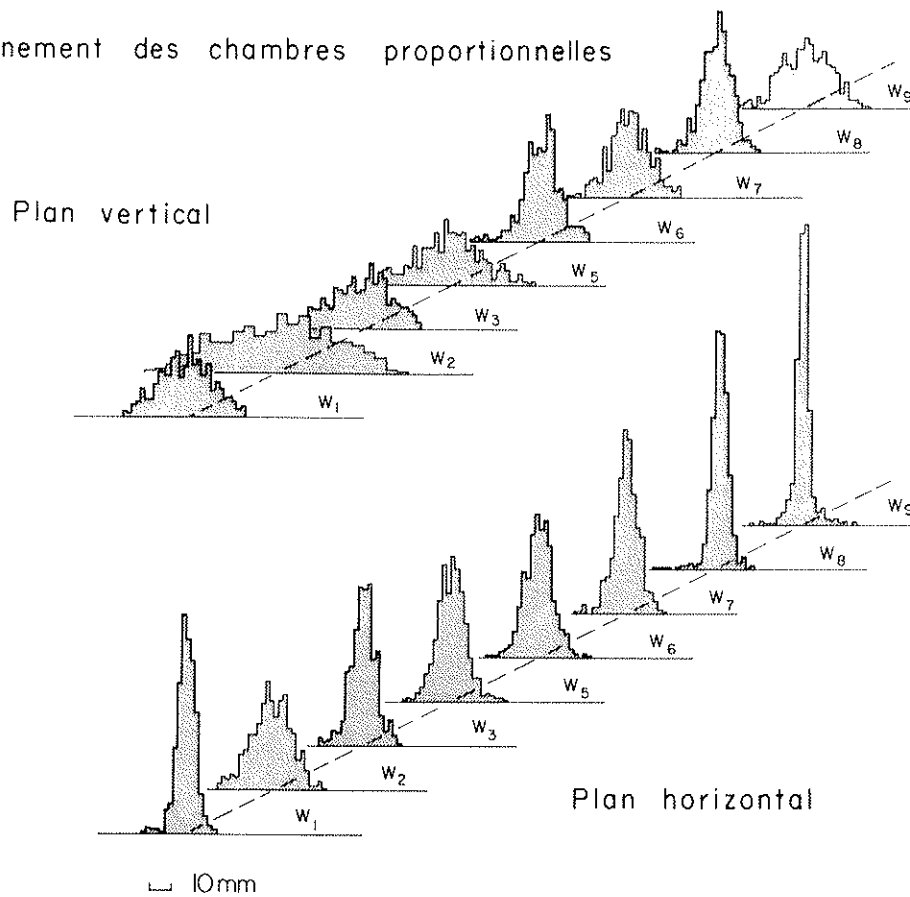


FIG.18

a) Alignement des chambres proportionnelles



b) Alignement des chambres à étincelles (plan horizontal)

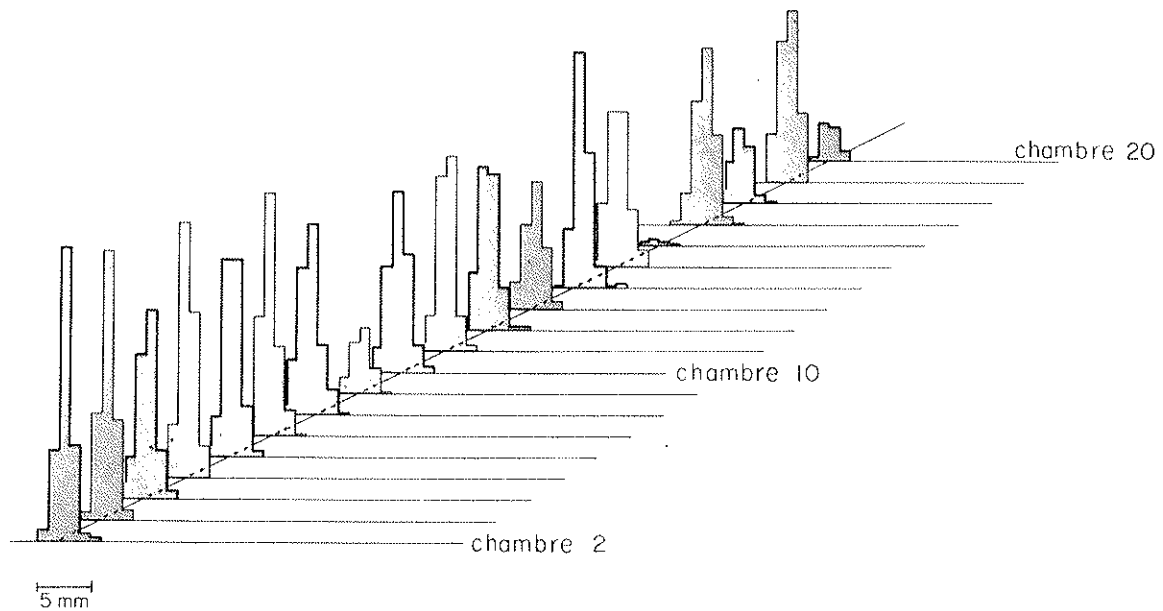


FIG.19

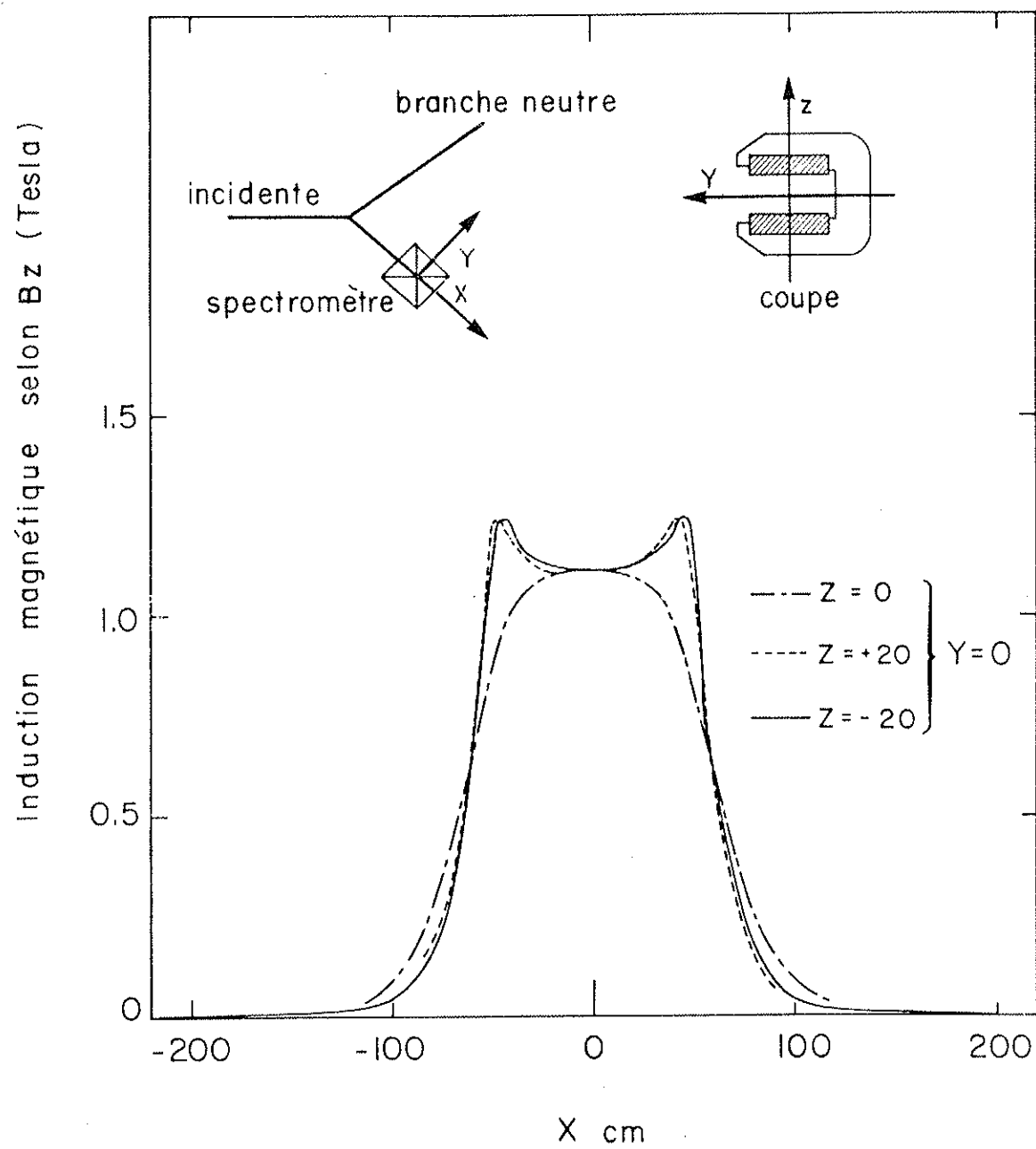
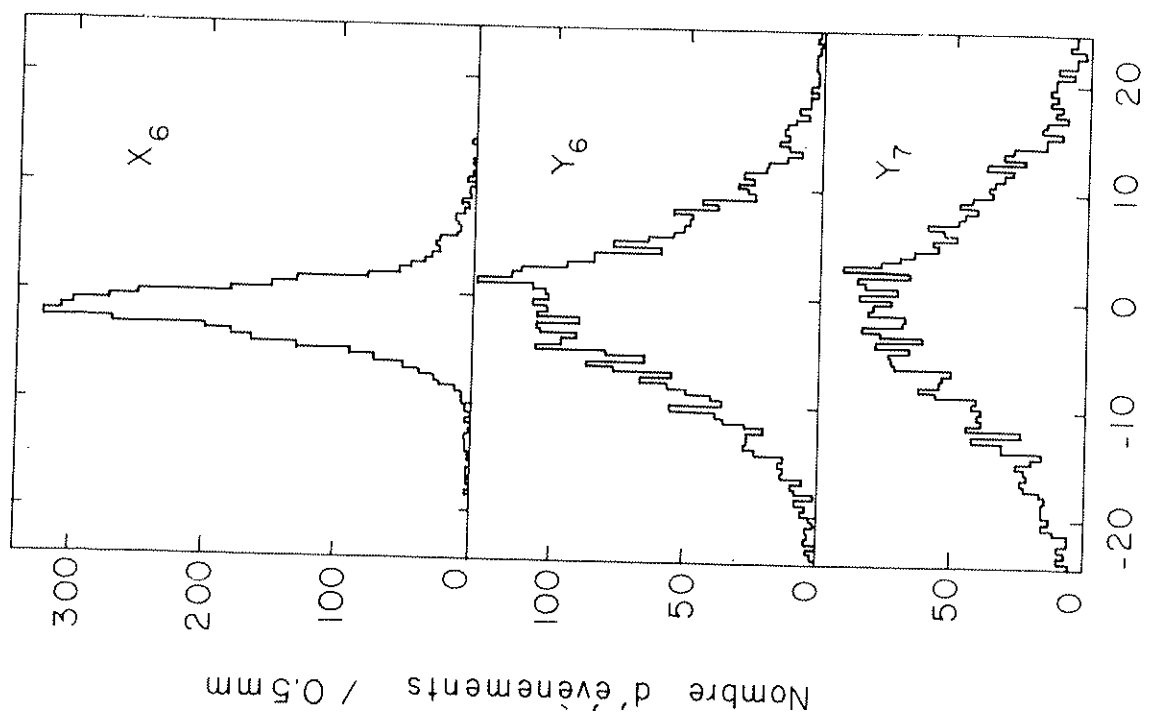


FIG. 20



Ecart entre coordonnées mesurées
et coordonnées calculées (mm)

