

Open session I. Mannelli

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

DIRECTION DE LA PHYSIQUE

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DES PARTICULES ELEMENTAIRES

CEN - SACLAY

B. P. N° 2 - 91190 GIF-SUR-YVETTE

TÉL. : 951-80-00

PH I/COM-73/44

23 August 1973

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051807

RÉF. : N° DPH/PE

To : Members of E.E.C.
From : J. Bystricky, G. Cozzika, Y. Ducros, A. Gaidot, F. Lehar,
A. de Lesquen, J. Movchet, JC. Raoul, L. van Rossum.
Subject : Proposal to measure the polarization in K^+ - neutron charge exchange
and in πN cex at the CERN PS.

ABSTRACT

We propose to measure P_0 in K^+ n cex at 6 GeV/c and at about 12 GeV/c using a polarized deuterium target in a CERN dilution cryostat. We will measure simultaneously P_0 in pion-nucleon cex taking advantage of the final state characterized by a recoil proton.

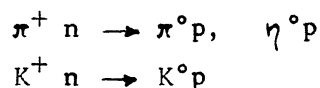
Expected effects from neutron binding have been estimated and will be checked by monitoring P_0 in π^+ p elastic scattering on free and bound polarized protons.

The experiment requires a p-type beam in the east area. The proposed schedule is 3 weeks for tuning followed by two data runs : 2,5 weeks at 6 GeV, and 5 weeks at about 12 GeV/c. An additional run of 5 weeks at 16 GeV/c would be of great interest for the energy-dependance of P_0 at $-t \approx 0.5$ in pion-nucleon cex. The experiment could start in 1975. For further information contact Y. Ducros, DPhPE, CEN/SACLAY - Ext. 33-46 , 30-19.

Encl : - Text of the proposal.

PROPOSITION D'EXPERIENCE AUPRES DU P.S. (CERN).

Mesure de la polarisation dans les réactions d'échange de charge



J.Bystricky, G.Cozzika, Y.Ducros, A.Gaidot, F.Lehar,
A.de Lesquen, J.Movchet, J.C.Raoul, L. Van Rossum.

Les réactions d'échange de charge sur nucléon correspondent à des échanges de nombres quantiques autres que ceux du vide. Les effets diffractifs sont ainsi éliminés et l'interprétation est plus facile dans le cadre actuel des théories phénoménologiques. (Essentiellement la théorie des pôles de Regge).

Une des difficultés dans l'étude des réactions d'échange de charge provient des sections efficaces de plus en plus petites lorsque l'énergie incidente augmente. Cette variation est de l'ordre de $\frac{1}{s^{1+2|t|}}$. Une autre difficulté est due à la détection des particules neutres, soit le $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, soit le neutron quand c'est nécessaire, ou les K^0 etc...

Cependant plusieurs problèmes sont intéressants à étudier.

1). Les coupures Regge-Regge ou Regge-Pomeron-Regge. Ces singularités correspondent à des amplitudes petites qui décroissent plus vite que l'amplitude principale lorsque l'énergie augmente (pour $0 < |t| < 1.5$ à 2 (GeV/c)²). Aussi des mesures précises à des énergies moyennes de 6 à 16 (GeV/c) sont importantes pour apporter des informations sur les coupures de ce type. En particulier l'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ autour de $|t| = 0.55$ (GeV/c)² montre un zéro de l'amplitude dominante, et la présence d'amplitudes Regge-Regge ou Regge-Pomeron-Regge peut être plus facilement mis en évidence.

2). La dégénérescence d'échange. Il existe une relation approximative et vérifiée sur le plan expérimental (de façon aussi approchée) entre les nombres quantiques échangés dans le canal t et u et les résonances ou l'absence de résonance dans le canal s.

En particulier des canaux "exotiques" c'est-à-dire sans résonances connues comme K^+p ou K^+n devraient avoir des amplitudes réelles sauf pour l'échange du Poméron dans le cas élastique. En particulier $K^+n \rightarrow K^0p$ est la seule réaction dans laquelle les amplitudes d'échanges du f et du A_2 interviennent et de plus doivent être réelles. Jointe à la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$ on obtient un bon test de réactions inversées de ligne.

La différence de section efficace est de l'ordre de

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} K^-p - \frac{\partial \sigma}{\partial t} K^+p \right) \simeq 16 \left(g_+^p g_+^{A_2} + g_-^p g_-^{A_2} \right) \sin \pi \frac{(\alpha_{A_2} - \alpha_p)}{2} \sin \pi \frac{\alpha_{A_2}}{2} \sin \pi \frac{\alpha_p}{2}$$

Par contre la différence des mesures de polarisation donne :

$$\left(\mathcal{P} \frac{\partial \sigma}{\partial t} K^-p - \mathcal{P} \frac{\partial \sigma}{\partial t} K^+p \right) \simeq 16 \left(g_+^p g_-^{A_2} - g_+^{A_2} g_-^p \right) \cos \pi \frac{(\alpha_p - \alpha_{A_2})}{2} \sin \pi \frac{\alpha_p}{2} \cos \pi \frac{\alpha_{A_2}}{2}$$

Ainsi les sections efficaces sont sensibles à la différence des pentes tandis que la polarisation est sensible à la différence des résidus

Les prédictions des différents modèles de Regge avec coupure donnent pour la polarisation $K^+n \rightarrow K^0p$ des valeurs petites, alors que la polarisation en $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$ a été mesurée et est faible vers l'avant puis négative et assez grande à plus grand $|t|$ ($t \simeq 0.5$).

La dégénérescence d'échange pourrait être vérifiée dans $K^+n \rightarrow K^0p$ et non dans $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$.

Les réactions	$\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ ou $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$
	$\pi^+n \rightarrow \eta^0p$ $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$
avec les 2 réactions	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$
	$K^+n \rightarrow K^0p$

sont des tests de la symétrie SU_3 pour le couplage des octets

Pseudoscalaire Vecteur et Tenseur.

Les résultats actuels dans les mesures de polarisation d'échange de charge sont les suivants :

- En $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ des mesures cohérentes vers l'avant jusqu'à $|t| = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ entre 5 et 11 (GeV/c), puis des mesures moins précises mais surtout incompatibles entre les différents groupes. Réf. 1, 2, pour $0.3 < |t| < 0.6$.

La distribution angulaire de la polarisation entre $|t| = 0.3$ et $t = 1 \text{ (GeV/c)}^2$ semble présenter un maximum important (environ 0.5) autour de $|t| = 0.55 \text{ (GeV/c)}^2$. Cependant ce pic ne se retrouve pas dans la deuxième expérience faite à Argonne. D'autre part nous n'avons actuellement aucun renseignement sur la variation de la polarisation en $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ en fonction de l'énergie pour $|t| > 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$.

- Pour $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$ les résultats sont moins précis qu'en $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ mais ne semblent pas présenter de structure importante dans la distribution angulaire.

- Pour $K^+n \rightarrow K^0p$ il n'y a aucune mesure.

Nous proposons de faire les mesures de polarisation d'échange de charge sur neutrons polarisés à 6 - 12 et 16 (GeV/c) pour $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ (et $\pi^+n \rightarrow \eta^0p$) et à 6 et 12 (GeV/c) pour la diffusion $K^+n \rightarrow K^0p$.

Mesure de l'échange de charge $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ (et η^0p) et $K^+n \rightarrow K^0p$.

L'échange de charge $K^+n \rightarrow K^0p$ sur cible polarisée exige nécessairement la cible de deutérium. La réaction $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ (η^0p) a été étudiée à plusieurs énergies et aussi avec divers appareillages mais toujours à partir de faisceau négatifs ($\pi^-p \rightarrow \pi^0n$). Pour $|t| > 0.3$ seul le π^0 était détecté. Cette méthode ne permet pas d'obtenir un taux de rejection suffisant pour éliminer dans une grande mesure les réactions inélastiques et quasiélastiques ; ce qui donne un fond à soustraire 3 à 4 fois plus important que dans le cas où on détecte les deux particules. Les deux problèmes importants pour une mesure de polarisation la soustraction du fond et la normalisation sont plus délicats lorsqu'on ne détecte pas le nucléon de recul.

Un autre inconvénient réside dans l'ignorance du vertex de la réaction ce qui introduit une incertitude sur la connaissance du moment transféré. Cette erreur est de l'ordre de 0.1 (GeV/c)^2 pour une cible de 5 cm de longueur.