FIG.21

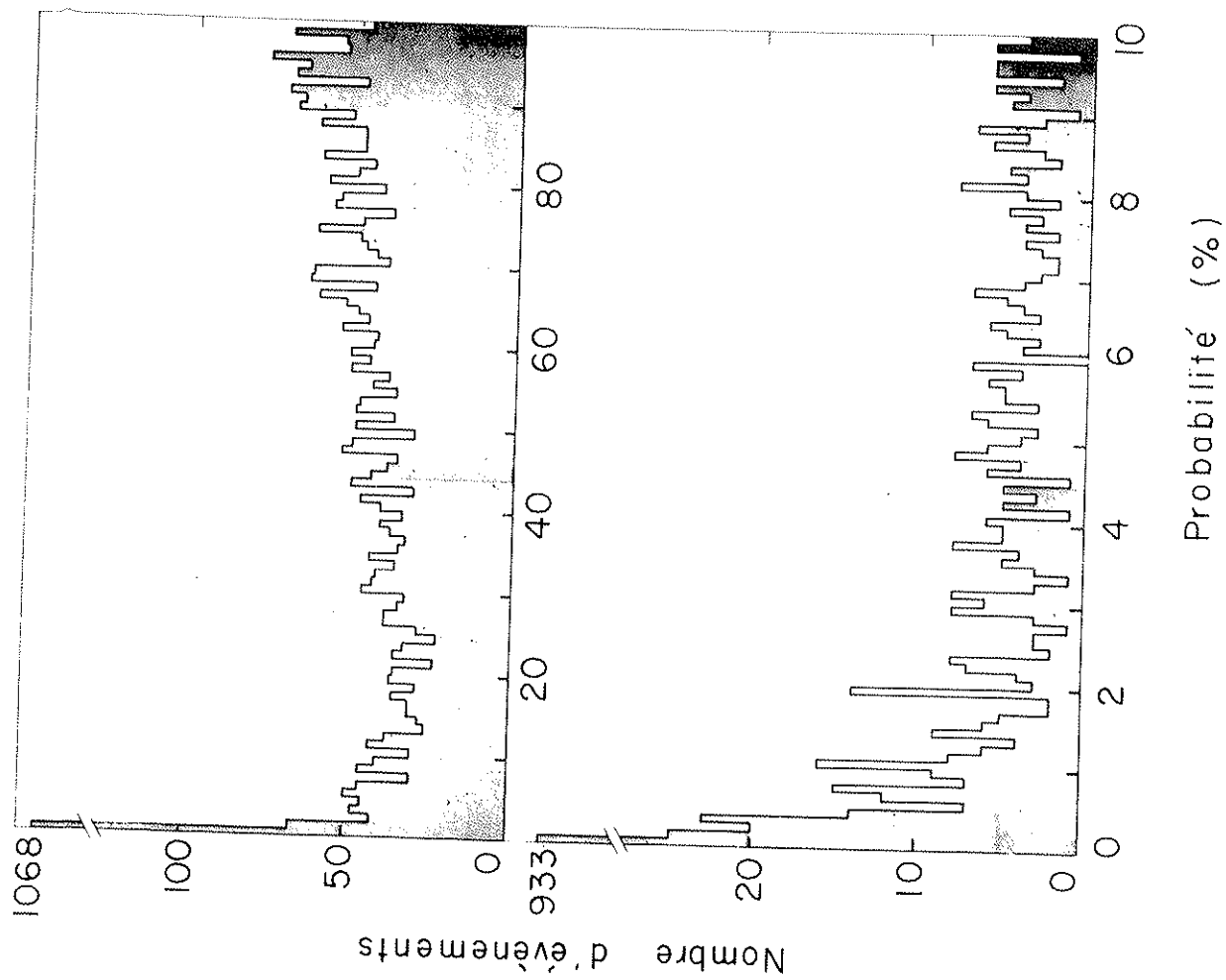


FIG.22

Trace chargée dans les chambres à étincelles

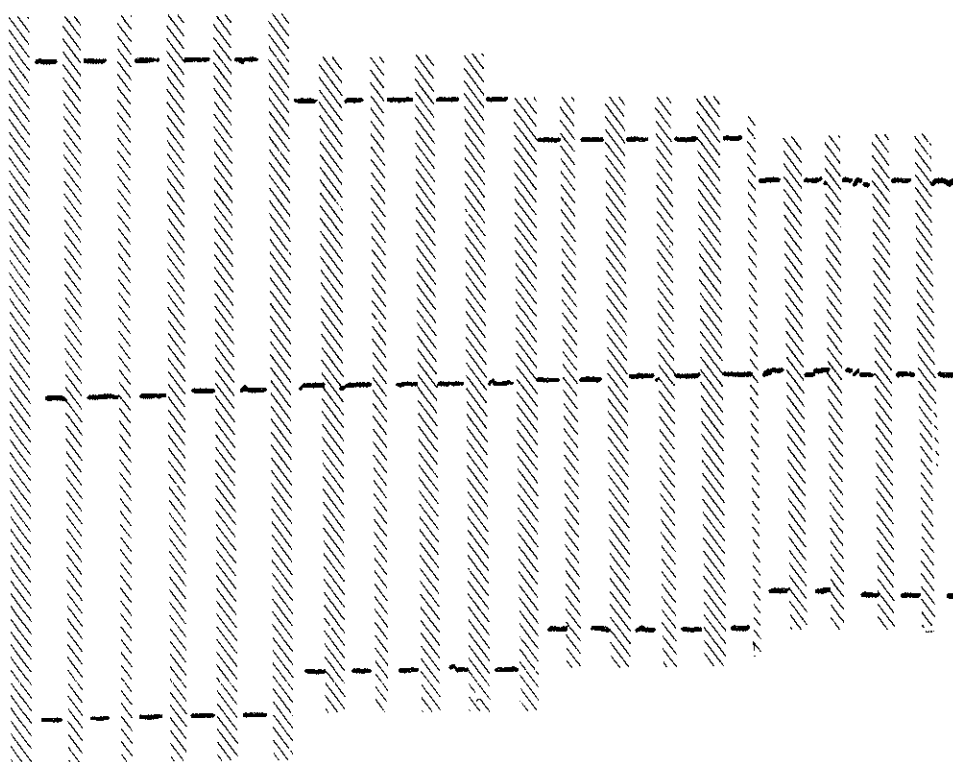
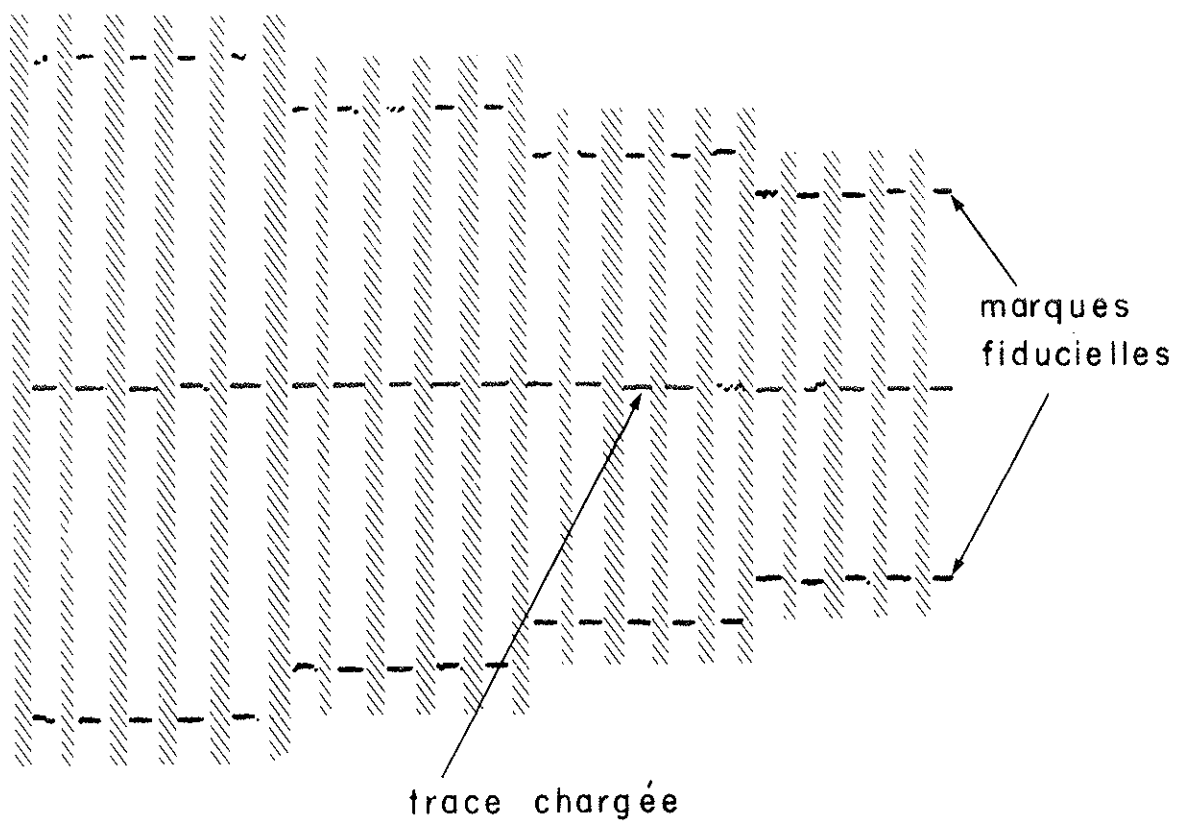


FIG. 23

Digitisations d'une étincelle dans une chambre

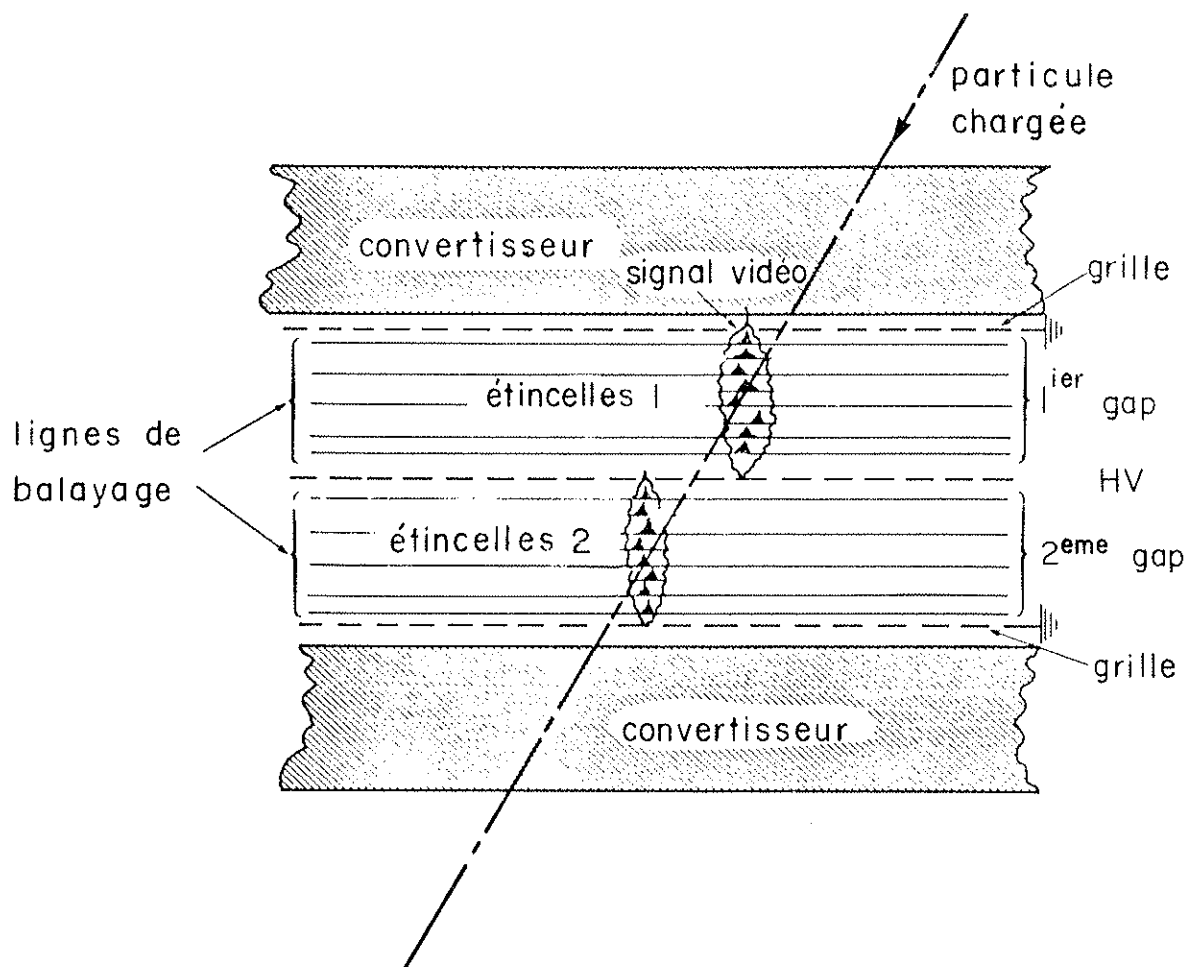
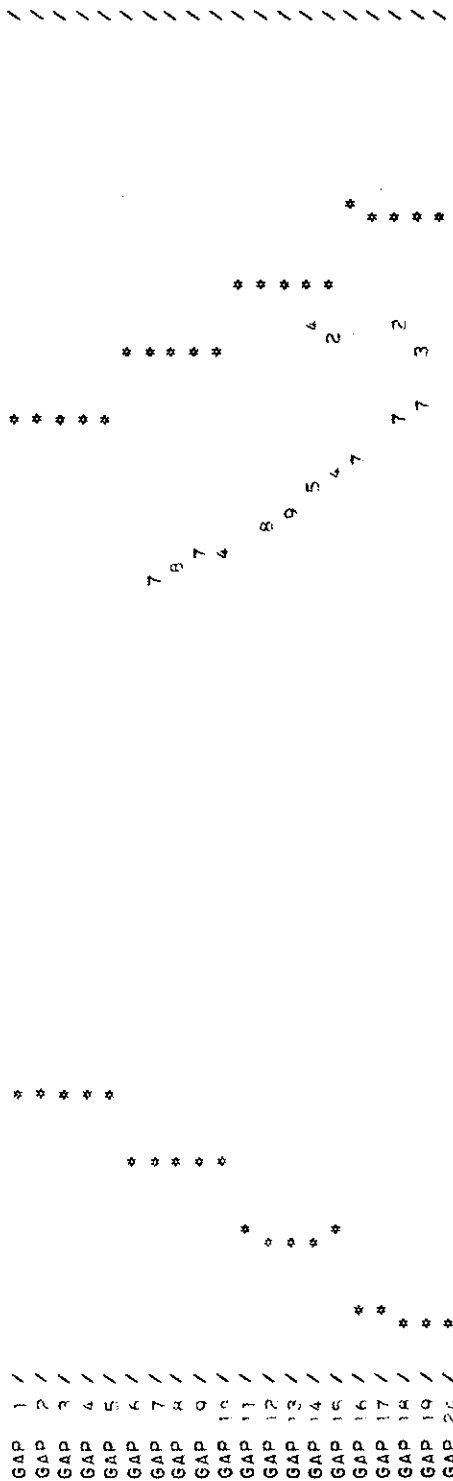


FIG. 24

PLUMICON NUMBER 1



PLUMICON NUMBER 2

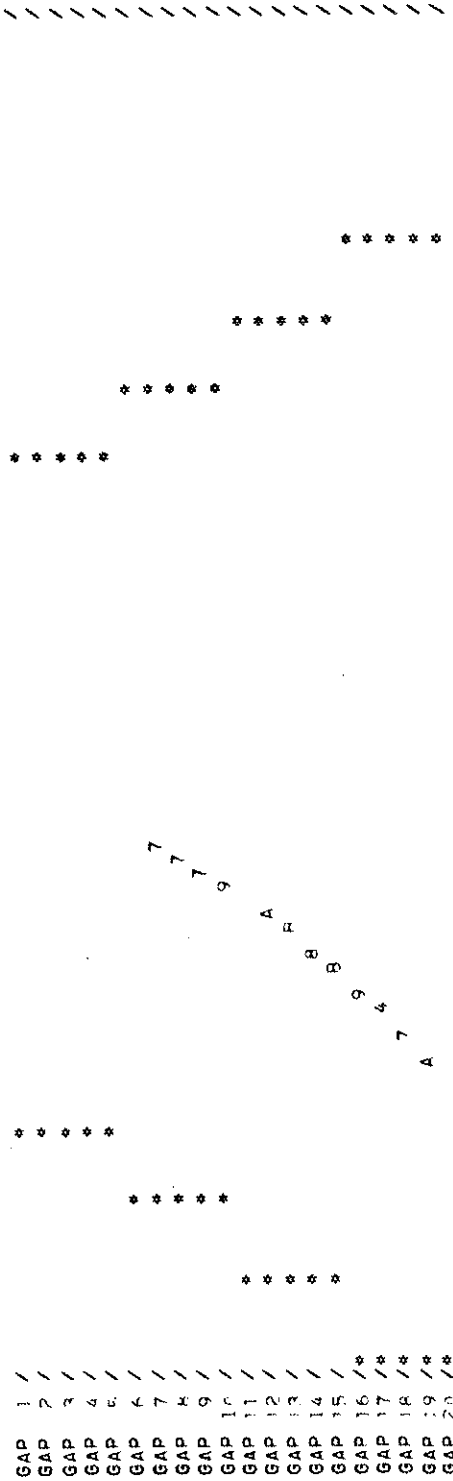


FIG. 25

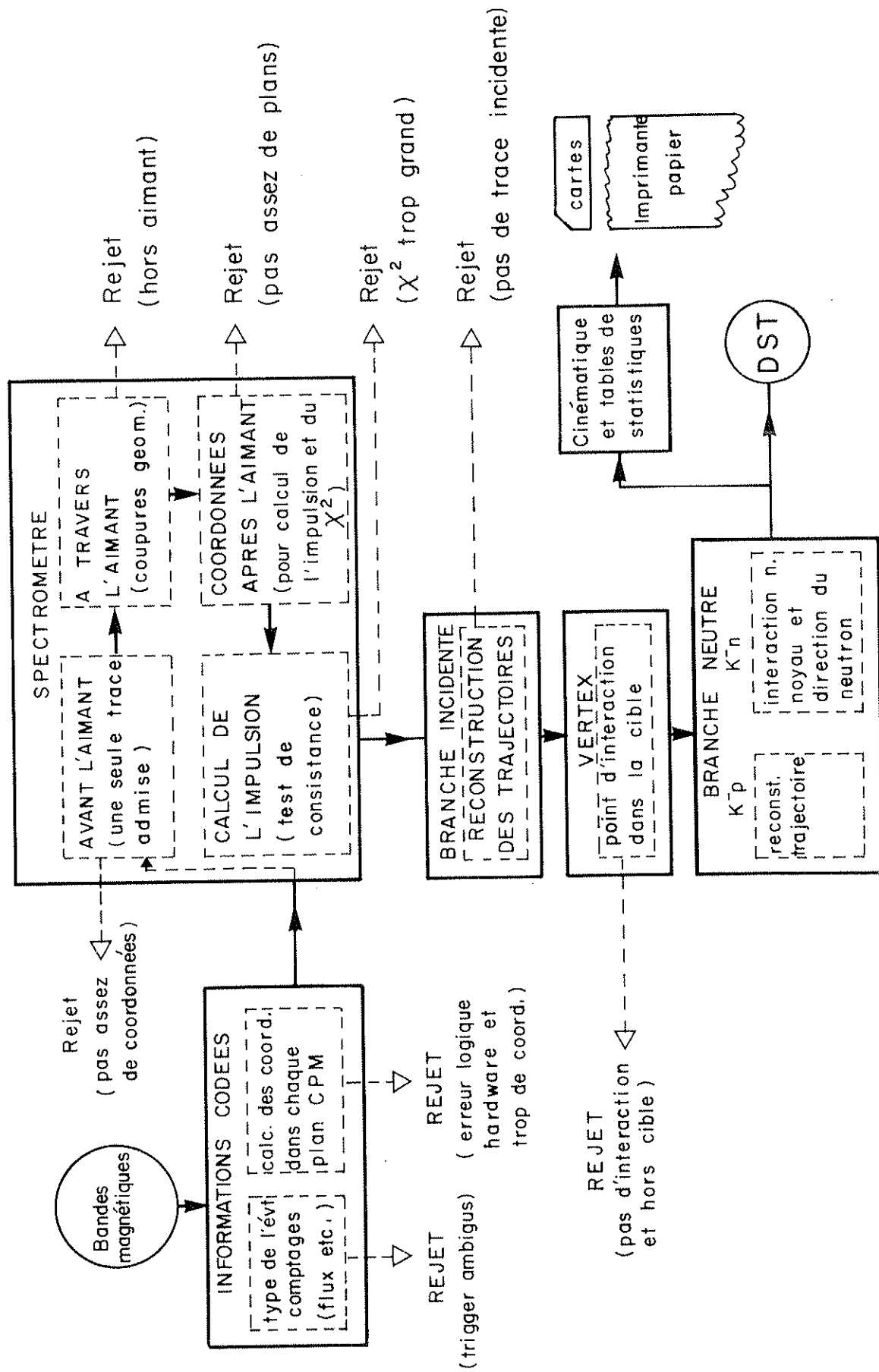
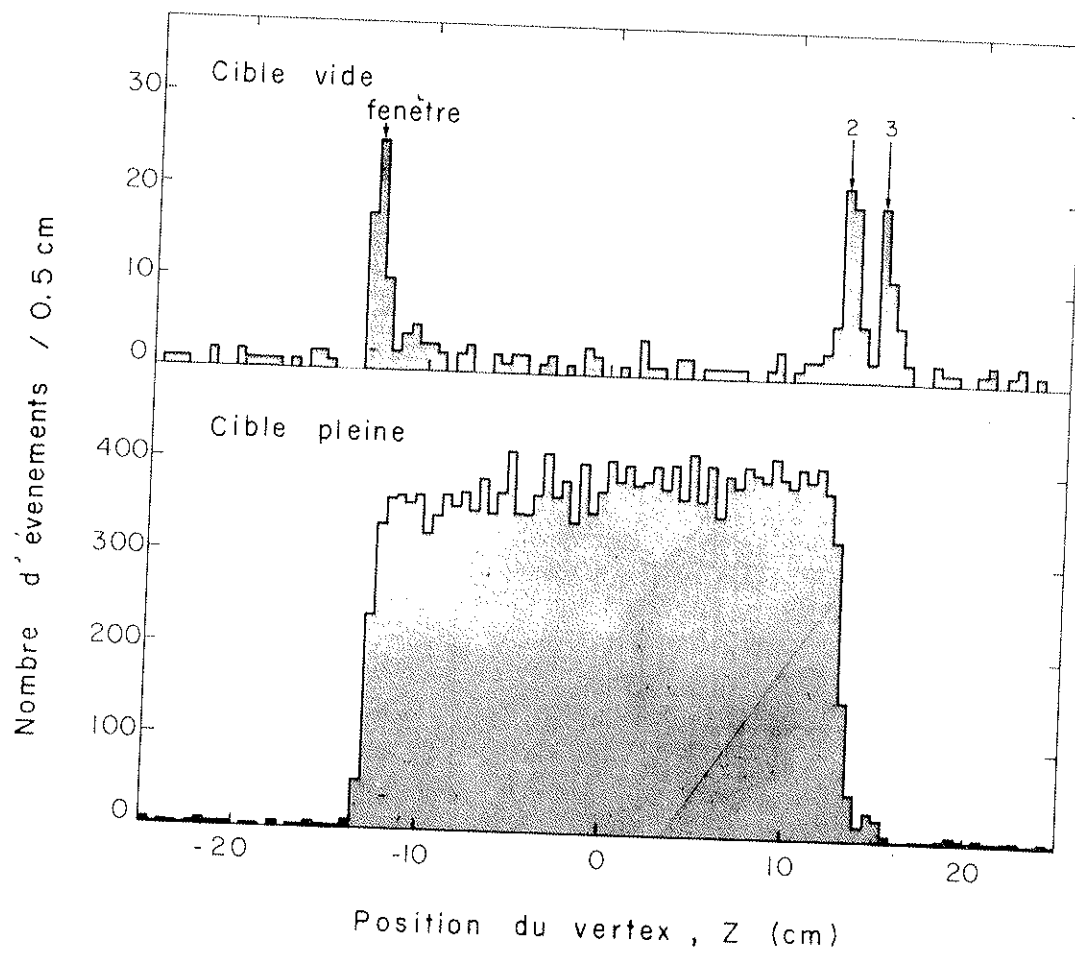


FIG. 26

(a)



(b)

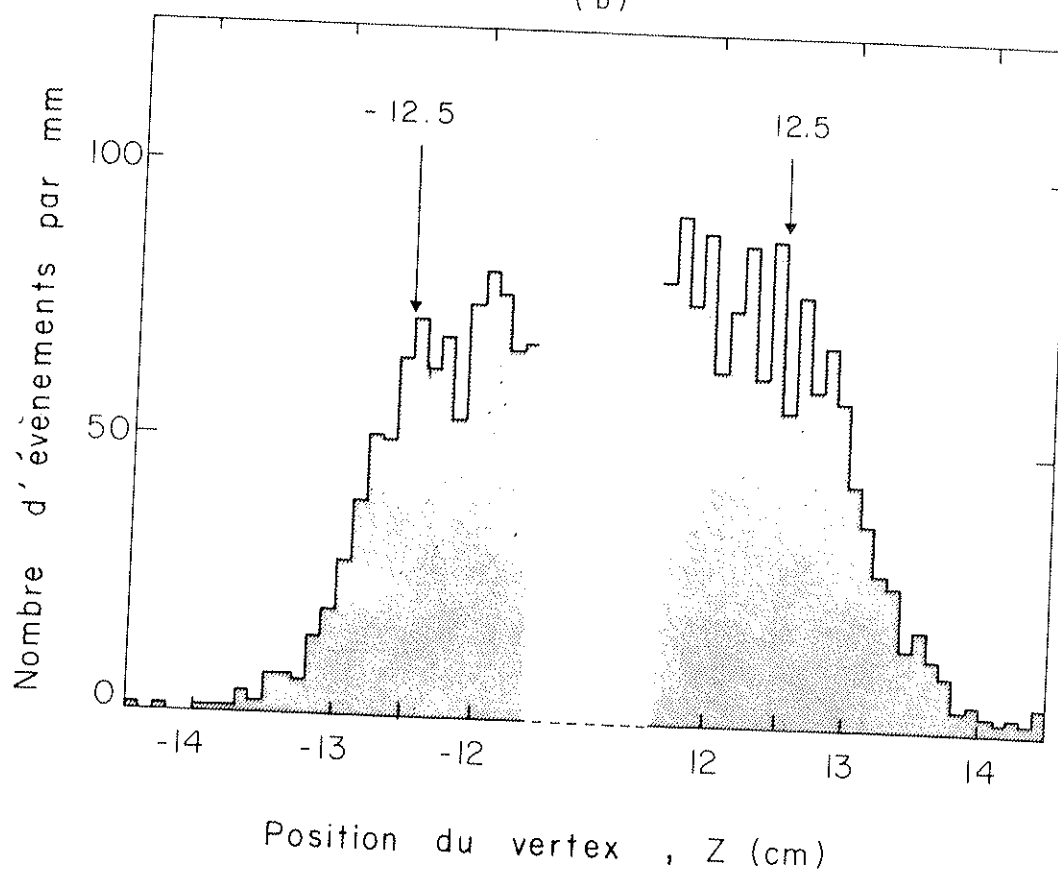


FIG. 27

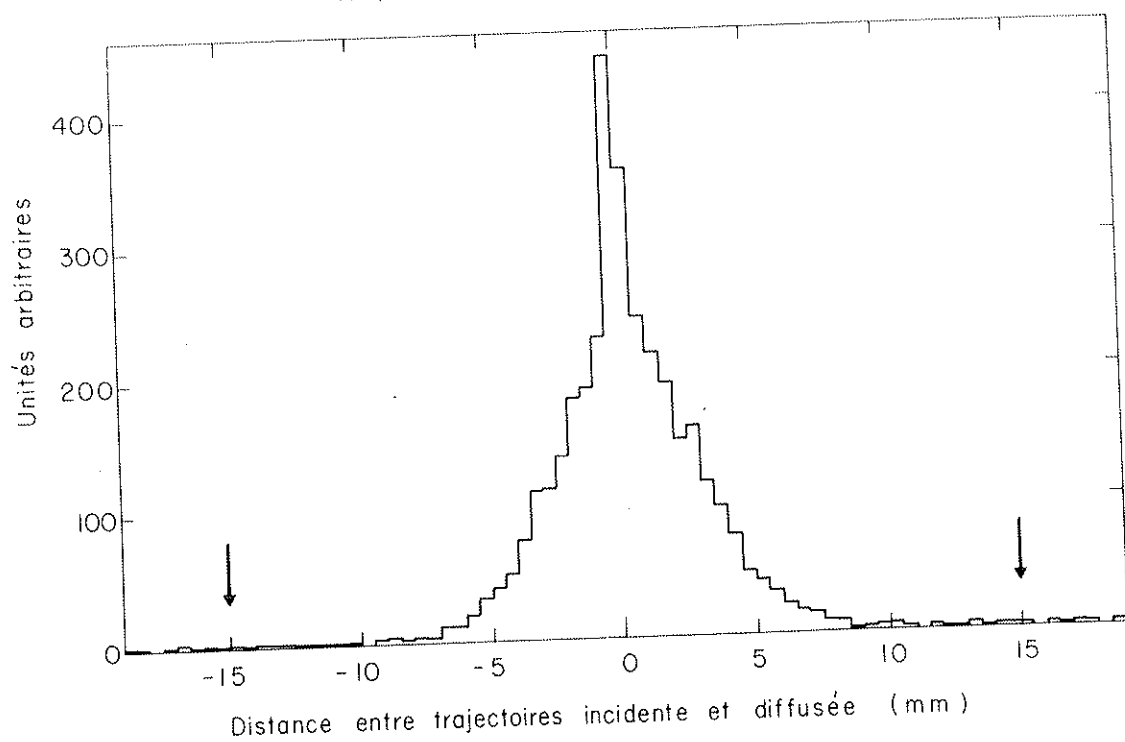
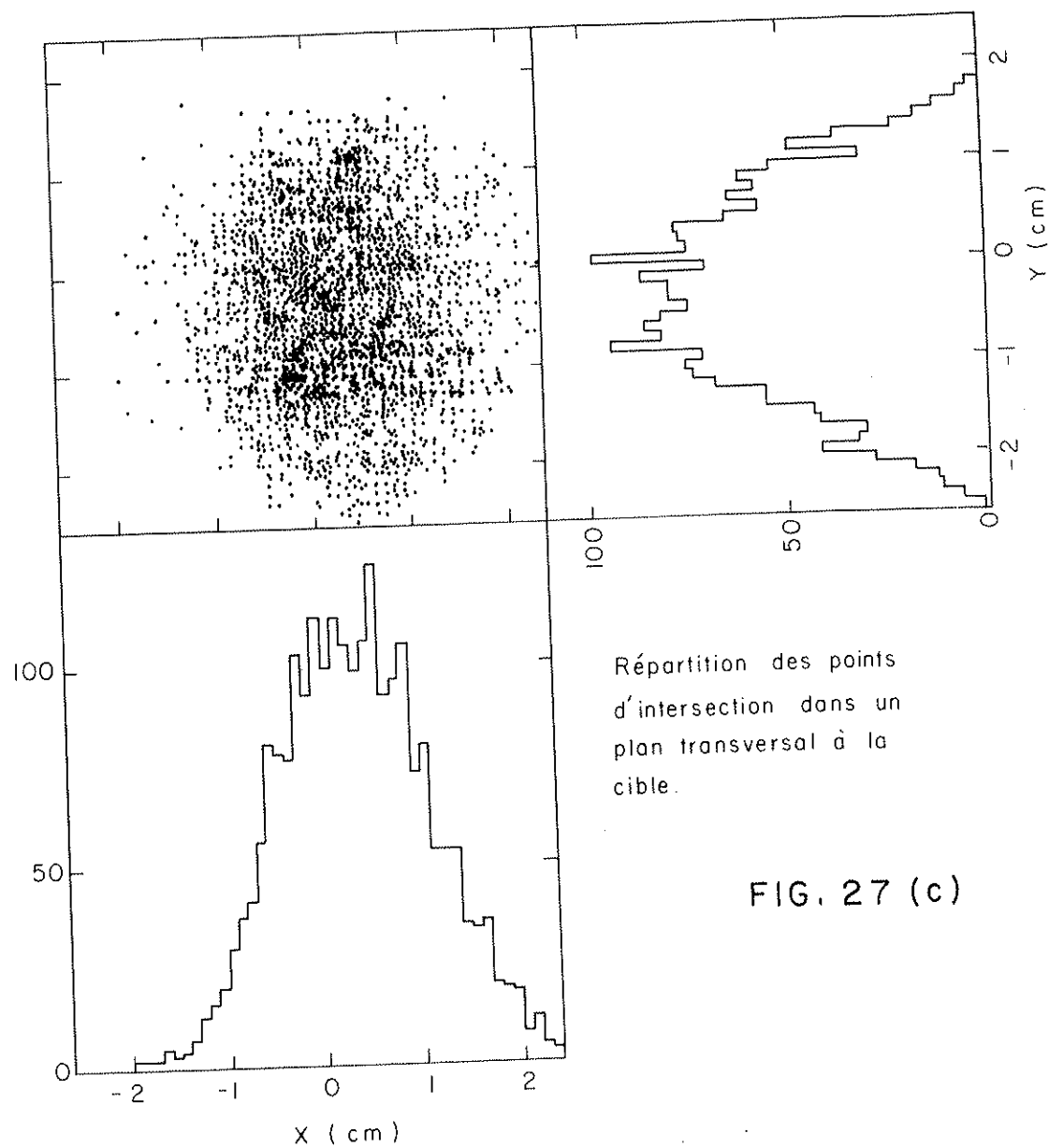