La mesure de l'échange de charge sur deutérium présente par contre trois difficultés :

- le mouvement de Fermi du neutron cible dans le deuton,
- la polarisation du deutérium est de l'ordre de 40% seulement (au lieu de 70% pour les protons), ceci est dû à la faible valeur du moment magnétique du deuton,
- la difficulté pour les faibles transferts de distinguer le nucléon cible du nucléon spectateur. En particulier les 2 protons dans l'état final sont dans la configuration $1s_0$ alors que le deuton est un état 3S_1 ce qui, obligatoirement, modifie l'état de spin du nucléon cible (spin flip). Ces difficultés disparaissent pour $|t| > 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ car le nucléon est identifié.
- Une autre difficulté provient de la double diffusion dans le deuton. Cet effet est faible et un calcul est fait en annexe.

Nous allons examiner le premier point, ce qui nous donnera une estimation du fond compris dans les événements enregistrés.

1) - Influence du mouvement de Fermi dans le Deuton.

Le paramètre intéressant est la largeur de la distribution angulaire du proton de recul pour une direction fixe du π^0 . Nous avons calculé l'effet de la dispersion en impulsion du faisceau et du mouvement de Fermi du neutron dans le noyau de deutérium. Ce dernier effet est le plus important. La figure (I) montre la variation de la largeur de la distribution angulaire du proton en fonction du transfert d'impulsion $|t|$ en utilisant l'approximation d'impulsion et la fonction d'onde de Hulthen. Cette distribution est la même à 6 et à 16 GeV/c. En comparaison nous avons tracé la courbe correspondant à la diffusion multiple courbe (2), et aussi la distribution expérimentale obtenue dans l'expérience de mesure de la polarisation à 40 GeV/c en π^-p élastique. La différence entre (2) et (3) est due à la dimension finie des compteurs qui détectent le pion et le proton.

A partir de la courbe (1) il est possible de déterminer la contribution du fond. Nous déterminons ce chiffre à partir d'une distribution de l'impulsion dans le noyau de carbone.

Nous avons pris un facteur d'ombre de 0.55 pour le carbone et l'oxygène ce qui correspond à des mesures faites sur ces noyaux. Pour le deuton nous avons pris 0.93 qui est un chiffre intermédiaire entre les mesures faites à 1 GeV/c (0.916) et 40 GeV/c (0.950).

Le pourcentage de fond (F/Total) pris dans l'appareillage dépend du spectre des protons dans les noyaux (Figure II).

Les calculs du rapport F/Total sont faits dans le cas $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$. la différence de masse π^+ , K^+ n'entraînera pas de modification importante dans ces rapports pour des impulsions du faisceau supérieures à 6 GeV/c.

Nous avons considéré deux types de distributions différentes pour l'impulsion du nucléon. La courbe (A) correspond à une forme $\frac{dN}{dp} = \frac{p}{m} e^{-\frac{p^2}{2\sigma^2}}$ avec $\sigma = 20$ MeV. La courbe (B) correspond à une distribution plus étalée de la forme $\frac{p^2}{(p^2+\alpha^2)^2 (p^2+\beta^2)^2}$ avec $\alpha = 16$ MeV $\beta = 500$ MeV. Les résultats obtenus correspondent à une acceptation angulaire en Θ et en ϕ égale à celles portées dans le tableau ci-dessous.

$ t $	$\Delta \phi$	$\Delta \Theta$
0.06	40°	38.7
0.20	28°	26.1
0.46	20°	21.6
0.78	16°	17.1
1.2	12°	15.3

ce qui correspond à prendre la quasi totalité des événements sur les deutons de la cible (95%).

Si on accepte de perdre des événements "deutons" (environ 20%) alors on diminue le rapport F/Total. C'est la courbe (B') qui correspond à cette sélection (cone de $\frac{1}{2}$ angle au sommet égal à la largeur totale à mi-hauteur de la distribution sur deuton). Ainsi on peut envisager faire la sélection avec deux coupures :

- 1 coupure correspondant à la sélection des événements sur deutérium, c'est une coupure étroite,
- 1 coupure correspondant à la sélection des événements de fond.

Avec une coupure large de façon à ne pas exclure d'événements sur deutons polarisés, on aurait un rapport $F/\text{Total} \simeq .45$. A comparer avec un rapport $F/\text{Total} \simeq .75$ avec cible de protons polarisés sans détection du neutron. Dans ce calcul nous n'avons pas inclus les effets de la diffusion multiple et de la résolution de l'appareillage. Cependant ces deux effets sont faibles devant l'élargissement dû à l'énergie de liaison du neutron dans le deuton.

Ces courbes ne tiennent pas compte non plus de la variation de la section efficace d'échange de charge en fonction du transfert d'impulsion. En effet l'imprecision sur la valeur de $|t|$ ($\frac{\Delta p}{p}$ du faisceau, mouvement de Fermi des noyaux) mélange des événements produits à des angles différents. Si on se fixe l'angle de diffusion du π^0 et une sélection en ϕ sur les protons l'incertitude sur la connaissance de $|t|$ est une distribution dont la largeur totale à mi-hauteur est portée sur la figure (II). Cet effet est faible, et n'aura d'influence qu'au minimum de la section efficace ou le rapport F/Total peut être multiplié par 1.1 à 1.2.

La courbe en pointillé sur la figure II montre ce même rapport pour une cible de butanol, sans sélection en ϕ . Ce qui, étant donné les résolutions de la figure I est compatible avec nos résultats sauf à grand transfert $|t| > 1. (\text{GeV}/c)^2$ où la courbe expérimentale est plus haute (contamination d'inélastique, et résolution de l'appareillage).

2) - Mesure du transfert et précision en fonction de $|t|$.

Comme le proton de recul est détecté, nous connaissons le vertex de la réaction. Dans l'hypothèse où nous détectons les 2γ du π^0 et où nous connaissons le photon le plus énergétique, la direction du π^0 est bien connue. Nous avons porté sur la Figure III les résolutions en t pour différentes résolutions en impulsion du faisceau.

Si on se contente d'une résolution de $0.05 (\text{GeV}/c)^2$ pour $|t| = 0.55 (\text{GeV}/c)^2$ c'est-à-dire au minimum de la section efficace différentielle

il n'est pas utile de connaître le faisceau à mieux que

$$\frac{\Delta p}{p} = \pm 2\% \quad \left(\sigma = 0.02 p_0, \text{ distribution } e^{-\frac{(p-p_0)^2}{2\sigma^2}} \right)$$

Le résultat est le même à 6 et à 16 GeV/c

3) - Mesure de la direction de la particule incidente.

Il est nécessaire de mesurer la direction de la particule incidente avec une erreur totale inférieure à $0^{\circ}1$ de façon à ne pas introduire d'incertitude importante sur la valeur du transfert d'impulsion mesuré par l'angle entre la particule incidente et la particule diffusée (π° , K° , etc...).

Pour cela deux hodoscopes doubles (en X, Y) placés l'un devant la cible et l'autre à une distance variant de 2 à 6 mètres suivant l'énergie incidente donnent la direction par deux points dans l'espace. Ces hodoscopes ont des éléments de 2mm chacun.

L'utilisation des chambres proportionnelles est liée au taux instantané sur chaque fil (200ns de temps mort et coïncidence de 30 à 40ns de large).

Dans les deux cas le nombre d'éléments nécessaires pour faire cette mesure dépendra de la qualité du faisceau et de la distance exacte du premier hodoscope par rapport à la cible. La solution avec chambres proportionnelles aboutit à environ 300 fils.

4) - Détection du proton de recul.

Le proton provenant de l'échange de charge $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ est émis avec un spectre dû au mouvement de Fermi dans le deuton. Le champ magnétique de la cible polarisée est suffisant pour analyser l'impulsion du proton. Aussi, il est nécessaire de déterminer séparément l'impulsion et l'angle polaire du proton émis. Pour cela nous utilisons 3 hodoscopes :

- un à 3cm de la cible de 60 éléments de 3mm,
- un deuxième à 20cm de la cible de 60 éléments de 3mm,
- un dernier à 50cm de 60 éléments de 5mm.

L'impulsion du proton est connue avec une mauvaise précision mais l'angle est connu avec une précision de $\pm 1^{\circ}5$

Un quatrième hodoscope de 40 éléments de 1cm définit l'angle azimuthal du proton.

La structure de ces hodoscopes peut être constituée soit de scintillateurs avec codage (peignes) ce qui nécessiterait 150 compteurs pour équiper les deux côtés de l'aimant cible (voir figure : $\sqrt{\quad}$), soit de chambres proportionnelles avec des fils au pas de 2mm; ce qui nécessiterait environ 1100 fils pour équiper les deux côtés de la cible. Le choix entre ces deux

solutions dépend du taux de comptage dans chaque hodoscope et des possibilités de l'électronique associée aux chambres proportionnelles. (Il y a aussi le problème des signaux parasites des chambres proportionnelles).