FIG. 28

$$K^- d \rightarrow K^- p (n_s)$$

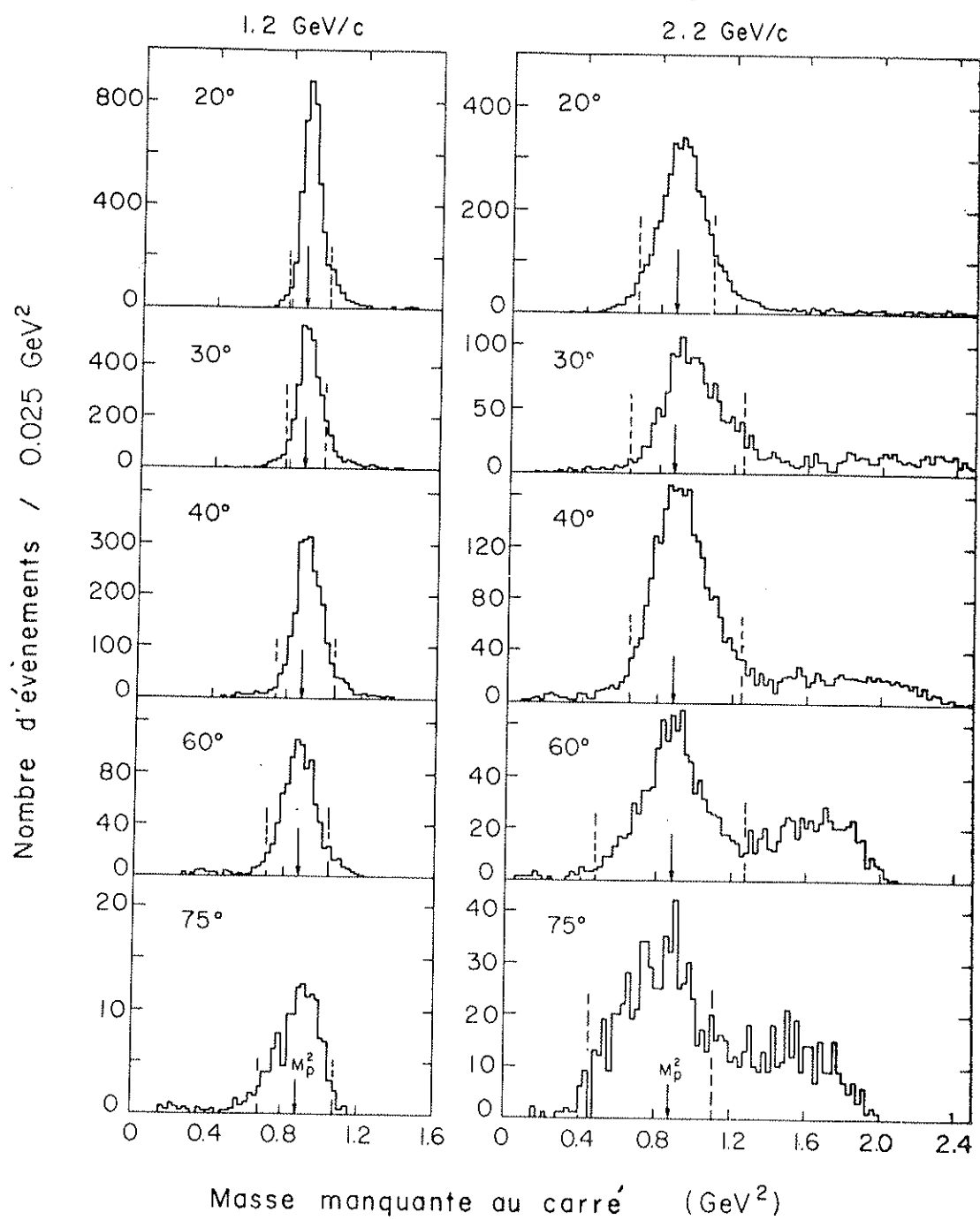


FIG. 29

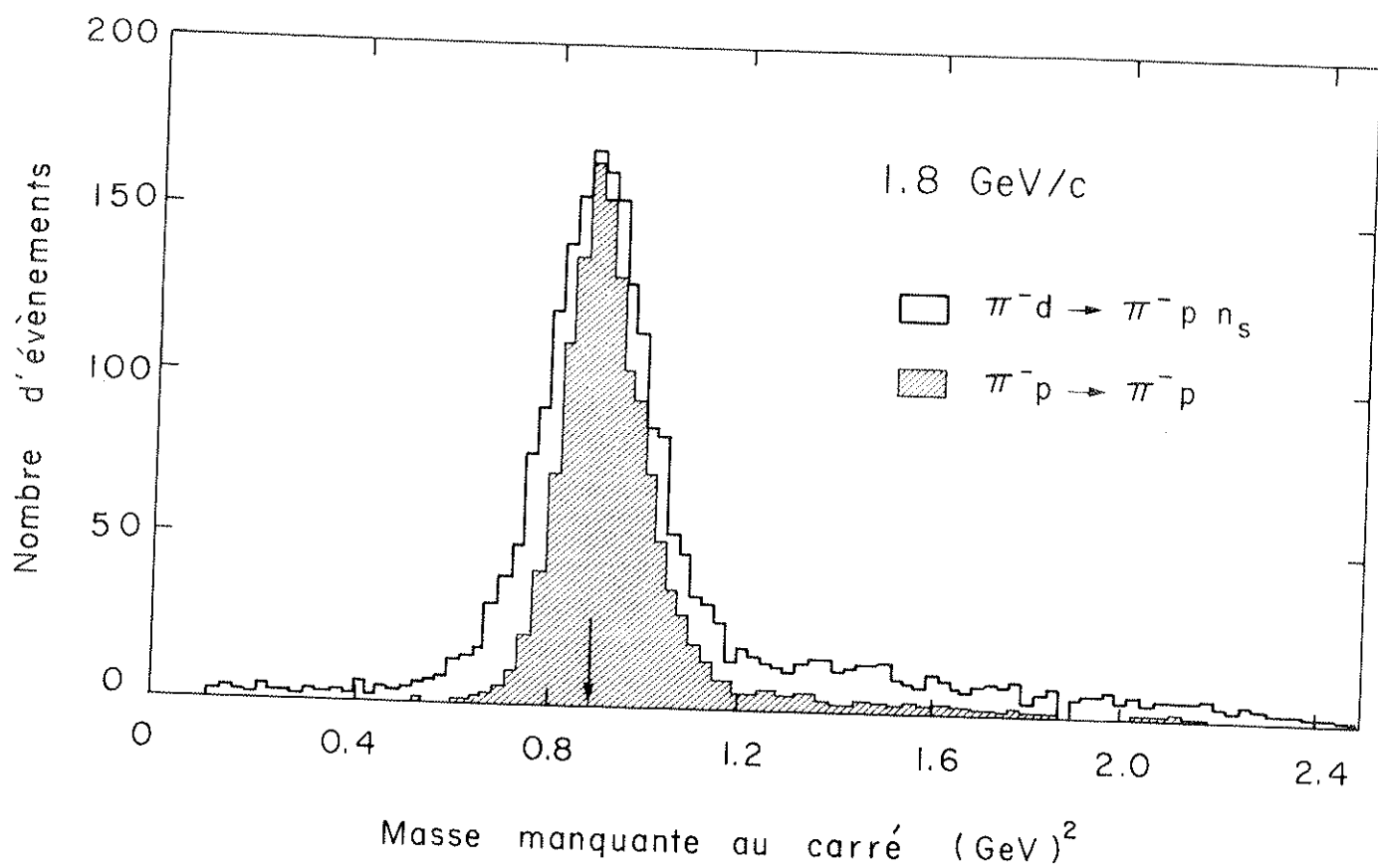


FIG. 30

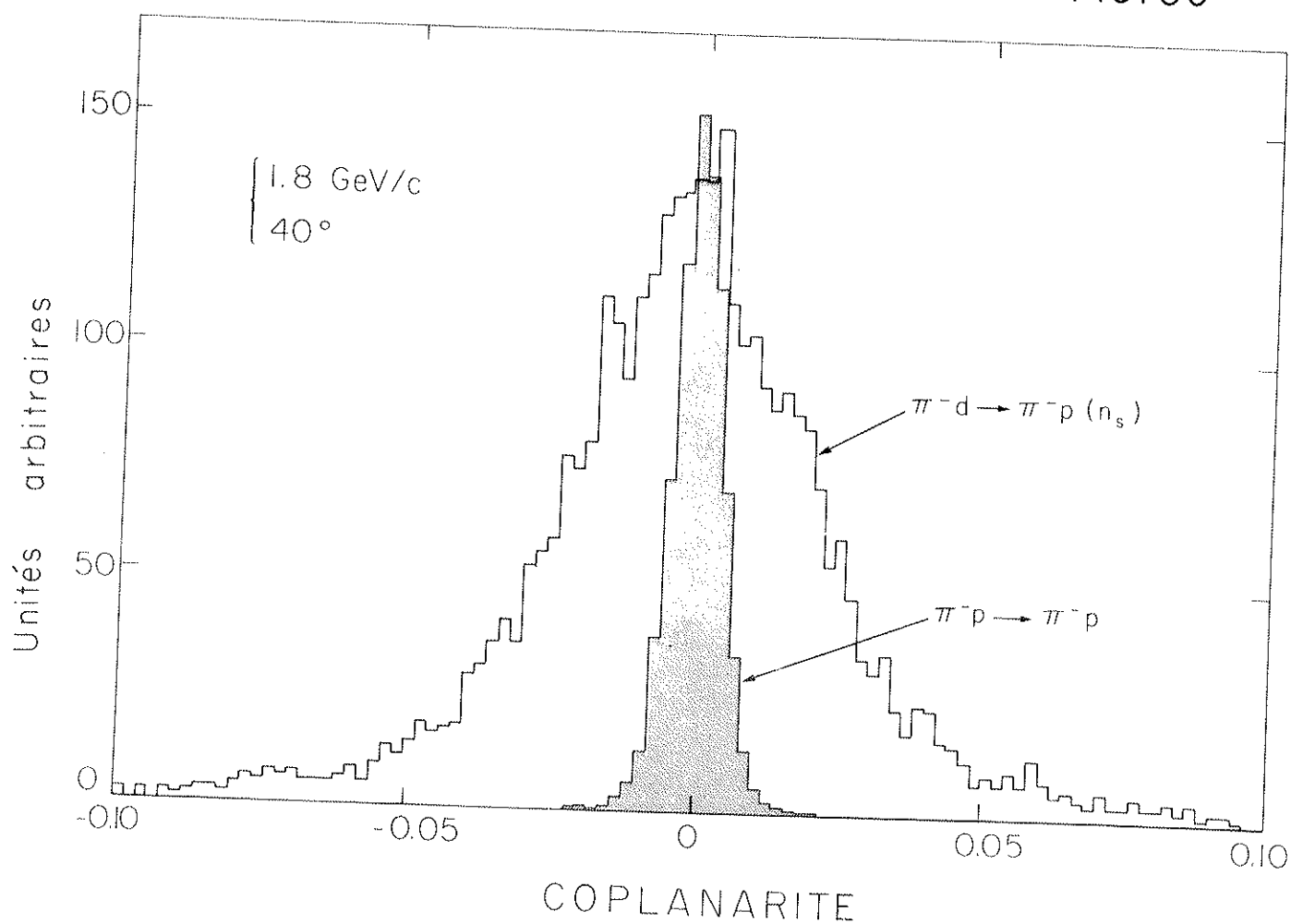


FIG. 31

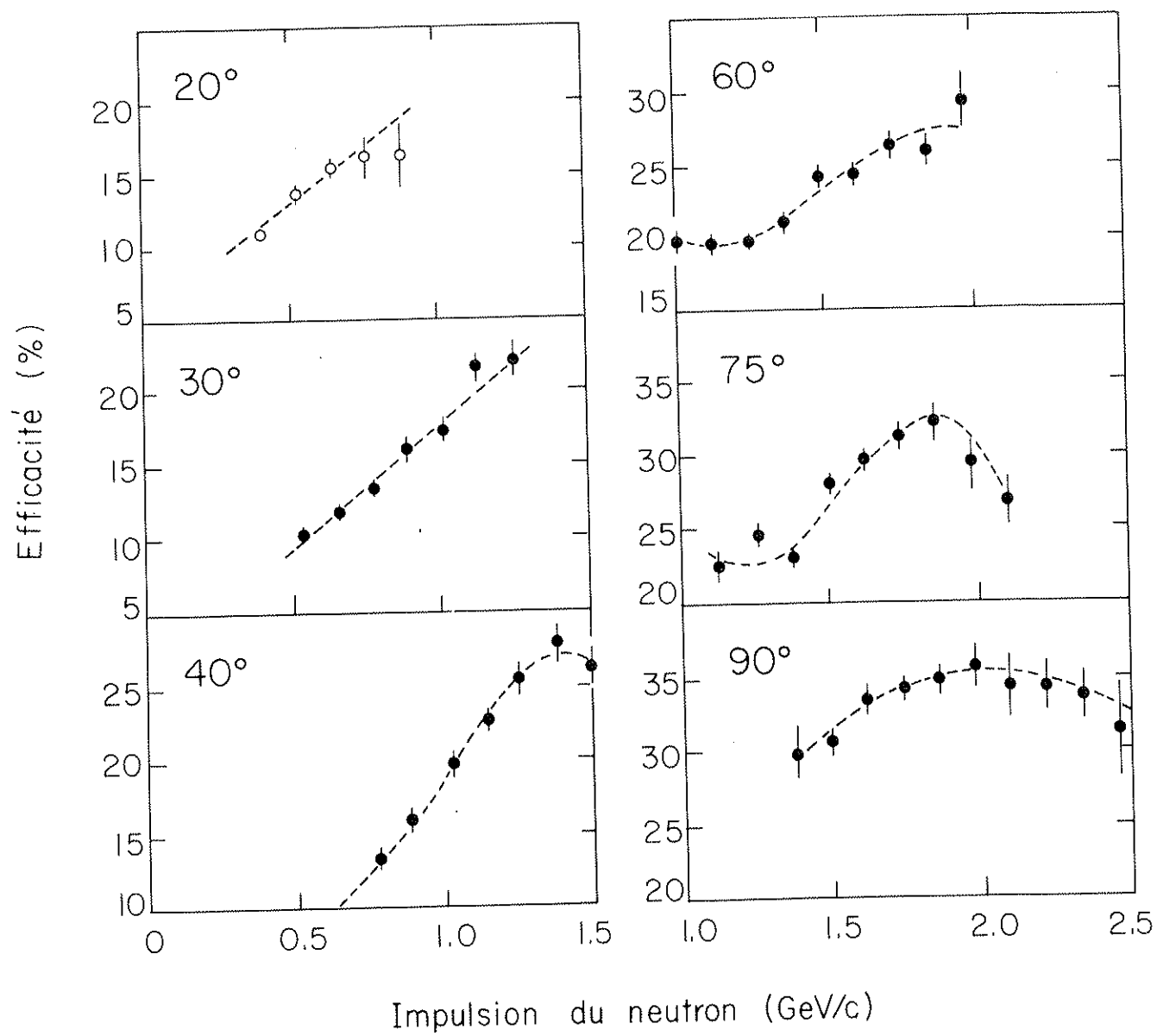


FIG.32

$$\bar{K}^- d \rightarrow \bar{K}^- p (n_s)$$

$$(1.2 \text{ GeV}/c, 20^\circ)$$

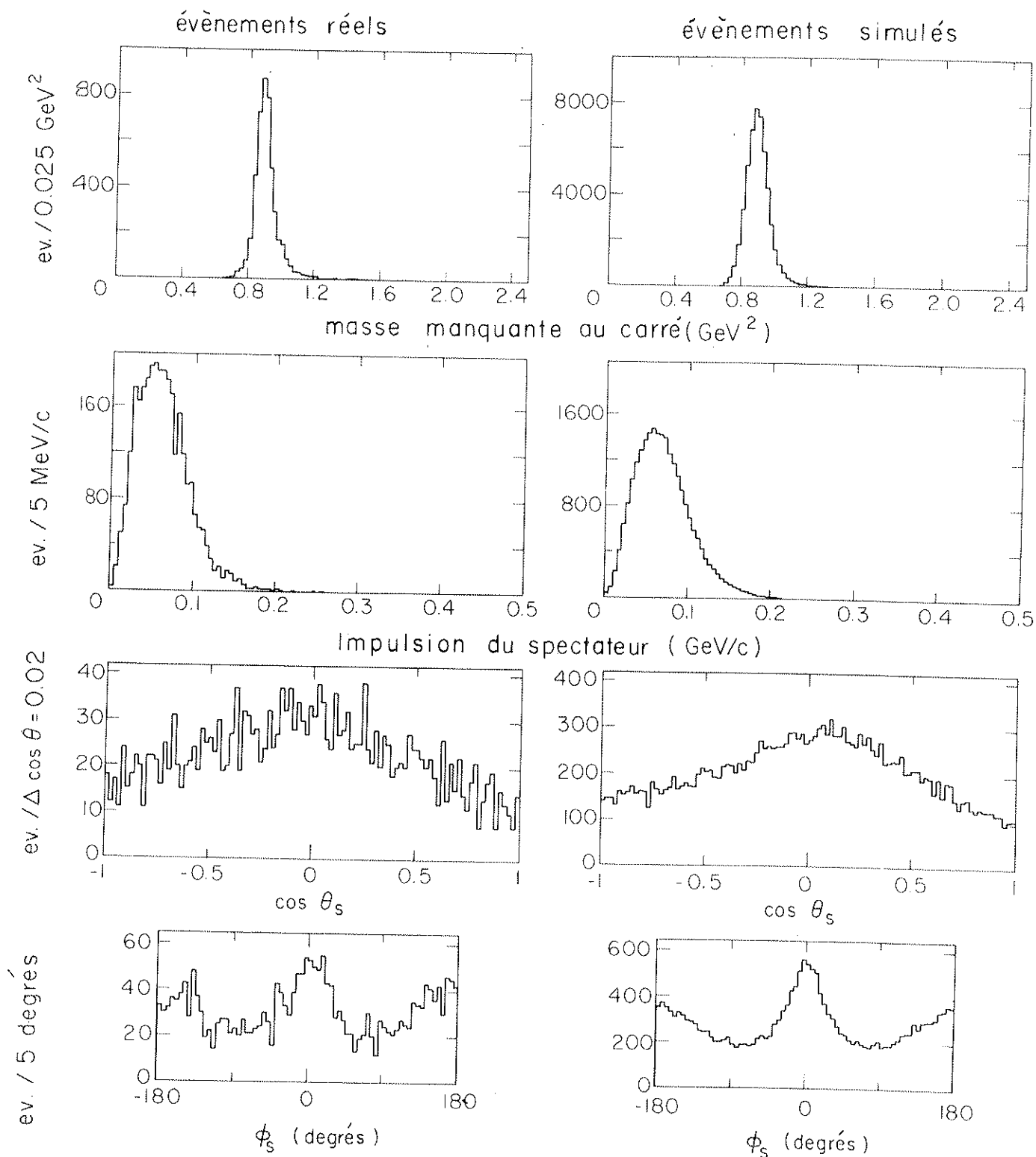


FIG. 33

$$K^- d \rightarrow K^- p (n_s)$$

$$(2.2 \text{ GeV}/c, 20^\circ)$$

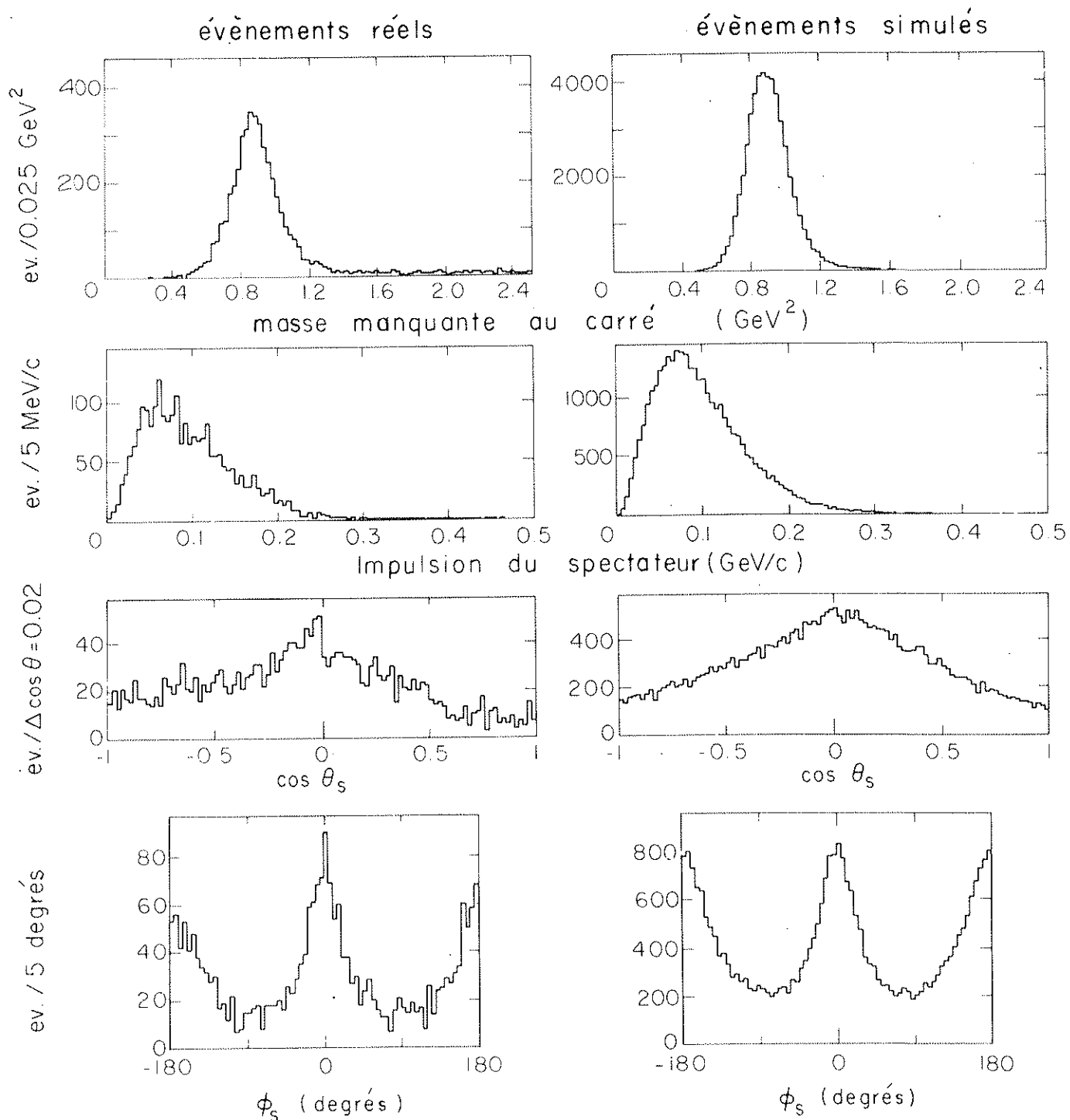


FIG. 34

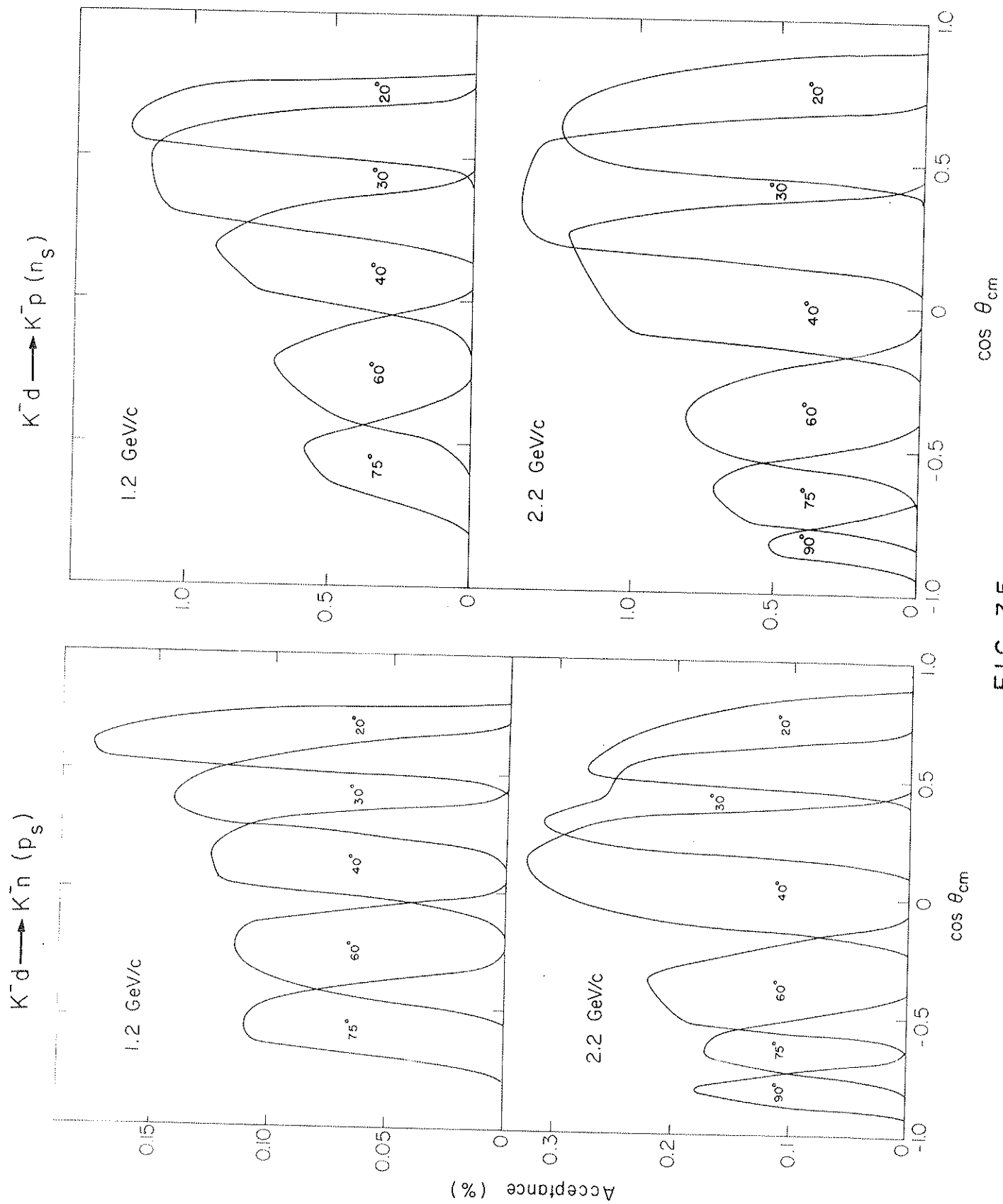


FIG. 35

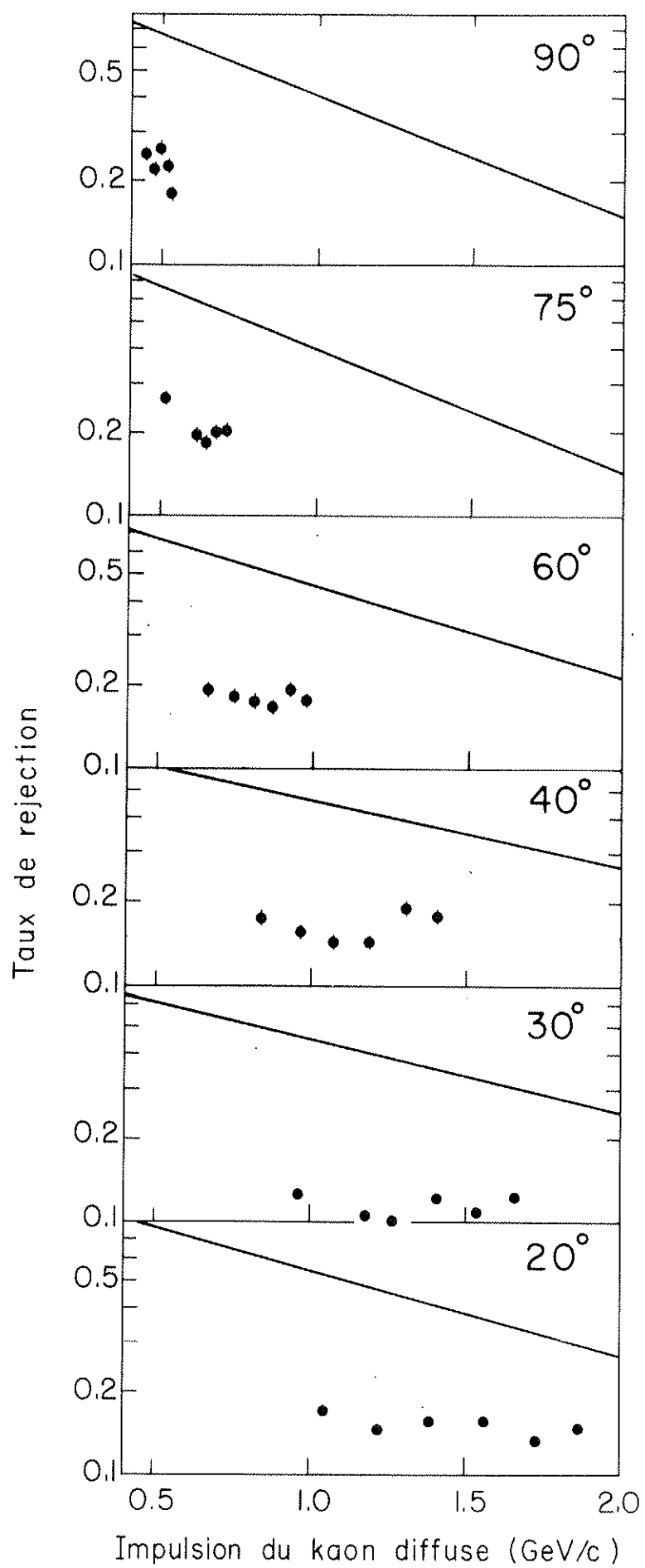


FIG. 36

Courbes de résolution

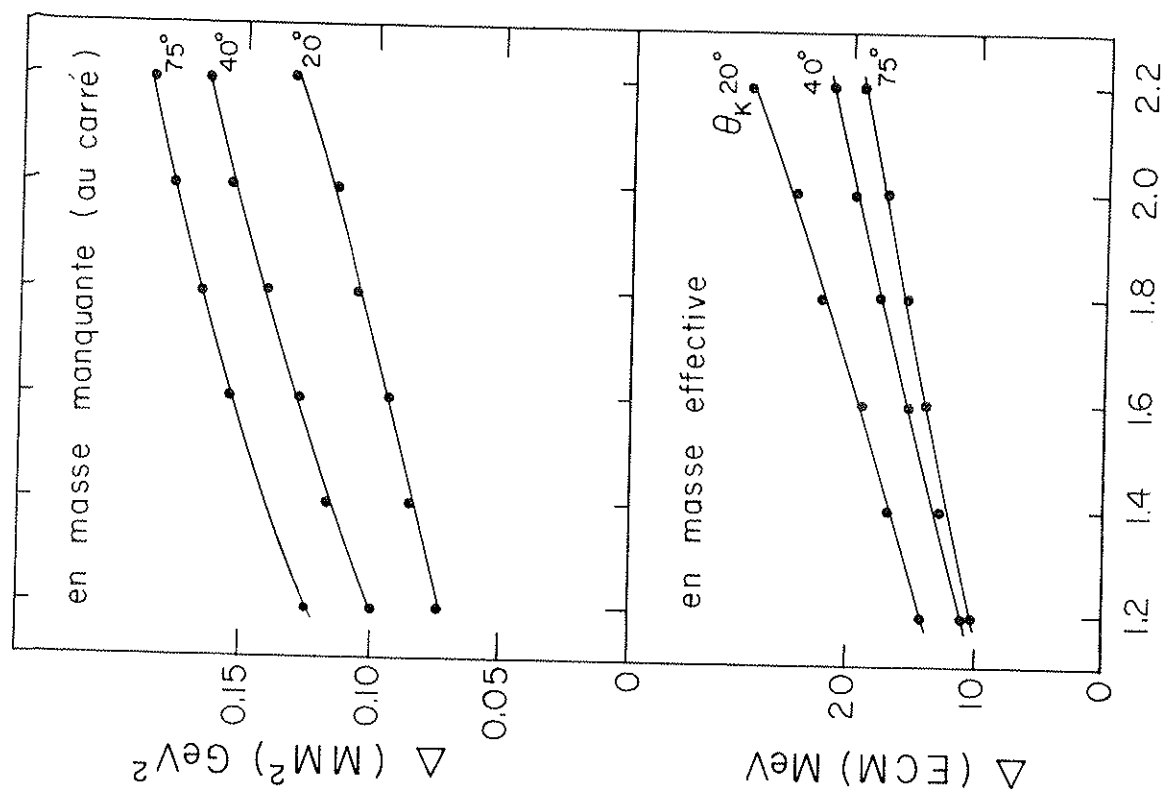
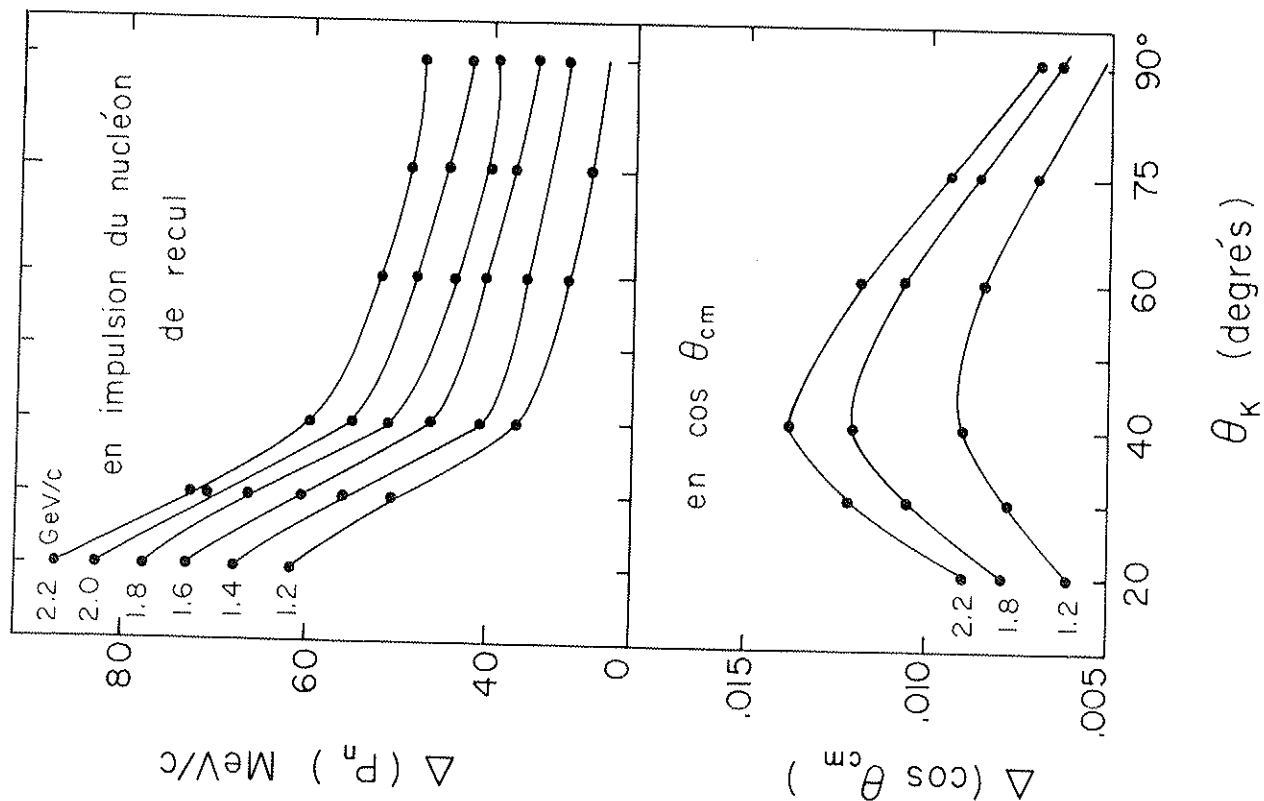