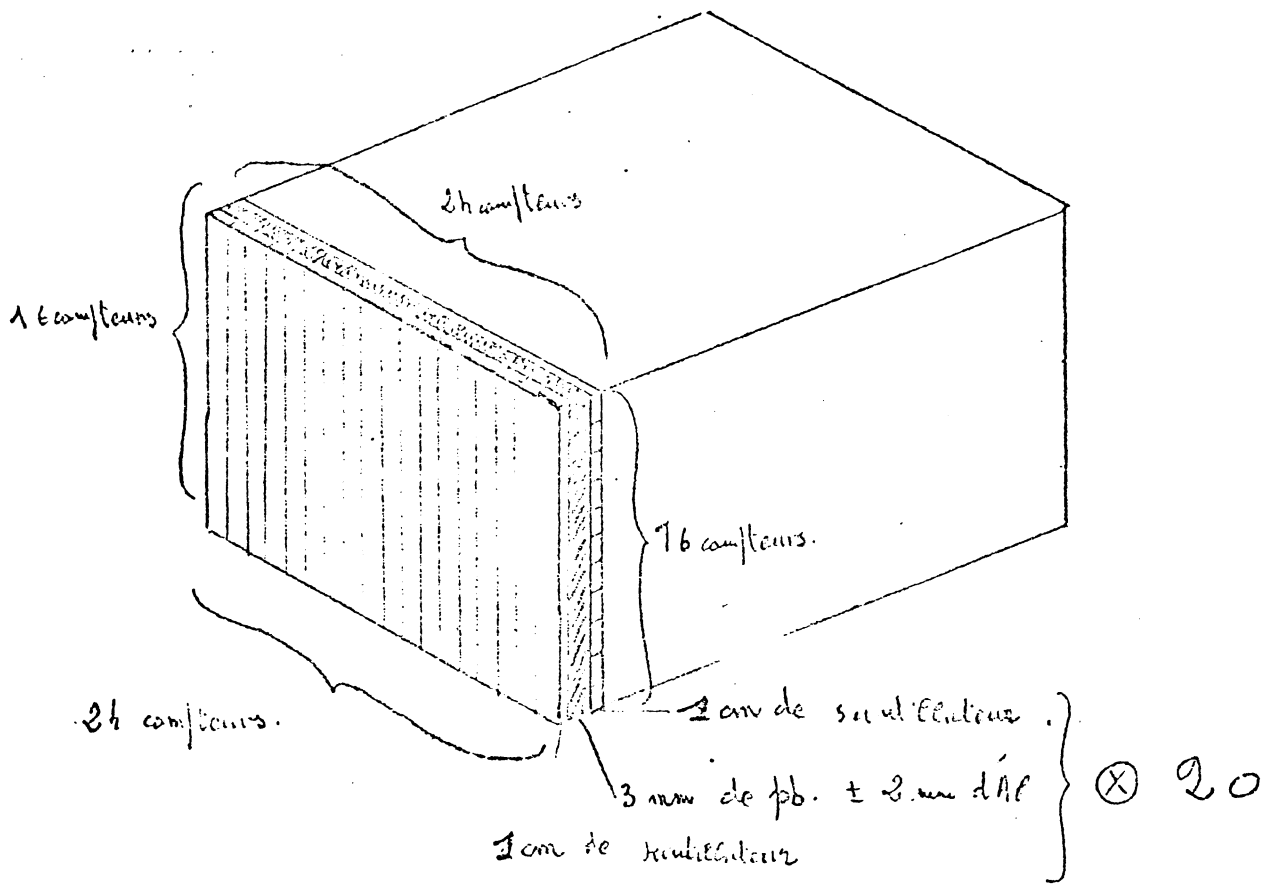
5) - Détection du $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Les 2 γ du π^0 sont détectés dans un ensemble de chambres à fils et d'un calorimètre permettant de mesurer des gerbes de 10 GeV/c. Une longueur de radiation de plomb est intercalée entre chaque ensemble de chambres proportionnelles. Ainsi 5 longueurs de radiations suffisent pour obtenir 92% de conversion dans les 5 plaques de plomb. Les pieds des gerbes provenant de la conversion des 2 γ du π^0 sont ainsi localisés avec une précision de l'ordre du millimètre. Ensuite un calorimètre composé, soit de nid d'abeilles de compteurs en verre au plomb, soit d'un ensemble de compteurs à scintillations avec des plaques de plomb intercalées, mesure approximativement l'énergie des gerbes, de façon à lever l'ambiguïté dans la détermination de la direction du π^0 à partir de la direction des 2 γ .

Les surfaces de détection sont de $1 \times 0,8 \text{ m}^2$ de façon à mesurer la polarisation jusqu'à $1,8 \text{ (GeV/c)}^2$. Les premières chambres à fils sont à 2 mètres de la cible à 6 (GeV/c) d'impulsion incidente et à 5,3 m à 16 (GeV/c).

Les gerbes sont séparées par une distance de l'ordre de 10 cm dans les deux cas. Si on choisit la solution "compteurs avec verre au plomb" les cellules élémentaires sont de l'ordre de 5cm x 5cm. Les scintillateurs, dans la deuxième solution, ont une largeur de 5cm.

Comme nous avons besoin d'une détermination approximative de l'énergie de chaque gerbe, soit : $\frac{\Delta E}{E} \ll 0,5$; nous pouvons simplifier la mesure de l'énergie des γ dans le calorimètre. Nous pouvons utiliser des lattes croisées de scintillateurs avec des lames de plomb en sandwich.



Les lames de plomb ont une épaisseur de 3mm soit une demi longueur de radiation. Dix longueurs de radiation au total sont nécessaires pour obtenir un développement de la gerbe et l'arrêter dans le plomb. La profondeur totale serait de l'ordre de 60cm.

Cet ensemble pourrait être conçu en 2 parties, une de chaque côté du faisceau de façon à ne pas faire d'interaction dans le plomb et le scintillateur.

6) - Détection du K^0 .

Il est nécessaire de mesurer les impulsions et les angles des produits de désintégration du K^0 , de façon à :

- Mesurer la direction du K^0 pour obtenir le transfert d'impulsion,
- Mesurer son impulsion pour faire une coupure sur l'énergie du K^0 autour de la valeur correspondant à la réaction $K^+n \rightarrow K^0p$,
- Identifier un K^0 en reconstituant la masse du K^0 et éliminer de cette façon les autres modes de désintégration ($\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi\mu\nu$, $\pi e\nu$).

Nous utiliserons un aimant d'analyse M situé à l'avant entre la cible polarisée et le détecteur de γ . Les chambres proportionnelles situées de chaque côté de cet aimant, en amont et en aval, permettent de faire des mesures de la direction et de l'impulsion des produits de désintégration du K^0 (ou du K^{*0}). (Voir Figure I)

L'intégrale de champ doit être aux environs de $5 \cdot 10^5$ G x cm pour obtenir une précision suffisante sur l'impulsion. Avec 4 chambres à fils pour déterminer la direction initiale et finale avant et après l'aimant et des bras de levier de 1 mètre nous obtenons une précision relative de l'ordre de $\pm 8\%$ à 3 (GeV/c) ce qui donne une erreur de ± 20 MeV sur la masse du K (dans le mode $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et un K^0 de 6 (GeV/c).

Nous prévoyons l'utilisation d'un ensemble de 12 chambres proportionnelles pour faire cette détermination, soit environ 4.000 fils.

A 6 GeV/c le K_{OS} a une longueur moyenne de parcours de 32cm et le K_{OL} de 18,5 mètres. Aussi nous détecterons uniquement le $K_{OS} \rightarrow \pi^+\pi^-$ (68,7 % du K_S^0) ce qui donne un rapport (K^0 détectés / K^0 produits) de 35% seulement.

7

Cible polarisée :

Nous souhaitons que le CERN fournisse pour notre expérience une cible contenant des deutons polarisés, avec un aimant de dimensions suffisantes pour une longueur de 10 cm. Une polarisation de 43 % a été récemment obtenue dans le propanediol deutéré qui serait une substance convenable pour notre propos.

8

Normalisation des mesures :

Les différentes mesures avec la cible polarisée doivent être normalisées les unes par rapport aux autres. Plusieurs méthodes sont employées :

- Comptage des π^+ incidents.
- Moniteur détectant les diffusions sur la cible polarisée et dans le plan contenant cette polarisation. Cette mesure a l'avantage sur la précédente de tenir compte des variations de la position du faisceau sur la cible et en particulier d'être proportionnelle au nombre total d'événements créés à partir

de la cible ; ce qui n'est pas forcément le cas pour la normalisation par comptage des π^+ du faisceau. D'autre part cette méthode n'est pas sensible aux effets de taux de comptage (faisceau trop intense).

- La troisième méthode la plus sûre consiste à utiliser les événements provenant de diffusions dans les noyaux non polarisés de la cible (Carbone et Oxygène). La distribution angulaire du proton permet de faire la séparation entre les deux types d'événements et de les utiliser séparément.