FIG. 37

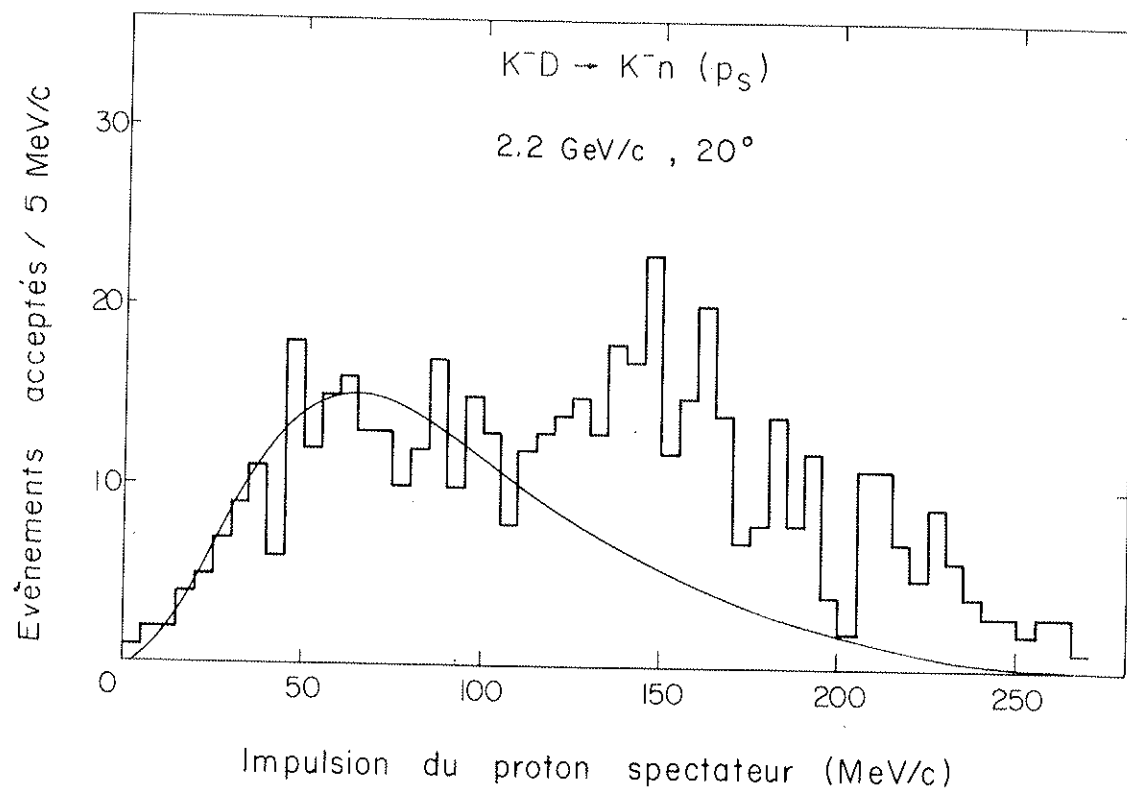


FIG. 38

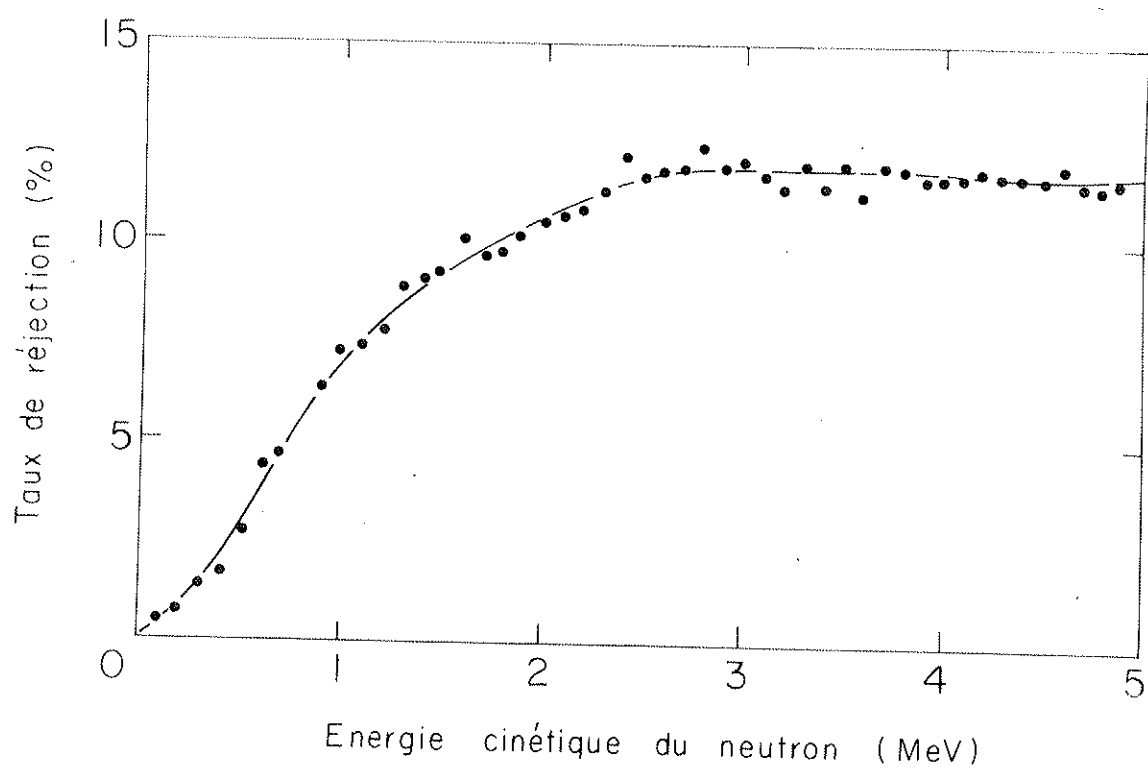


FIG. 39

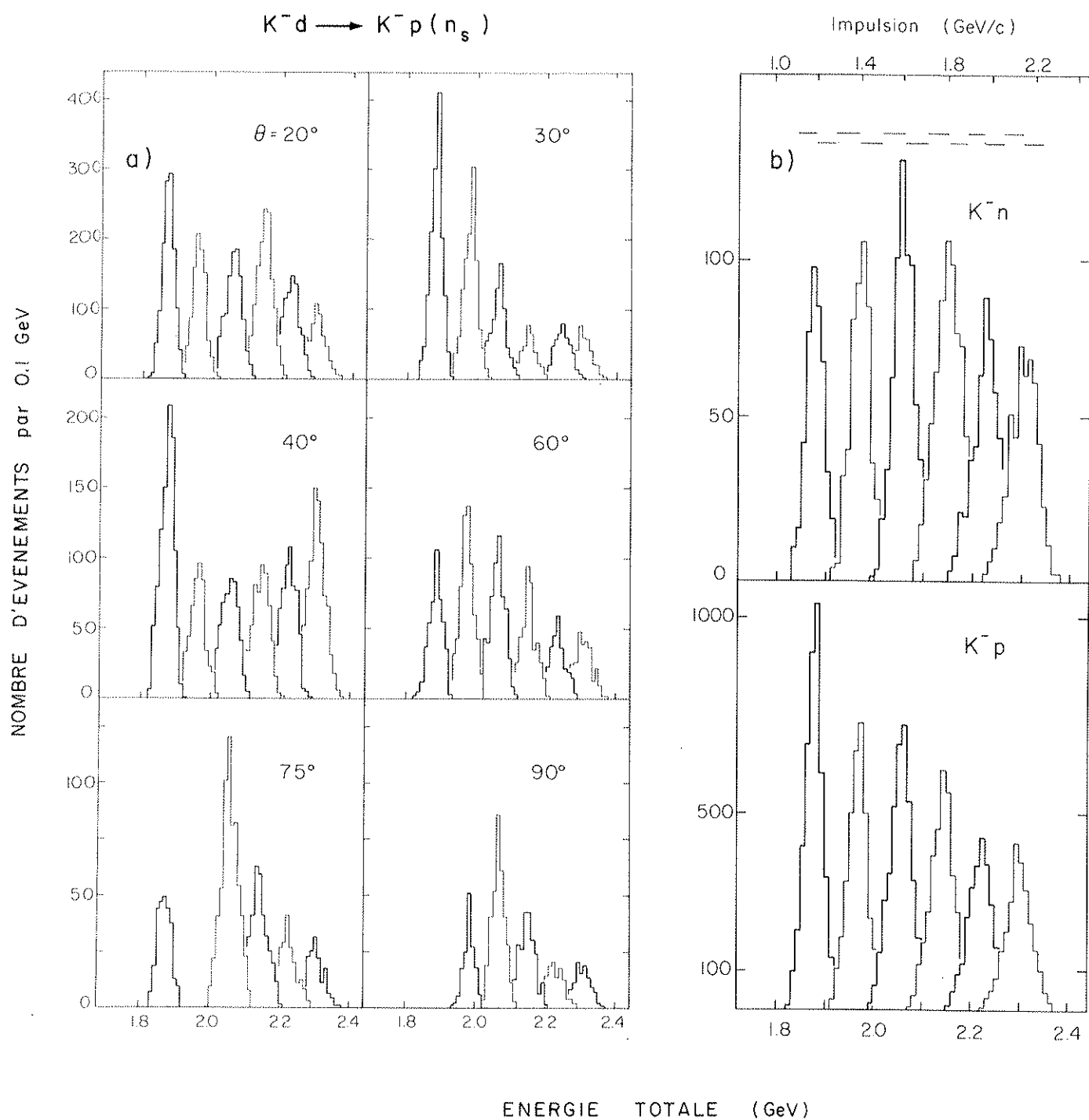


FIG. 40

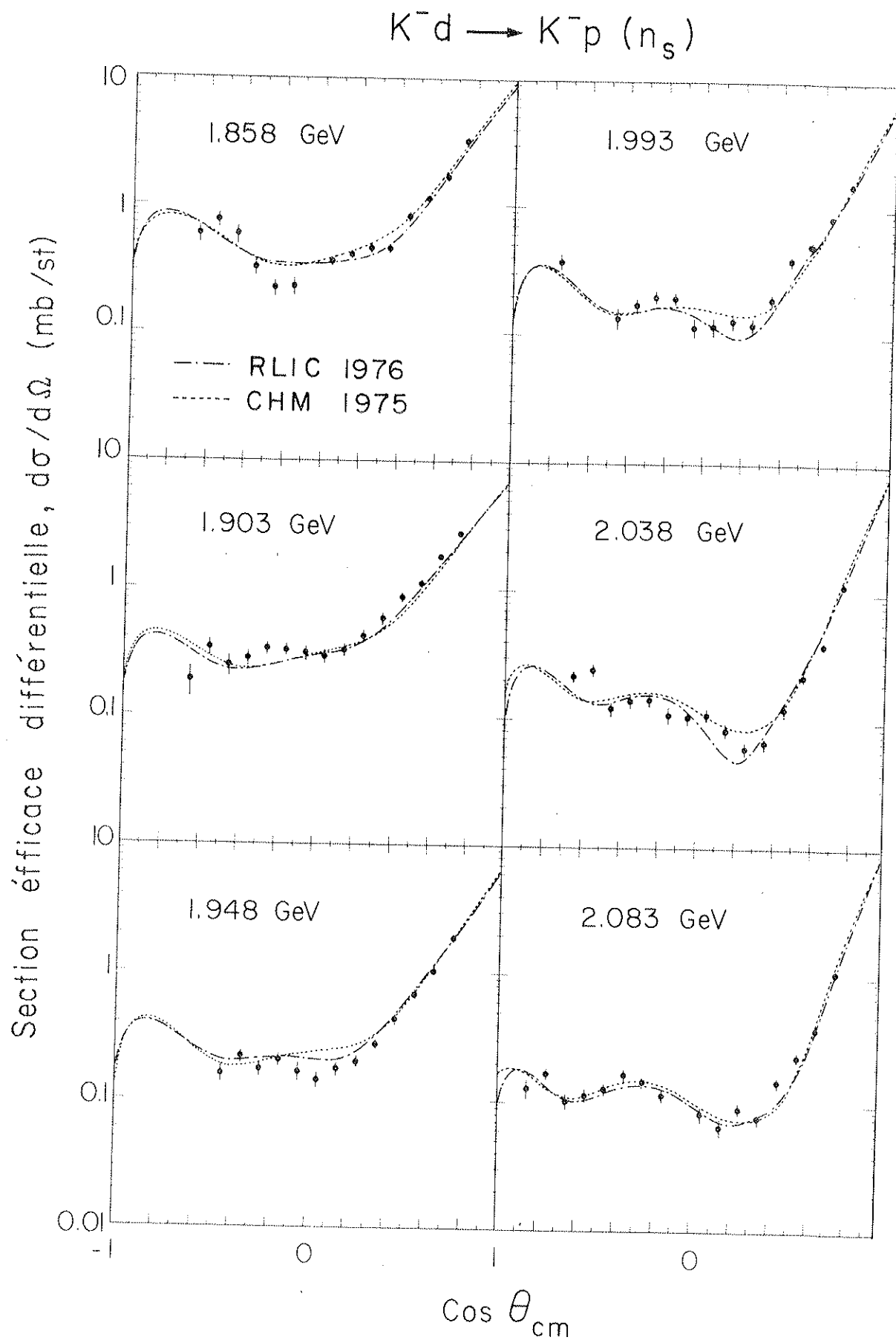


FIG. 41

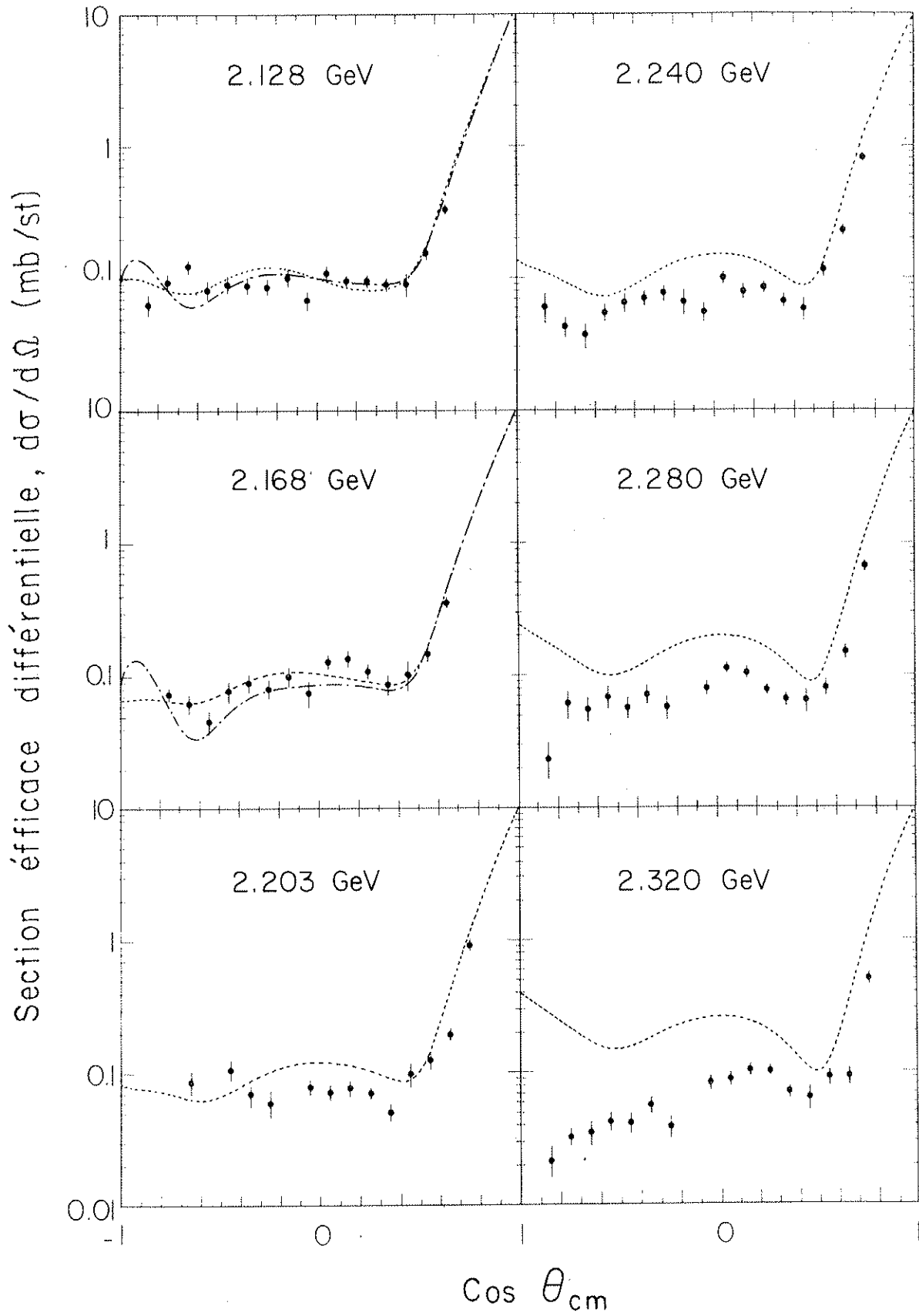


FIG. 41

$$K^- d \rightarrow K^- n (p_s)$$

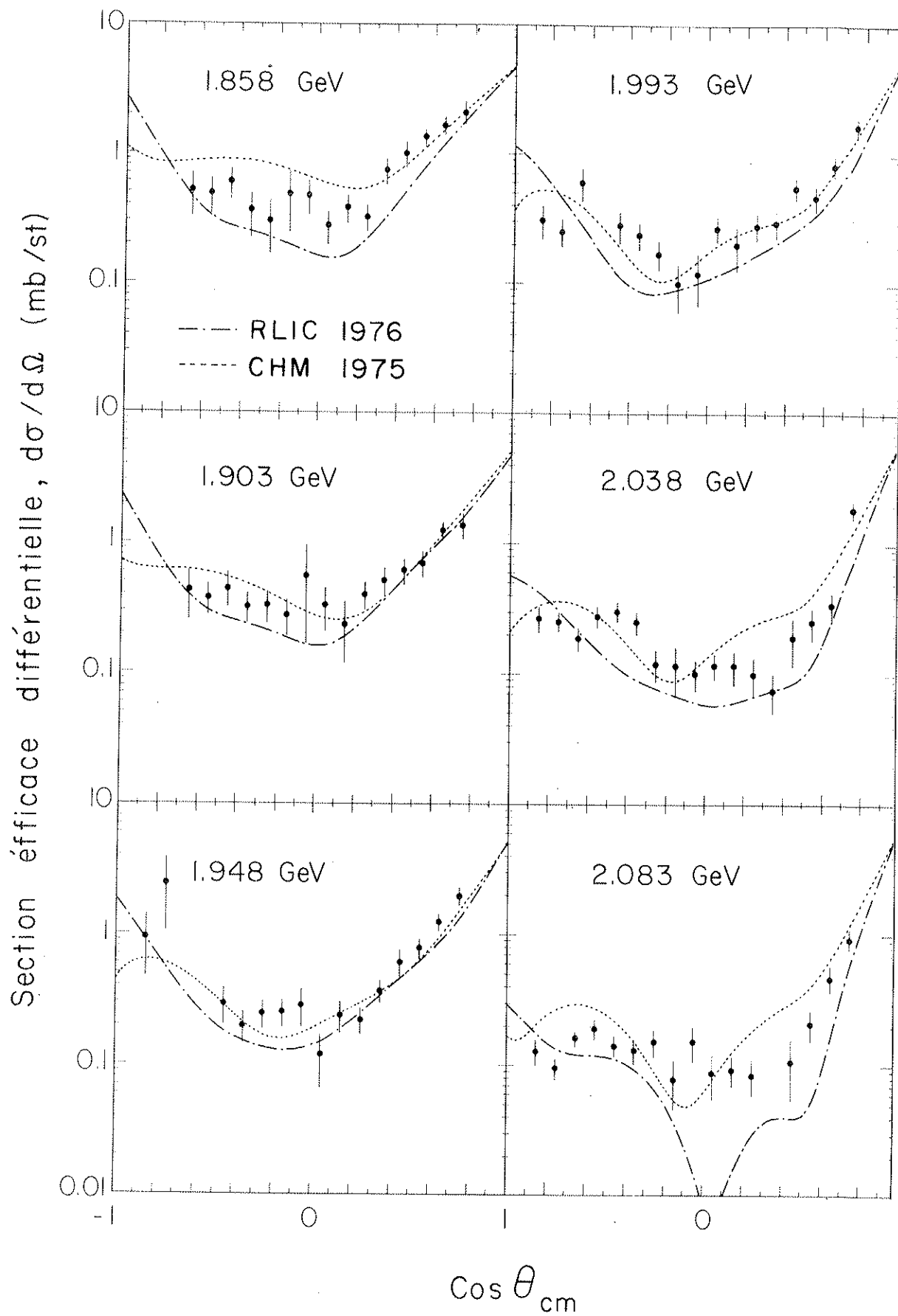


FIG. 42

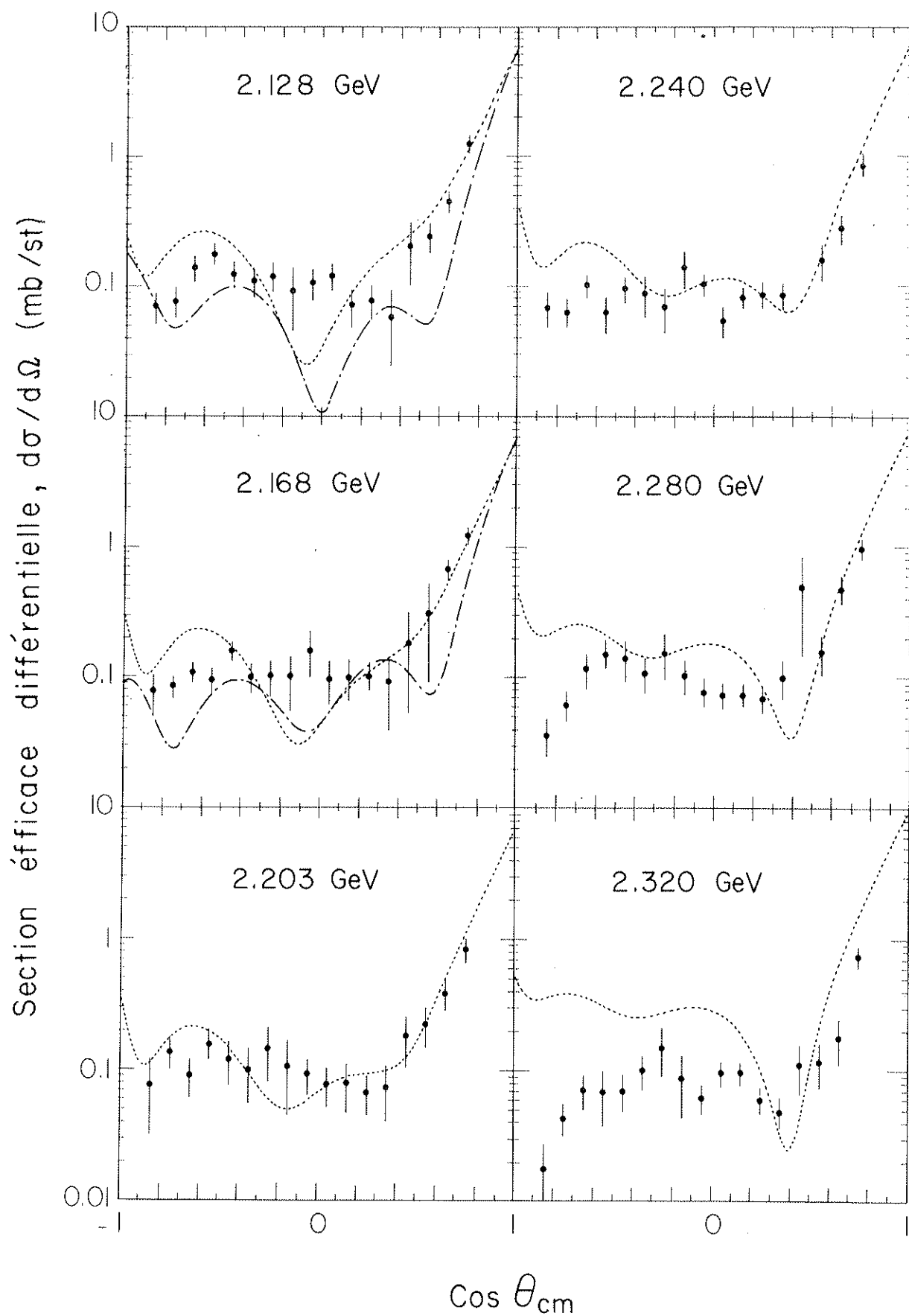
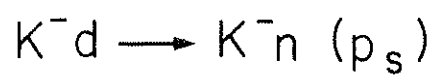


FIG. 42

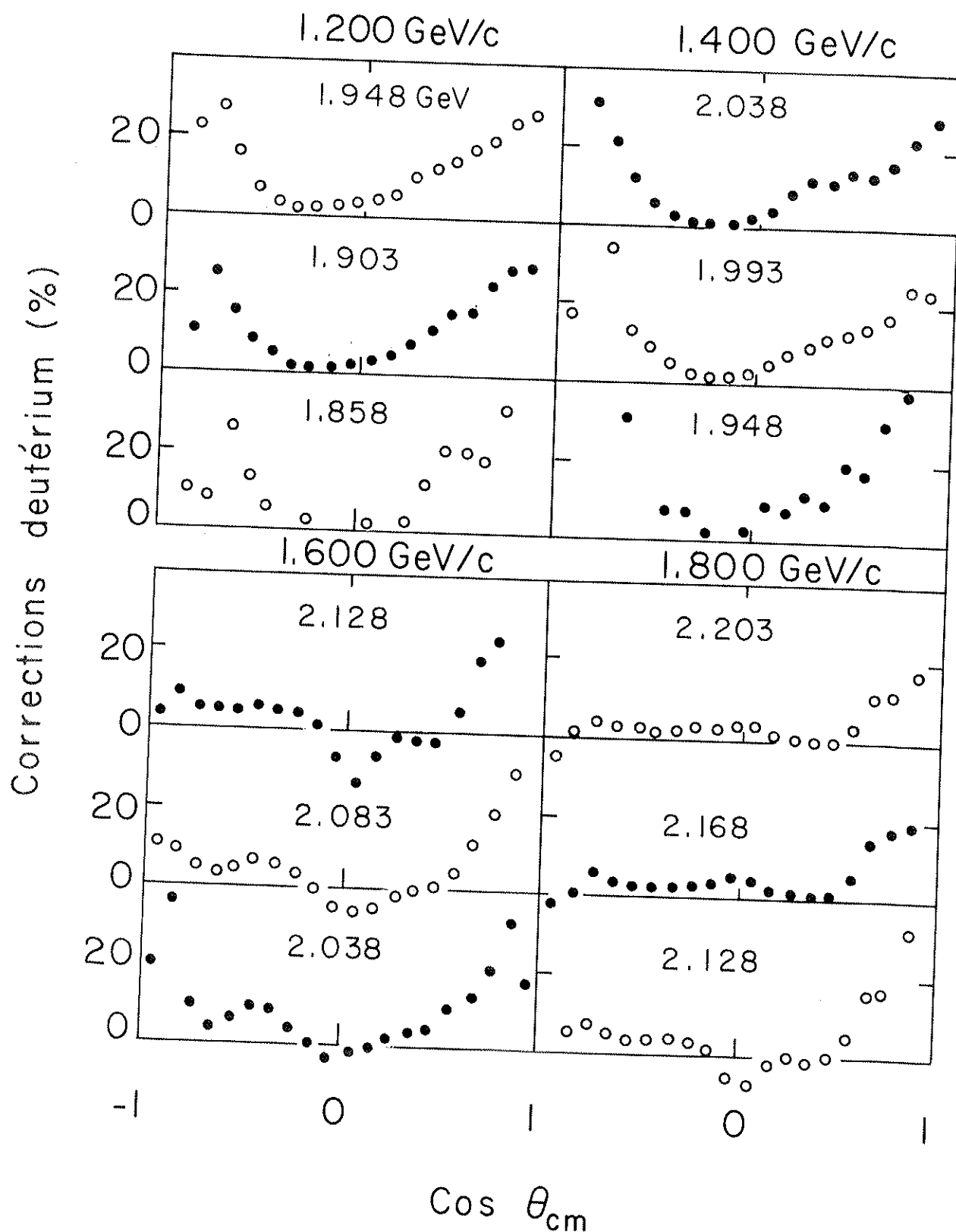


FIG. 43

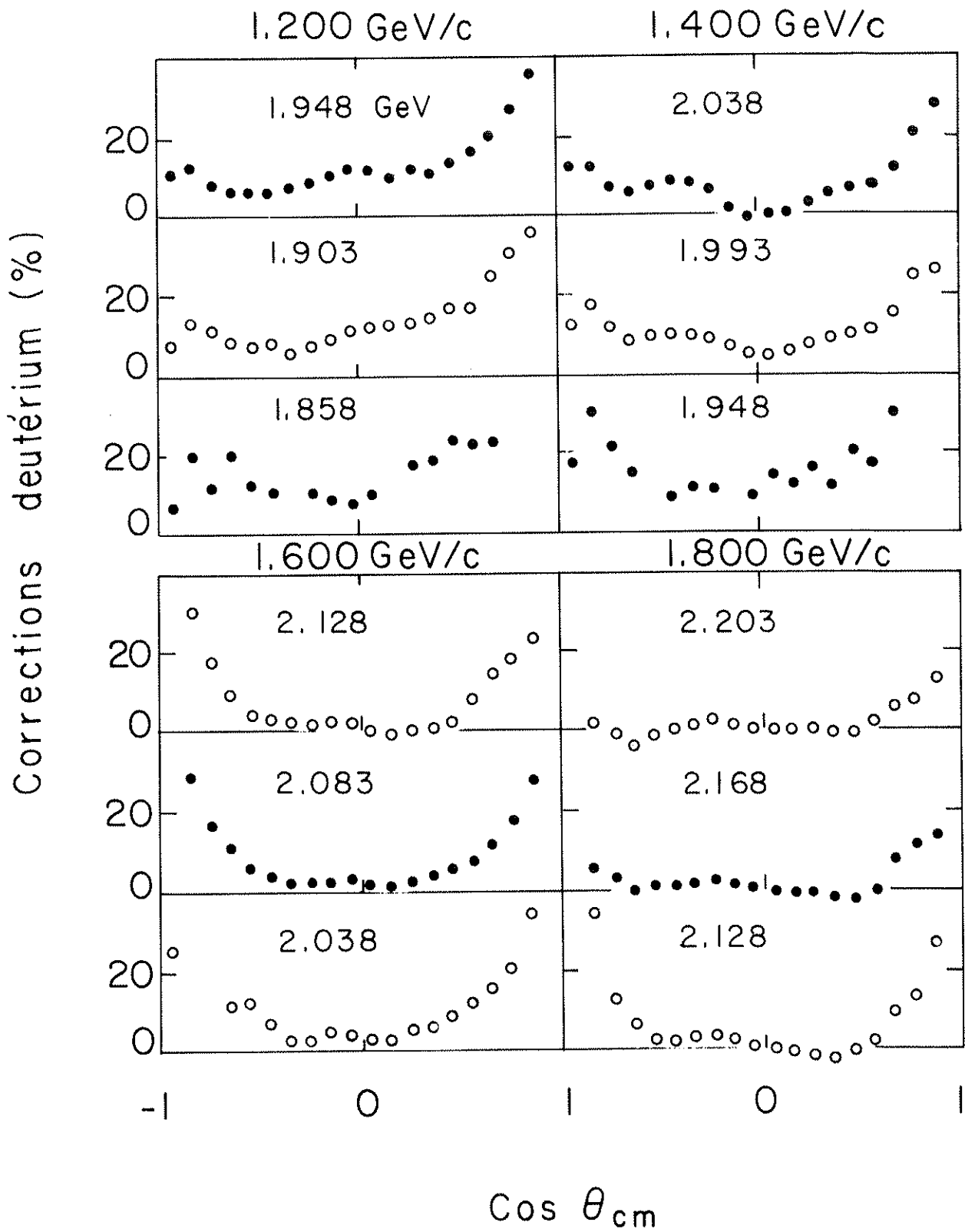


FIG. 44

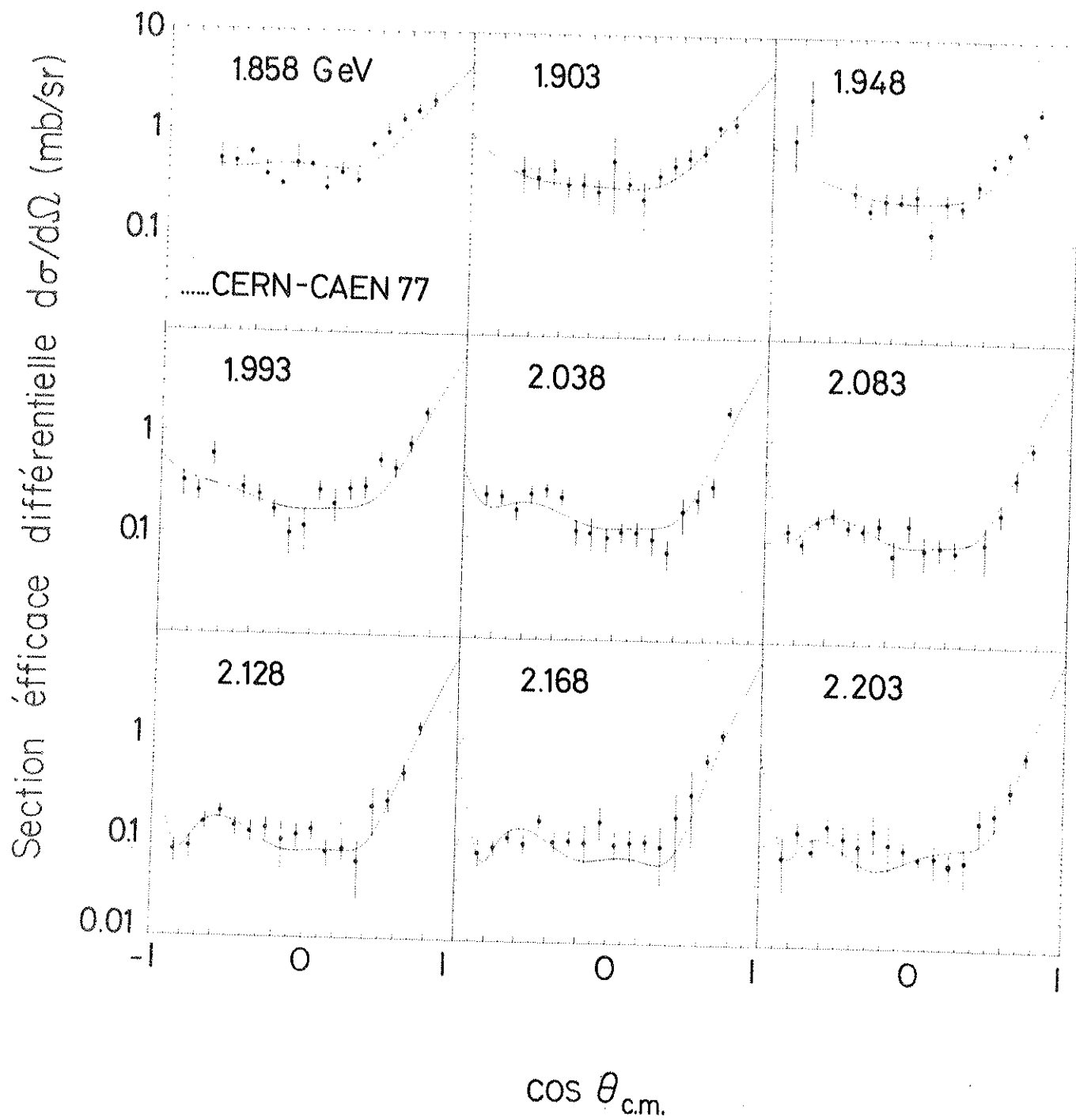
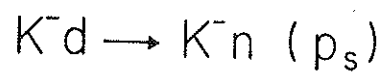