D'autre part un autre avantage du dispositif, est l'utilisation des deux côtés de l'aimant. En effet nous aurons la possibilité de faire deux mesures simultanées et indépendantes du paramètre que nous cherchons. Ce qui nous donnera une vérification de la cohérence du résultat.

- Normalisation sur les élastiques $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$

$$P P \rightarrow P P$$

C'est aussi une autre possibilité pour normaliser les mesures faites avec des valeurs de polarisation cible différentes. La détection des diffusions élastiques $p p$ et $\pi^+ p$ nous donne une asymétrie globale proportionnelle à $\alpha P_c \mathcal{P}_{\pi N}$ où αP_c est la polarisation effective de l'échantillon et $\mathcal{P}_{\pi N}$ est connu. Cette mesure doit se faire en même temps que l'échange de charge.

9) - Soustraction du fond :

La soustraction du fond se fera par cible de carbone simulant tous les noyaux de la cible de propane diol à l'exception du deutérium.

La normalisation des enregistrements sur cible de carbone se fera en utilisant les événements en dehors du pic correspondant à la diffusion sur le neutron du deuton. Cette mesure nous donnera le pourcentage effectif de fond pour chaque transfert d'impulsion (courbes de la figure II).

Cette mesure est possible avec ce type de cible (cible de deutons) car il est facile de détecter le nucléon de recul.

10) - Nombre d'événements et précision de mesure.

a) $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$

Nous calculons tout d'abord le nombre d'événement nécessaire pour obtenir une précision de ± 0.1 sur la mesure de la polarisation dans l'intervalle $0.50 - 0.60$ (GeV/c)² à 16 GeV/c. Cet intervalle correspond au minimum de la section efficace différentielle $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ donc toutes les autres mesure auront une précision supérieure à ± 0.1 . Pour $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ à 6 GeV/c, nous proposons une précision de ± 0.02 dans un intervalle plus petit $0.55 < |t| < 0.60$.

Le tableau II donne le nombre d'événements sur neutrons polarisés pour $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ à 6 et à 16 GeV/c dans l'intervalle $0.1 < |t| < 1$. (GeV/c)².

La précision sur la polarisation finale est $dP \simeq \pm \frac{1}{\bar{P}_c \sqrt{N}}$ où $\bar{P}_c \simeq 0.4$.

Le nombre total d'événements qu'il est nécessaire d'enregistrer doit être multiplié par un facteur 3 à 4 car le déclenchement se fait sans critère de sélection en ϕ et en θ . Il est envisagé d'éliminer les événements correspondants à des transferts compris entre 0.1 et 0.3 (GeV/c)² pour diminuer le nombre total d'événements enregistrés (lignes 3 et 6). Ceci peut se faire soit sur le proton de recul soit sur le détecteur de gerbes.

Le nombre d'événements est calculé en tenant compte de l'angle d'ouverture de l'aimant qui est de $\pm 18^\circ$ maximum pour les protons de recul.

Par contre la polarisation moyenne de la cible est très voisine de 0.4.

Une remarque ici pour comparer le nombre d'événements qu'il est nécessaire d'enregistrer avec ce type de cible et une cible de protons polarisés (sans détection du neutron). Le déclenchement de la chambre à étincelles pour détecter les π^0 requiert un proton diffusé dans le plan perpendiculaire à la polarisation de la cible. Aussi le nombre d'événements est :

$$N_D = \frac{1}{(P_{CD}^2) (\Delta p)^2} \quad \text{où } P_{CD} \simeq 0.4$$

Dans le cas d'une cible de protons on a la même expression :

$$N_P = \frac{1}{\bar{P}_{cp} (\Delta p)^2}$$

mais $\bar{P}_{cp} = P_c \times \frac{2}{\pi}$. Or $P_c \simeq 0.7$ ce qui donne $\bar{P}_{cp} = 0.45$

Ainsi on obtient le même nombre d'événements enregistrés dans un cas comme dans l'autre pour une même précision, malgré la polarisation plus faible des neutrons dans une cible de deutérium.

b) $K^+ n \rightarrow K^0 p$

Le tableau II donne également le nombre de K^0 obtenus à 6 GeV/c et à 12 GeV/c. Le temps de prise de données est calculé pour obtenir $2 \cdot 10^3$ événements $K^+ n \rightarrow K^0 p$ à 6 GeV/c et 10^3 événements à 12 GeV/c dans l'intervalle $0.45 < |t| < 0.55 \text{ (GeV/c)}^2$. Ce qui correspond à une erreur de $\Delta P_0 = \pm 6\%$ à 6 GeV/c et $\Delta P_0 = \pm 8\%$ à 12 GeV/c. Contrairement à la réaction $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ nous n'éliminerons pas les événements dans l'intervalle de transfert d'impulsion $0.1 < |t| < 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$. Toutes les estimations de ce tableau sont faites dans les conditions indiquées dans l'Annexe III.

On peut aussi envisager d'étudier le K_{890}^* , ainsi que le ρ , dans son mode chargé.

Il y aurait deux types de déclenchement possible :

- Proton de recul et 1 particule neutre vers l'avant.
- Proton de recul et 2 particules chargées vers l'avant.

Pour l'instant on ne regarde que les réactions de la première catégorie (neutre vers l'avant).

11) - Elimination des réactions inélastiques :

Les réactions avec plus de 1 particule chargée seront éliminées avec des compteurs d'anticoïncidence autour de la cible et par une réjection des multiples dans les hodoscopes de détection du proton de recul (voir plus loin schéma de l'appareillage). Les réactions sur proton donnant deux charges seront éliminées de cette façon. D'autre part les réactions $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 \pi^0 \dots p$ devront être éliminées au moyen de compteurs d'anticoïncidence avec convertisseur (Pb ou Tungstène) pour détecter les γ . Une réaction peut être gênante c'est la production de N ou plus généralement $\left. \begin{array}{l} \pi^+ n \rightarrow (\pi^+ n) \\ K^+ \end{array} \right| \begin{array}{l} \pi^0 \\ K^0 \end{array}$ le neutron n'étant pas détecté. L'analyse de l'impulsion du proton et du K^0 ainsi que les critères de coplanarité permettent d'éliminer l'influence de cette réaction.

D'autre part, la corrélation angulaire entre le π^0 et le π^+ ne correspond pas au cas qui nous intéresse. Le spectre du π^+ est aussi différent de celui du proton d'échange de charge. Nous examinerons plus en détail ces contaminations pour en estimer leur niveau.

FAISCEAU.

Il est nécessaire d'utiliser un faisceau haute énergie de type p dans le Hall Est. Les caractéristiques de ce faisceau pourraient être :

- $\Delta p/p = 1 \text{ à } 2 \%$
- Intensité : Quelques $10^6 \pi^+$ à 6 GeV/c et
un rapport p sur π^+ n'exédant pas $\frac{p}{\pi^+} \approx 10 \text{ à } 14 \text{ GeV/c}$
- Un faisceau assez court de façon à ne pas perdre par désintégration trop de K^+ à 6 GeV/c.

PLANNING.

Cette expérience commencerait en 1975 en tenant compte du planning de l'expérience qui a lieu actuellement à Serpukhov. La préparation se ferait à partir de la fin de l'année 1973 (2 ou 3 personnes à partir d'Octobre 1973).

L'expérience nécessiterait 3 semaines de faisceau pour la mise au point de l'appareillage, suivies de 2,5 semaines de prises de données à la plus haute énergie accessible en K^+ (autour de 12 GeV/c). / En ce qui concerne l'échange de charge pion nucléon, nous proposons une mesure de 5 semaines à 16 GeV/c pour étudier la variation de la polarisation en fonction de l'énergie [é

Le temps prévu tient compte des chiffres donnés dans le tableau II et d'un fonctionnement normal de l'accélérateur et de l'appareillage (Temps de prise de données \approx 0.6 temps attribué).

ANNEXE I

Correction de double diffusion dans les réactions d'échange de charge sur deuton.

Dans le formalisme utilisé par GLAUBER, l'amplitude de double diffusion d'une particule sur deuton a la forme suivante :

$$(1) \quad f_{bd}^{12}(q) = \frac{-ik}{2\pi} \int e^{\frac{i}{2}\vec{q} \cdot (\vec{b} - \frac{\vec{y}}{2})} \Gamma_1(\vec{b} - \frac{\vec{y}}{2}) e^{\frac{i}{2}\vec{q} \cdot (\vec{b} + \frac{\vec{y}}{2})} \Gamma_2(\vec{b} + \frac{\vec{y}}{2}) |\Psi_d(\vec{y}, z)|^2 d^2b d^2y dz$$

Or les fonctions de profils Γ_1 et Γ_2 sont reliées à f_1 et f_2 les amplitudes de diffusion de la façon suivante :

$$(2) \quad \Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{-i\vec{q} \cdot \vec{b}} f(k, \theta) d^2q$$

ou $q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \approx k\theta$ et θ l'angle de diffusion

Ce qui donne en inversant (2)

$$f(k, \theta) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} \Gamma(\vec{b}) d^2b$$

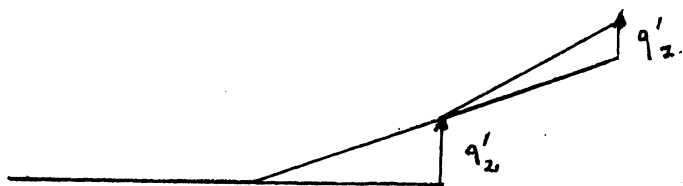
Donc (1) s'exprime en fonction des amplitudes $f_1(\)$, $f_2(\)$ de la façon qui suit :

$$(3) \quad f_{bd}^{12}(q) = \frac{ik}{2\pi} \cdot \frac{1}{4\pi^2 k^2} \int e^{-i\vec{q}'_1 \cdot (\vec{b} - \frac{\vec{y}}{2})} f_1(k, \theta'_1) d^2q'_1 e^{-i\vec{q}'_2 \cdot (\vec{b} + \frac{\vec{y}}{2})} f_2(k, \theta'_2) d^2q'_2 \times |\Psi_d|^2 e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} d^2b d^2y dz$$

L'intégration de (3) par rapport à \vec{b} donne la fonction delta

$(2\pi)^2 \delta(\vec{q} - \vec{q}'_1 - \vec{q}'_2)$
 \vec{q}'_1 est l'impulsion transverse sur le premier nucléon \vec{q}'_2 l'impulsion transverse sur le deuxième nucléon.

Nous calculons la contribution du diagramme suivant :



q'_2 correspond à l'impulsion transverse d'une diffusion élastique

q'_1 correspond à l'impulsion transverse d'une réaction d'échange de charge

Nous calculons la correction correspondant au cas où q'_1 est petit et q'_2 grand. (Si q'_1 est petit le proton correspondant n'est pas détecté.)

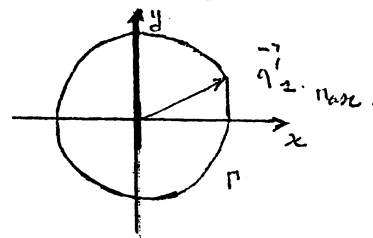
On prendra $q'_{1 \text{ max}} = 0.1 \Rightarrow 0.316 \text{ GeV}/c$

$$(4) \quad f_d^{12}(q) = \frac{c k_0 (2\pi)^2}{8\pi^3 k^2} \int f_2(\vec{q}'_2) f_2(\vec{q} - \vec{q}'_2) |\Psi_d|^2 e^{-i\vec{q}'_2 \cdot \vec{y}} e^{i\vec{q}'_2 \cdot \vec{y}} d^2\vec{q}'_2 d^2\vec{y} d^3z$$

Comme $|q'_1|$ est petit on approxime $f_1(q'_1)$ à $f_1(0)$ et $f_2(q - q'_1)$ à $f_2(q)$

Calcul de l'intégrale en q'_1 en supposant $q'_2 y$ petit

$$\int d^2\vec{q}'_2 e^{i\vec{q}'_2 \cdot \vec{y}} = \pi |q'_{2 \text{ max}}|^2 - \frac{\pi}{8} y^2 |q'_{2 \text{ max}}|^4$$



(4) s'écrit alors de la façon suivante :

$$(5) \quad \frac{c}{8\pi k} \int f_2(0) f_2(\vec{q}) |\Psi_d|^2 e^{-i\vec{q} \cdot \vec{y}} \left[\pi |q'_{2 \text{ max}}|^2 - \frac{\pi}{8} y^2 |q'_{2 \text{ max}}|^4 \right] d^2\vec{y} d^3z$$

L'intégration de (5) peut se faire analytiquement si on se limite au terme en $|q'_{1M}|^2$ et en prenant pour $\psi_d = \frac{A}{r} (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})$ (Avec $\beta = 6\alpha$ et $\alpha = 45 \text{ MeV}/c$).

C'est-à-dire en prenant la fonction d'onde de Hulthen où A est un coefficient de normalisation.

(5) se réduit à la forme suivante :

$$f_d^{1,2}(\vec{q}) = \frac{i(q'_{1M})^2}{2k} f_1(0) f_2(\vec{q}) \frac{16\pi}{\sqrt{t}} \left[\text{Arc sin} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{16\alpha^2}{t}}} + \text{Arc sin} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{16\beta^2}{t}}} - 2 \text{Ar sin} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4(\alpha + \beta)^2}{t}}} \right] A^2$$

A^2 est déterminé à partir du rayon du deuton. Ce paramètre peut être mesuré dans une expérience de type "Glauber".

$$\sigma_d = \sigma_n + \sigma_p - \delta\sigma$$

et $\delta\sigma$ a pour expression dans la théorie de Glauber

$$\delta\sigma = \frac{1}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle \sigma_n \sigma_p$$

$$\text{Or } \langle r^{-2} \rangle = \int \frac{|\psi_d|^2}{r^2} d^3r = 0.042 \text{ mb}^{-1}$$

$$\text{Donc } 8\pi A^2 \left[\alpha \text{Log} \left(\frac{2\alpha}{\alpha + \beta} \right) + \beta \text{Log} \left(\frac{2\beta}{\alpha + \beta} \right) \right] = 0.042 \text{ mb}^{-1}$$

On trouve :

$$A^2 = 1,13 \cdot 10^{-2} \left(\text{mb}^{-\frac{1}{2}} \right)$$

Application

On calcule le rapport de l'amplitude de diffusion sur les 2 nucléons soit $f^{1,2}(q)$ avec l'amplitude d'échange de charge pour $t = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$.

soit :

$$q^2 = t = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$q = 0.7 \text{ (GeV/c)}$$

$$k \text{ (impulsion du pion dans le CM } \pi, d) = 2.21 \text{ GeV/c}$$

$$p \text{ (impulsion du pion dans le CM } \pi, N) = 1,6 \text{ GeV/c}$$

$$\frac{\sqrt{\pi}}{P} f_{\pi^0 n}^1(0) = 0.63 \text{ mb}^{\frac{1}{2}} \text{ GeV}^{-1}$$

$$\frac{\sqrt{\pi}}{P} f_{\pi^0 n}^1(q) = 9.2 \cdot 10^{-2} \text{ mb}^{\frac{1}{2}} \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

$$f_2(0,5) = 1 \text{ (mb}^{\frac{1}{2}}) \text{ } (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)$$

$$\left| q'_{1M} \right|^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$\text{D'où } f_d^{1,2}(q) = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ mb}^{\frac{1}{2}}$$

Cette amplitude correspond à une section efficace dans le CM (π, d)

$$\text{Donc : } f_{(\pi, N)}^{1,2}(q) \simeq f_d^{1,2}(q) \times \frac{P}{k} = 2,5 \times 10^{-3} \text{ mb}^{\frac{1}{2}}$$

$f_{\pi, N}^{1,2} / f_1(q) \simeq 3 \times 10^{-2}$

ANNEXE II

Précision de mesure des gerbes provenant des 2γ du π^0

Avec $\gamma \approx \frac{p}{k}$
 $\beta \approx 1$

$$\begin{aligned}
 p_{1x} &= \gamma (p^* + \beta p^* \cos \theta^*) \\
 p_{1y} &= p^* \sin \theta^* = p_1 \sin \theta_1 \\
 p_{1z} &= \gamma (p^* \cos \theta^* + \beta p^*) \\
 p_{2y} &= -p^* \sin \theta^* = -p_2 \sin \theta_2 \\
 p_{2x} &= \gamma (-p^* \cos \theta^* + \beta p^*) \\
 p_{2z} &= \gamma (p^* - \beta p^* \cos \theta^*)
 \end{aligned}$$

(1) pour $\theta^* = \frac{\pi}{2}$, $\theta_1 = \theta_2 = \frac{k}{p} = \theta_m$ pour 6 GeV/c, $(\theta_1 + \theta_2) = \theta_m = 0.046$
 donc pour $p_1 = p_2$ la bissectrice de l'angle $\theta_1 + \theta_2$ est la solution correcte.