FIG. 45

$$\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N$$

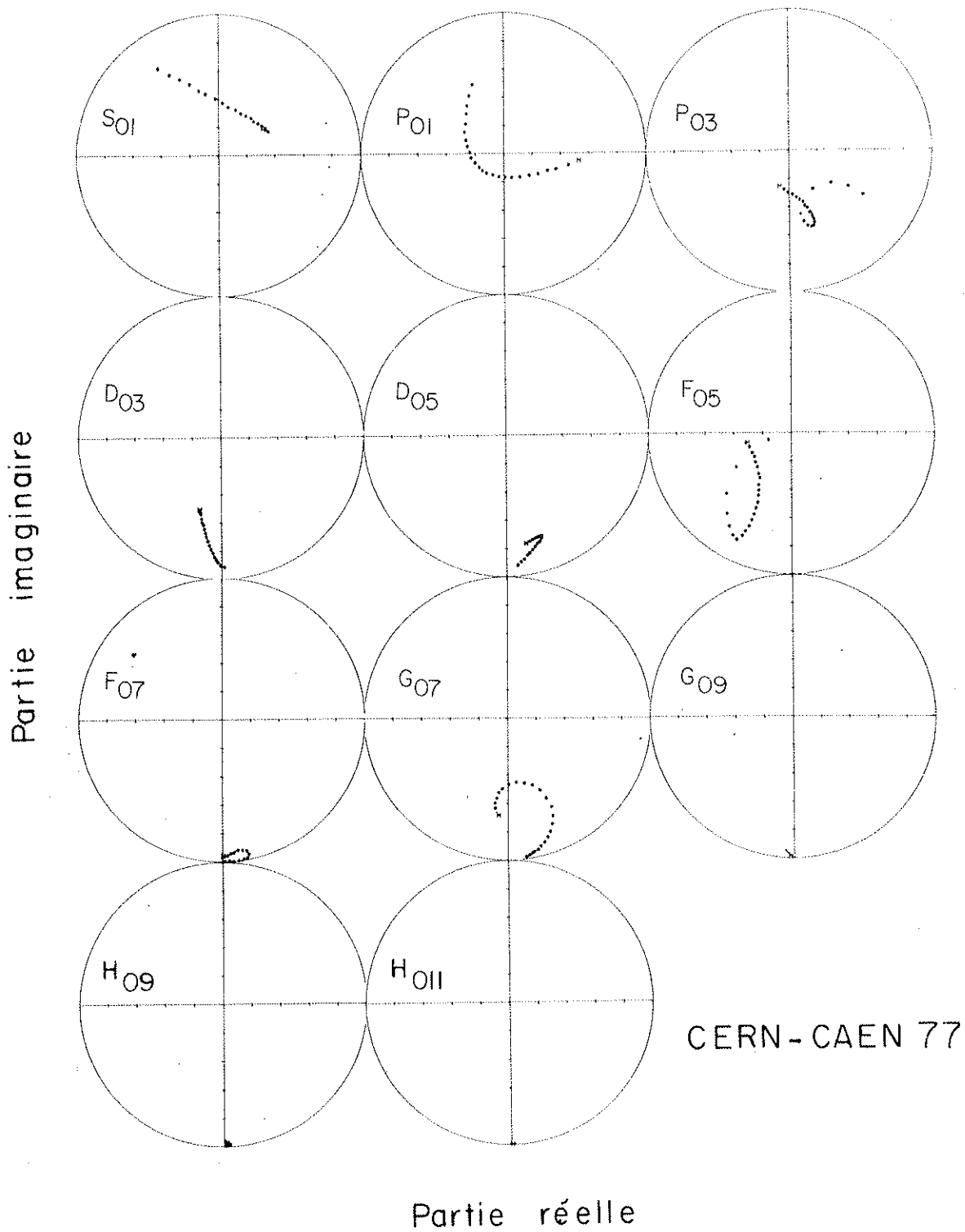


FIG. 46a

$$\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N$$

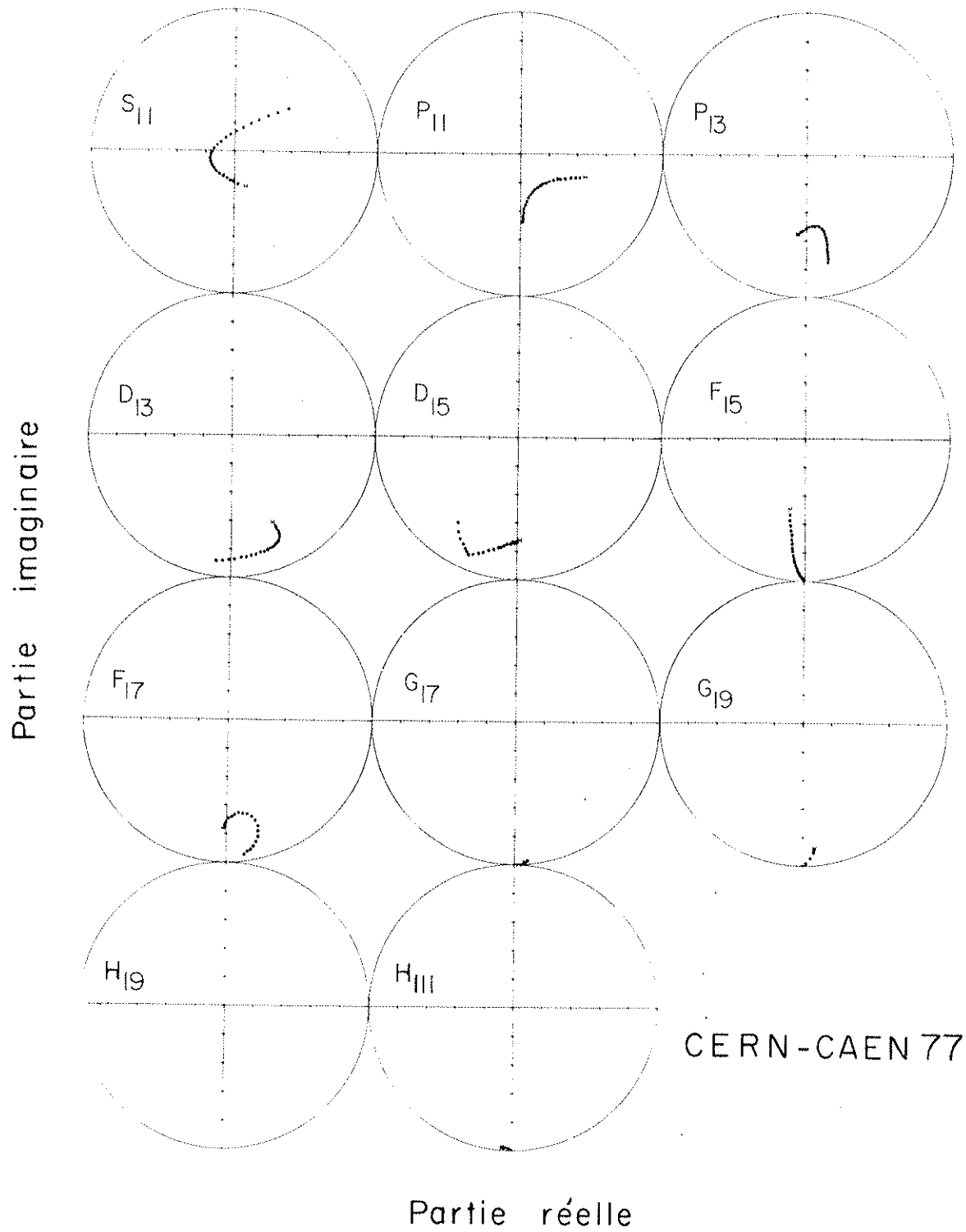
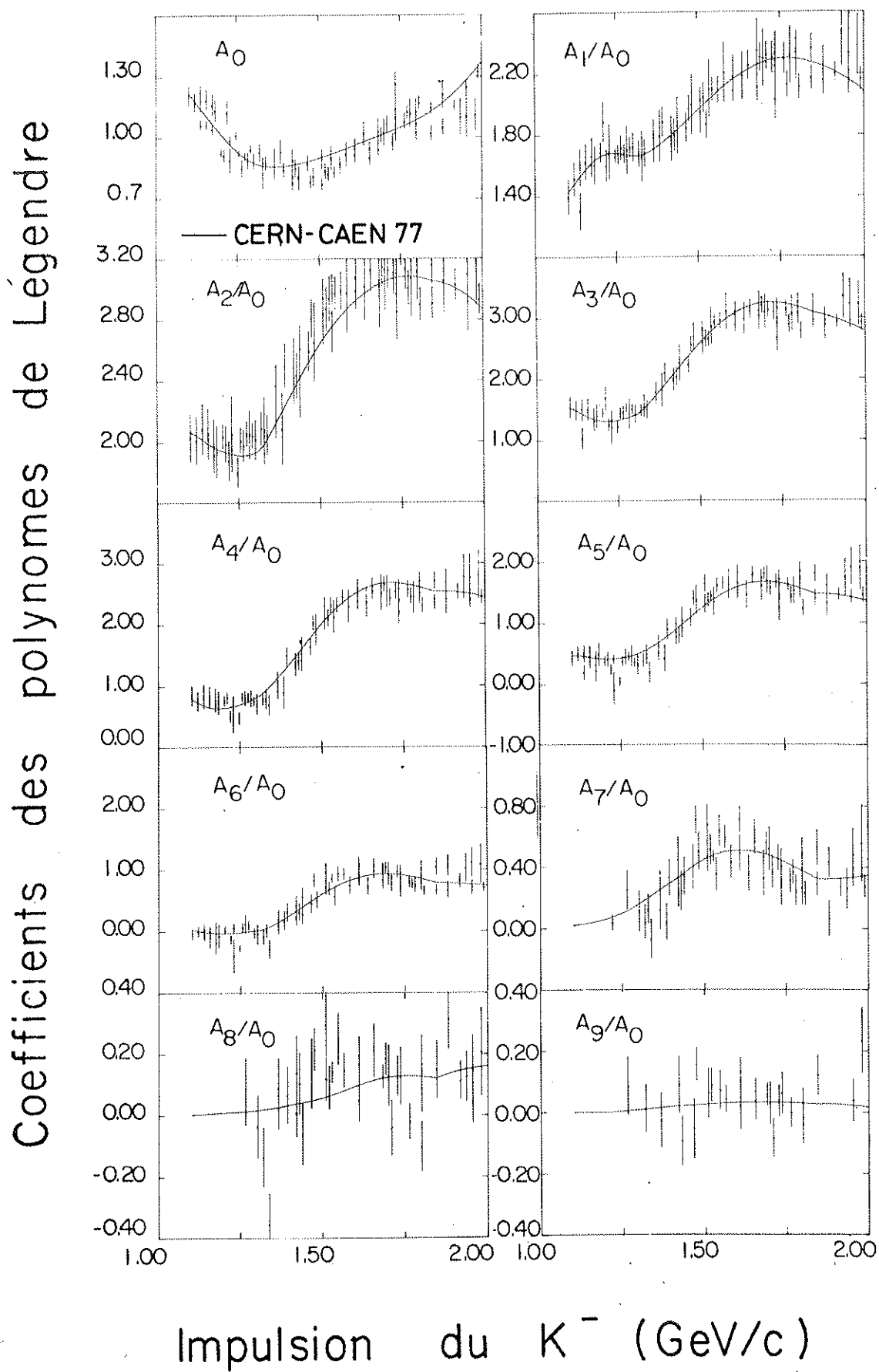
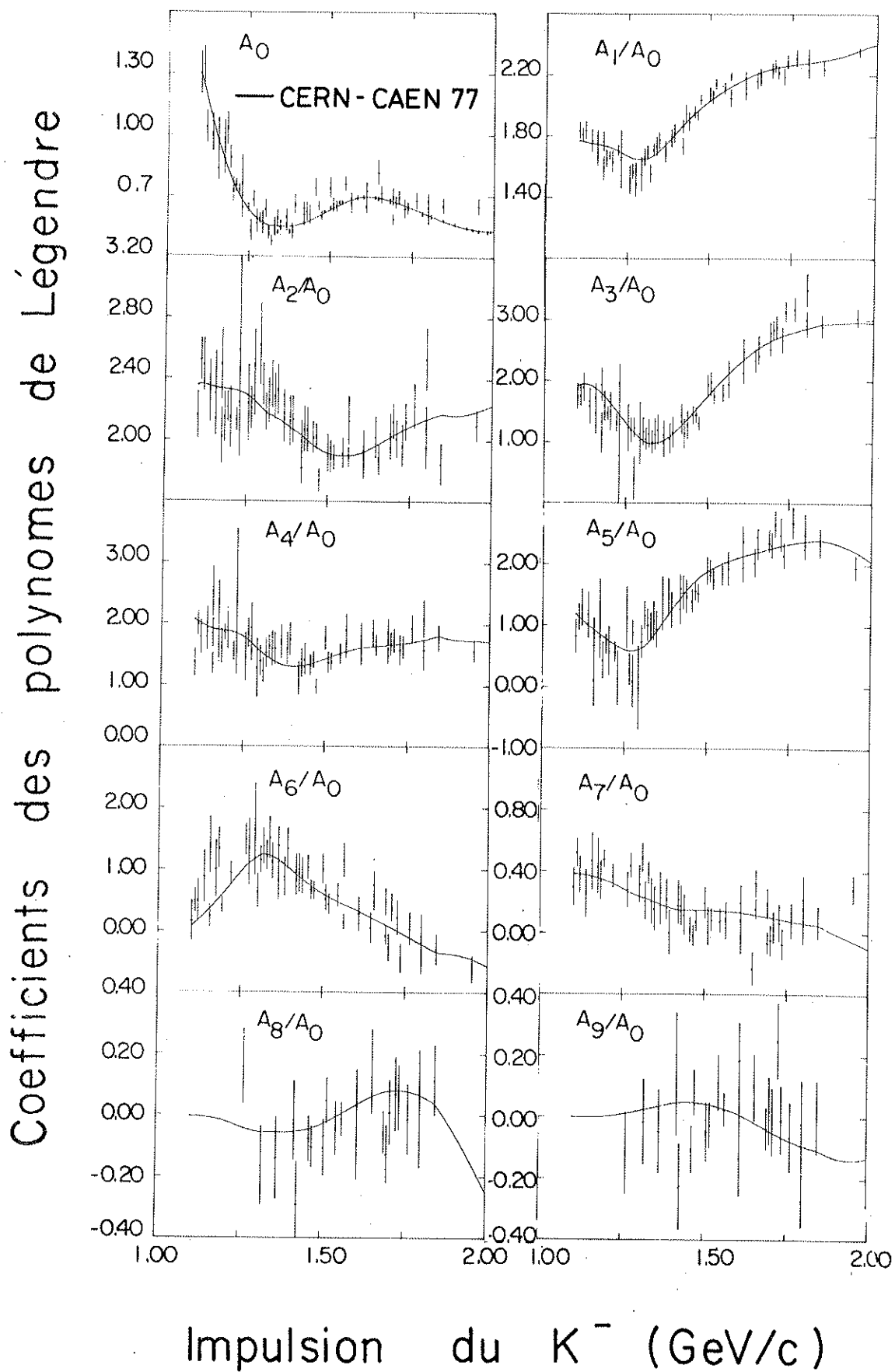
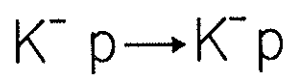


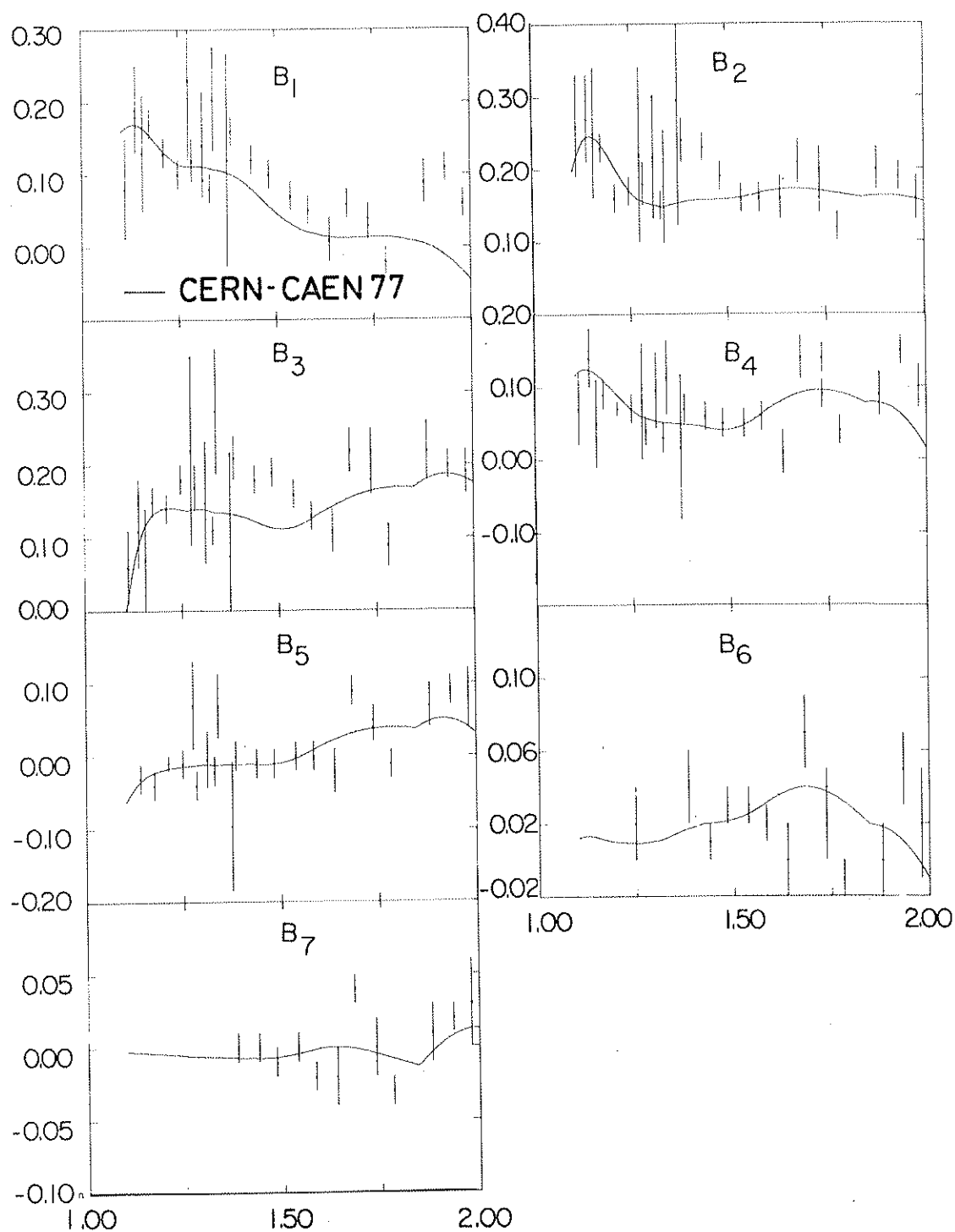
FIG. 46 b





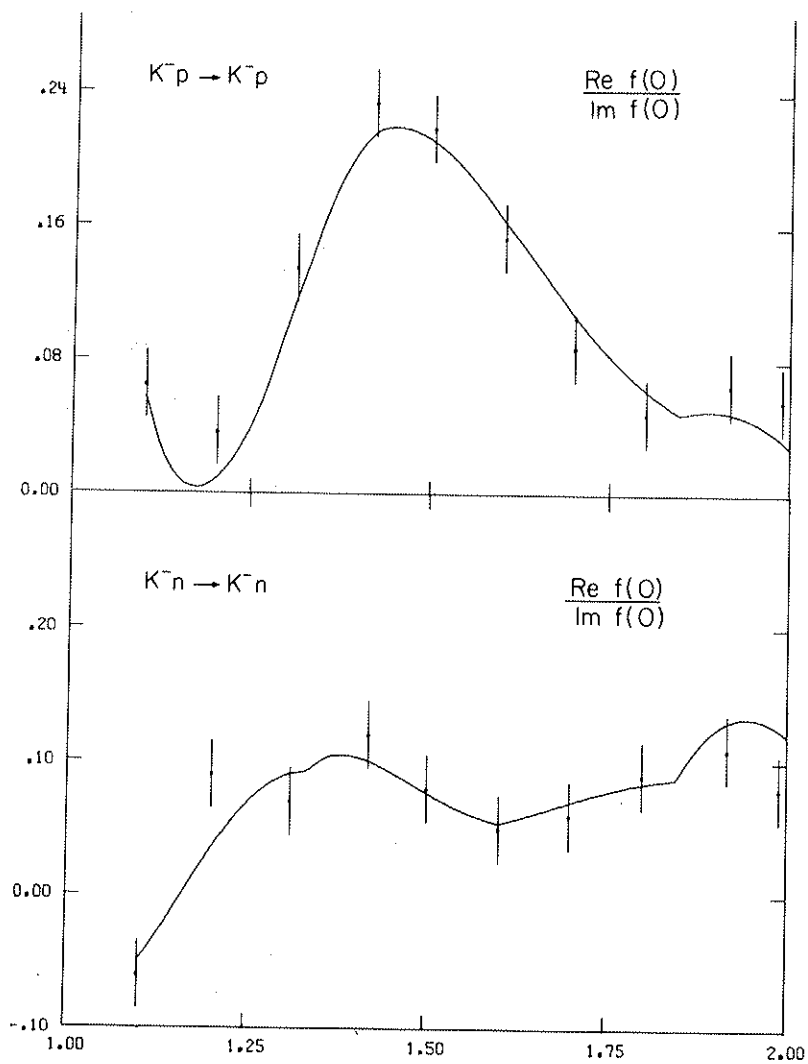
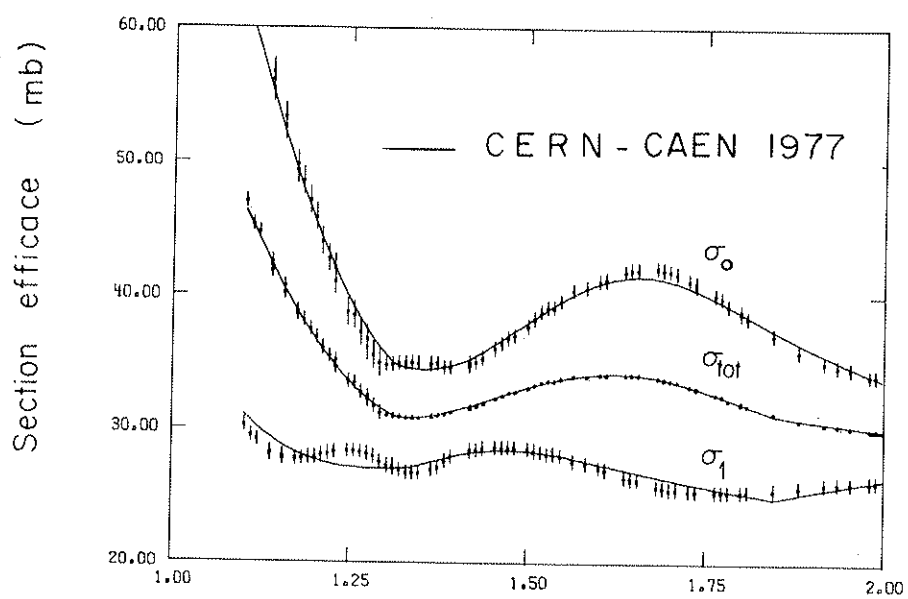


Coéfficients des polynômes associés de Légendre



Impulsion du K^- (GeV/c)

FIG. 48



Impulsion du K^- incident (GeV/c)

FIG. 49