(2) Si $p_1 \neq p_2$ on fait une erreur l'angle $\theta_1 + \theta_2$. Il faut connaître le γ le plus énergétique si non l'erreur sur l'angle du π^0 est $\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}$

or $p_1 \approx \delta p^* (1 + \cos \theta^*)$; $\theta_{1,2} = \sin \theta^* / \delta (1 \pm \cos \theta^*)$
 $p_2 \approx \delta p^* (1 - \cos \theta^*)$;
 $(\theta_2 - \theta_1) / 2 = \frac{1}{\delta} \cot \theta^*$
 $p_2 / p_1 = \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)$

D'autre part nous avons la relation suivante entre t et θ_{lab}

$$t \approx \frac{-4 p^2 \sin^2 \theta/2}{1 + \frac{2p}{mv} \sin^2 \theta/2}$$

Donc $|\delta t| = \sqrt{|t|} \cdot k \left(\frac{\delta p_x}{p_x} \right)$

Si on veut $|\delta t| < 0.05$ pour $|t| = 2$, il faut que

$$\frac{\delta p_x}{p_x} \lesssim 0.25$$

Pour $|t| = 1 \text{ (GeV/c)}^2$, il faut : $\frac{\delta p_x}{p_x} \lesssim 0.36$

ANNEXE III

Le tableau II donne les nombres d'événements et les temps de machine correspondants. Ces calculs sont faits dans les conditions suivantes :

- Longueur de la cible 10 cm.
- Coefficient de remplissage de la cible égale à $\frac{2}{3} = 0.66$.
- La densité effective de l'hydrogène dans la cible polarisée de $C_3 D_8 O_2$ est égale à : 0.072. Ceci suppose que tout l'hydrogène a été remplacé par le deutérium.
- Le rapport K^+ est pris égal à $4 \cdot 10^{-2}$ à 6 GeV/c (Ref.3). On a pris une intensité de K^+ à π^+ 12 GeV/c égale à celle obtenue à 6 (GeV/c) car on obtient un gain de 2 sur la désintégration du K^+ en passant de 6 à 12 (GeV/c)
- L'acceptance de l'appareillage est égale à 0.2.

Ce chiffre correspond à la détection du proton de recul dans un angle ϕ de $\pm 18^\circ$ autour du plan médian et de part et d'autre de la cible polarisée (Voir schéma de l'appareillage).

- Efficacité de détection du π^0 égale à 1. et efficacité de détection du K^0 égale à 0.25 à 6 GeV/c et à 0.29 à 12 GeV/c. Le K^0 est détecté sous la forme $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ à plus de 10 cm du centre de la cible de façon à permettre l'installation d'une anticoincidence.

- Les sections efficaces $K^+ n \rightarrow K^0 p$ sont données dans les références 4 et 5. En particulier à $t = 0.5$ (GeV/c)² la section efficace différentielle est de $70 \mu b \pm 15 \mu b$ par (GeV/c)² à 6 GeV/c et de $15 \pm 10 \mu b$ à 12 (GeV/c).

DUREE DU CYCLE PS EGAL A 2.5 SEC.

Références.

- 1 P.Bonamy et al, N.P. B52 (1973) 392.
- 2 D.Hill et al, P.R.L. 30, 239 (1973).
- 3 Polarization measurements P. Laurelli NP Int Rep 71-3 (24 March 1971)
- 4 D. Cline et al NP B 22 247 (70)
- 5 A. Firestone et al P.R.L. 25 958 (70)
- 6 G. Girardi et al Rapport DPh/T/73-44 Juin 1973
(To be published in Nuclear Physics)

LEGENDE DES TABLEAUX

Tableau I : Sections efficaces différentielles et nombre d'événements $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ sur deutérium polarisé.

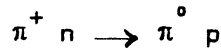
Tableau II : Nombre total d'événements, erreur statistique et temps de machine pour la réaction $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$. et $K^+ n \rightarrow K^0 p$.

TABLEAU I

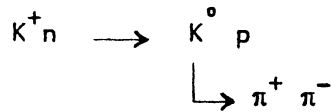
6 GeV/c			16 GeV/c		
t	σ (mb)	N.Ev ^{ts} /10 ⁶ π^+	t	σ (μ b)	N.Ev ^{ts} /10 ⁶ π^+
0.1 - 0.2	0.030	13.00	0.1 - 0.2	9.0	3.8
0.2 - 0.3	0.014	6.00	0.2 - 0.3	4.0	1.75
0.3 - 0.4	0.005	2.10	0.3 - 0.4	1.0	0.43
0.4 - 0.5	0.002	0.86	0.4 - 0.5	0.3	0.13
0.5 - 0.6	0.001	0.43	0.5 - 0.6	0.09	0.038
0.6 - 0.7	0.001	0.43	0.6 - 0.7	0.07	0.030
0.7 - 0.8	0.0015	0.64	0.7 - 0.8	0.08	0.034
0.8 - 0.9	0.002	0.86	0.8 - 0.9	0.08	0.034
0.9 - 1.0	0.0015	0.64	0.9 - 1.0	0.08	0.034

TABLEAU II

P Lab	Intensité	Δt	Evts. sur neutrons polarisés	Evts. Enregistrés	Précision Obtenue $\Delta P.$	Temps de machine (Prise de données)
6 GeV/c $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$	$10^6 \pi^+$ par cycle	0.55 - 0.6 0.1 - 1.0 0.3 - 1.0	$1.6 \cdot 10^4$ $1.8 \cdot 10^6$ $4 \cdot 10^5$	$7,2 \cdot 10^6$	± 0.02	250 heures 11 jours
16 GeV/c $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$	$10^5 \pi^+$ par cycle	0.5 - 0.6 0.1 - 1.0 0.3 - 1.0	600 10^5 $11 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	± 0.1	550 heures 23 jours



P Lab	Intensité	Δt (GeV/c) ²	Evts. sur neutrons polarisés	Evts. Enregistrés	Précision Obtenue $\Delta P.$	Temps de machine (Prise de données)
6 GeV/c $K^+ n \rightarrow K^0 p$	$4 \cdot 10^4 K^+$ par cycle	0.45- 0.55 0.1 - 1.	$2 \cdot 10^3$ $3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	± 0.06	230 heures 10 jours
12 GeV/c $K^+ n \rightarrow K^0 p$	$4 \cdot 10^4 K^+$ par cycle	0.45- 0.55 0.1 - 1.	10^3 $3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	± 0.08	470 heures 20 jours



LEGENDE DES FIGURES

Fig. I - Largeur totale à mi-hauteur de la distribution angulaire des protons de recul, pour une direction donnée de la particule diffusée :

- Courbe ① : Mouvement de Fermi du neutron cible
- Courbe ② : Diffusion multiple des protons de recul
- Courbe ③ : Distribution effective observée dans un appareillage avec cible de protons polarisés.

Fig. II - Pourcentage de fond (FOND/TOTAL) pour les événements retenus par l'appareillage.

Les courbes (A) et (B) correspondent à deux hypothèses sur le spectre de Fermi dans des noyaux (voir le texte). Les courbes (B) et (B') correspondent à deux critères de sélection angulaire (voir le texte). La courbe (C) représente le rapport observé dans un appareillage avec cible de protons polarisés.

Fig. III - Incertitude $\Delta|t|$ pour une direction donnée de la particule diffusée.

Fig. IV - Largeur totale à mi-hauteur de la distribution en impulsion des protons de recul.

Fig. V - Schéma de l'appareillage pour la mesure de la polarisation dans les réactions $\pi^+ n \uparrow \rightarrow \pi^0 p$ et $K^+ n \uparrow \rightarrow K^0 p$ avec mesure de l'impulsion du proton de recul.

FIG. I

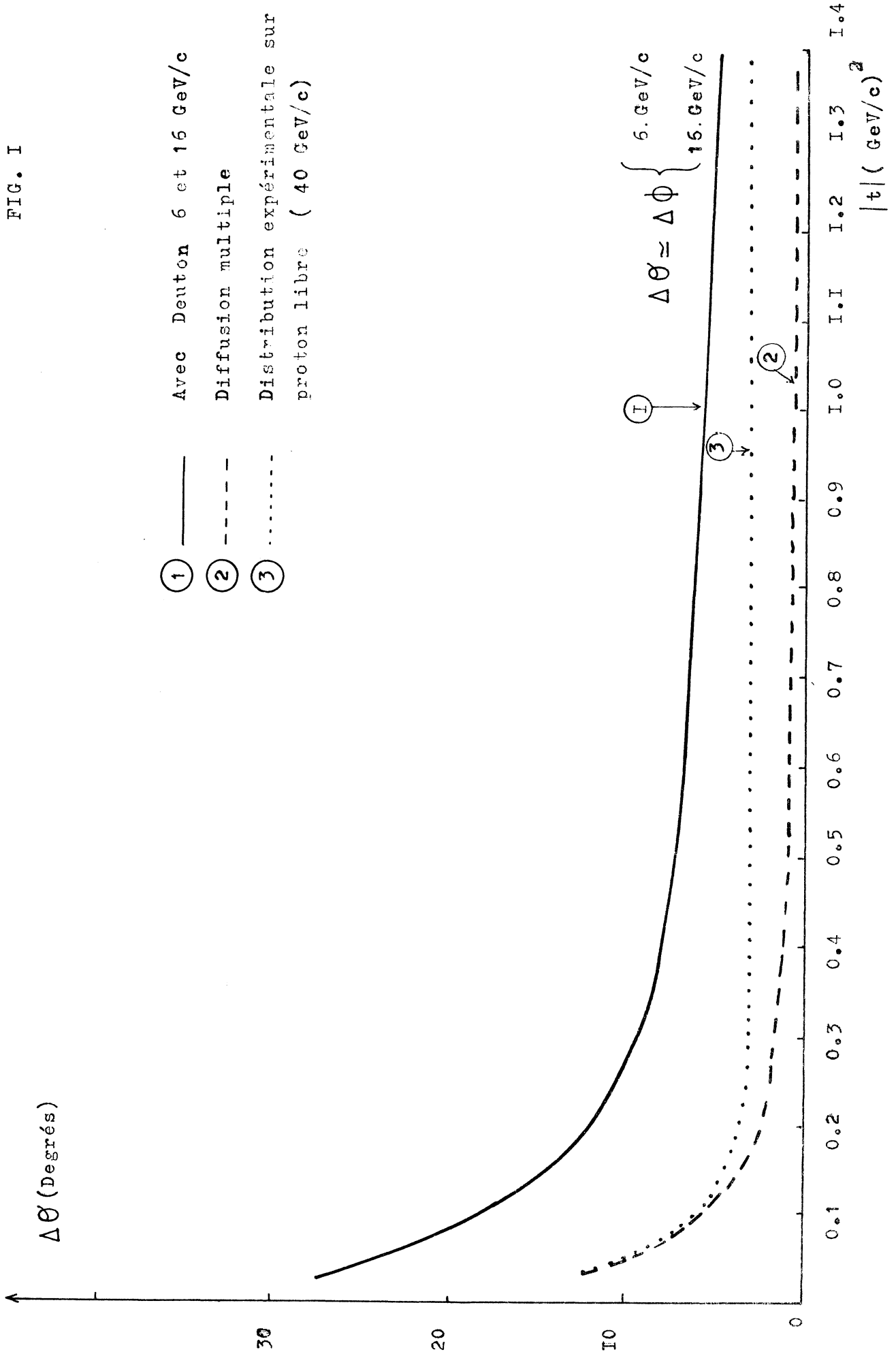
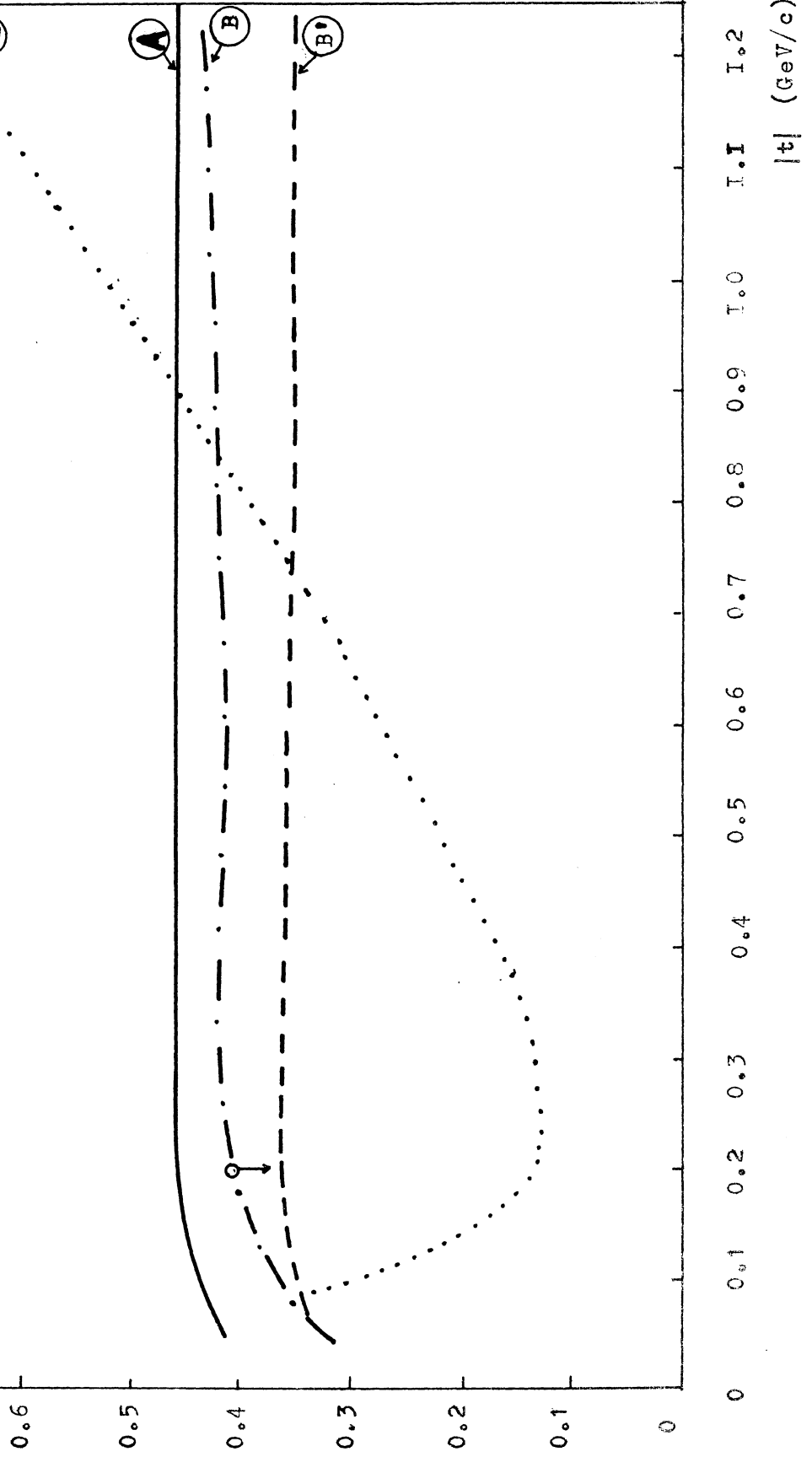


FIG. 2

$F / (F + \text{Deuteron})$



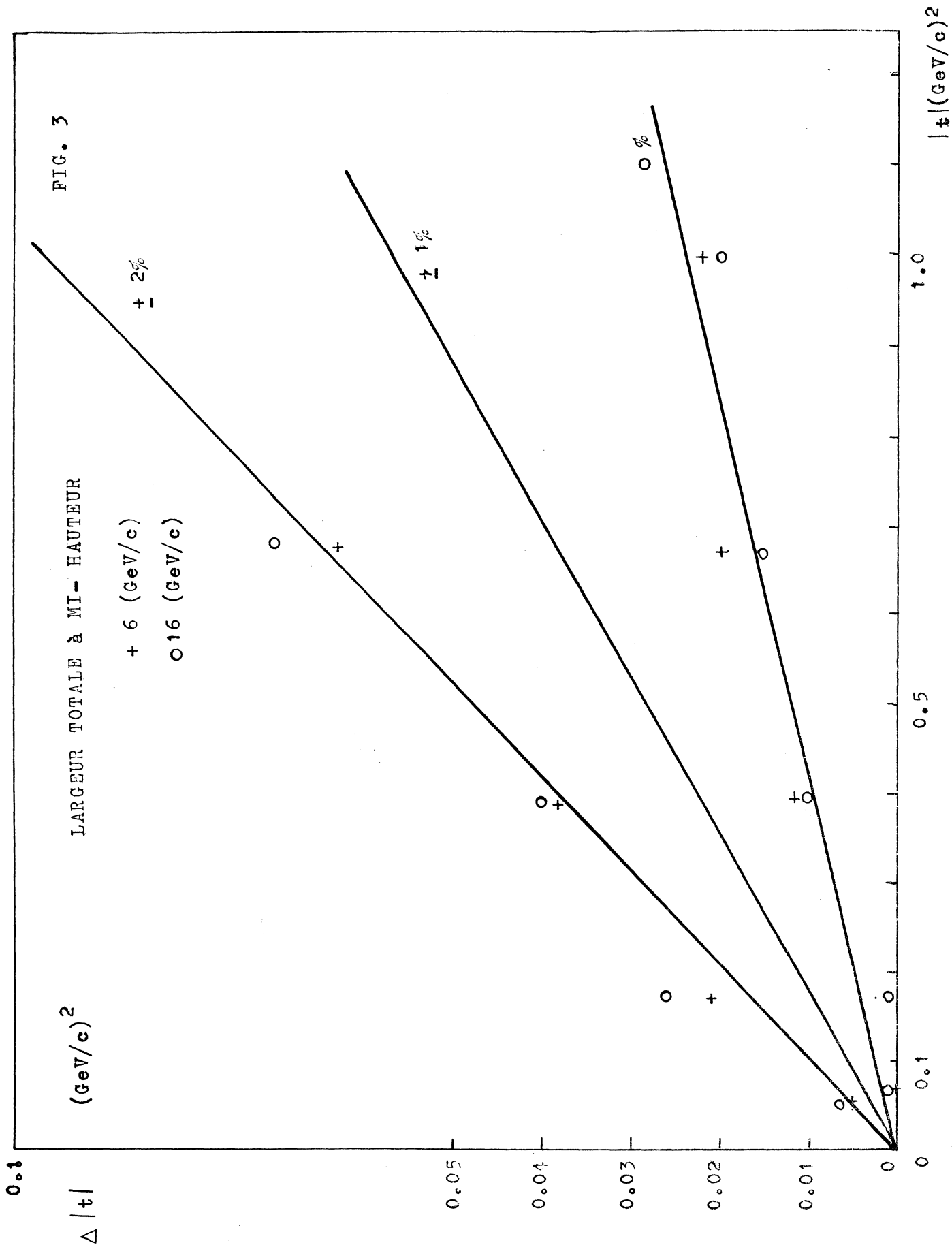
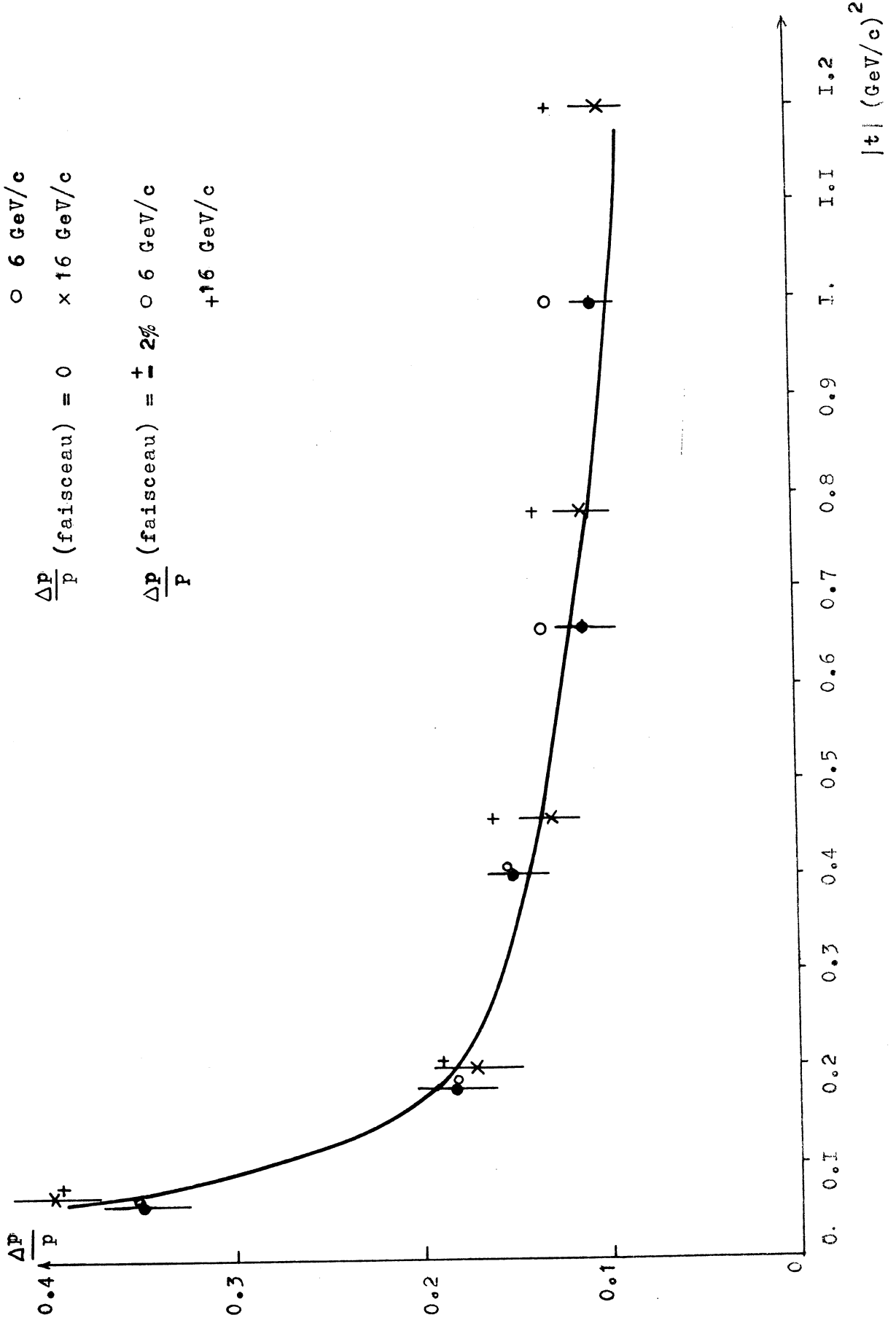
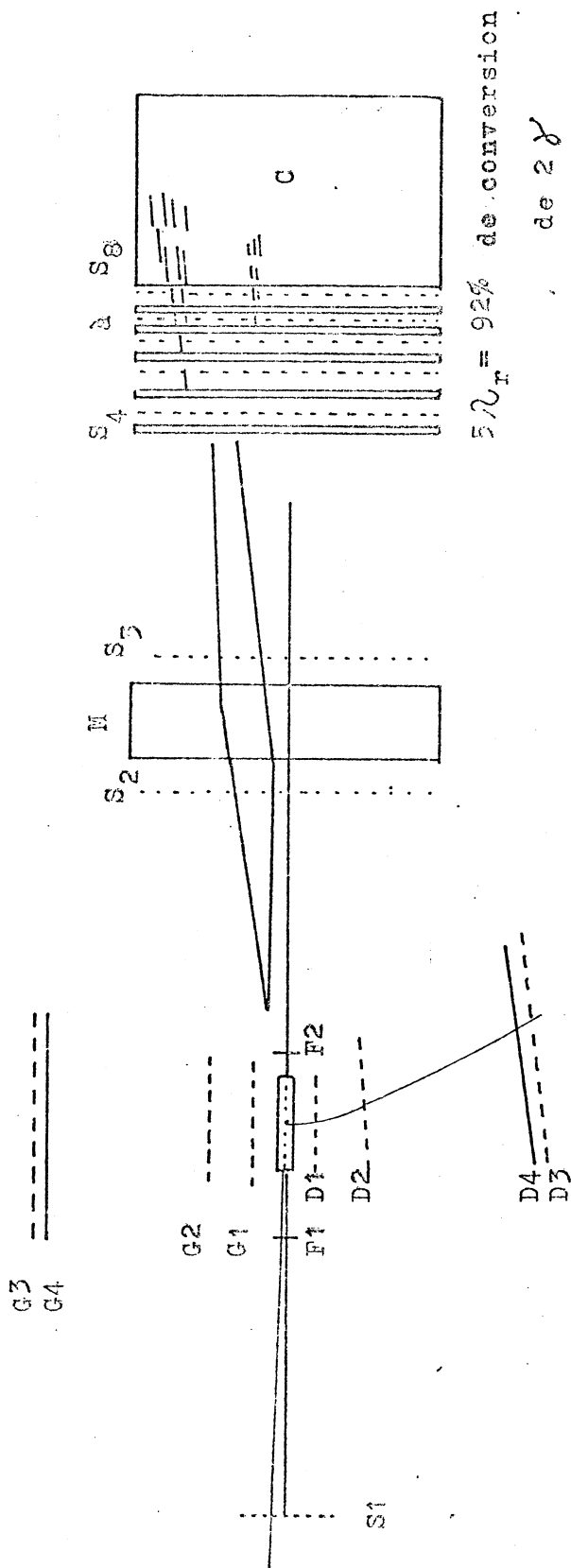


FIG. 4



SCHEMA DE L'APPAREILLAGE



D1 à D4 HODOSCOPES DE COMPTEURS } SUR LE PROTON DE RECOL } 170 compteurs
 G1 à G4 HODOSCOPES DE COMPTEURS }
 F1 à F2 HODOSCOPES DE COMPTEURS SUR LE FAISCEAU }
 S1 à S6 CHAMBRES À FILS DE GEARPAK } 7000 fils