

Rapport interne NP 71-18
3 décembre 1971

MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION
DANS LES REACTIONS ELASTIQUES ENTRE 6 ET 17,5 GeV/c,
A L'AIDE D'UNE CIBLE DE PROTONS POLARISES

J.-C. Olivier

GENEVE

1971

Ce rapport a fait l'objet d'une thèse
à l'Ecole polytechnique fédérale de Zurich

TABLE DES MATIERES

	<u>page</u>
1. INTRODUCTION ET PRINCIPE DE LA MESURE	1
2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	4
2.1 Appareillage	4
2.1.1 Le faisceau secondaire	4
2.1.2 La cible polarisée	7
2.1.3 Compteurs et électronique rapide	13
2.1.4 Compteurs Cerenkov et identification des particules	18
2.1.5 Hodoscopes	20
2.2 Le système d'acquisition des données	25
2.2.1 Mémorisation	25
2.2.2 Codage des pattern units	29
2.2.3 Transfert des informations codées	30
2.2.4 Filtrage en temps réel	31
2.2.5 L'ordinateur en ligne	33
2.2.6 Tests de l'électronique	33
3. TRAITEMENT DES DONNEES ET RESULTATS	34
3.1 Traitement en ligne	34
3.1.1 Tests et décodage des événements	38
3.1.2 Reconstruction des événements (PHYSIC)	41
3.2 Traitement hors ligne	43
3.2.1 Tests de la fiabilité des hodoscopes	43
3.2.2 Recherche des événements élastiques	44
3.2.3 Résolutions expérimentales	47
3.2.4 Normalisation, soustraction du bruit de fond et calcul de la polarisation	51

	<u>page</u>
3.2.5 Contamination des échantillons K^\pm	54
3.2.6 Erreurs affectant le paramètre $P_0(t)$	57
3.2.7 Résultats	59
4. DISCUSSION DES RESULTATS	70
4.1 Diffusion pion-proton	70
4.1.1 Modèle d'échange de pôles de Regge	71
4.1.2 Eventuelles influences de coupures dans le plan complexe du moment angulaire	83
4.1.3 Autres modèles	
4.2 Diffusion kaon-proton	86
4.2.1 Modèles de Regge à cinq pôles	87
4.2.2 Modèle de Regge "dualiste"	92
4.2.3 Autres modèles	97
4.3 Diffusion pp	98
ANNEXE : FORMALISME DE POLARISATION	105
REFERENCES	112

1. INTRODUCTION ET PRINCIPE DE LA MESURE

Nous rendons compte dans ce travail d'une étude expérimentale des phénomènes de spin dans les réactions élastiques à hautes énergies. Une expérience poursuivie au CERN, ces trois dernières années, a permis de mettre en évidence de tels phénomènes en mesurant le paramètre de polarisation P_0 dans les réactions

$$\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}p$$

$$K^{\pm}p \rightarrow K^{\pm}p$$

$$pp \rightarrow pp$$

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

à 6, 10, 14, et 17,5 GeV/c, grâce à l'utilisation d'une cible de protons polarisés.

Récemment encore, on pensait qu'il n'y avait pas de dépendance du spin dans la diffusion à deux corps, à hautes énergies. En l'absence de théorie, seuls des modèles ont été proposés pour expliquer les interactions à deux corps. Ainsi les théoriciens, qui ont souvent considéré que les phénomènes de spin compliquaient les calculs, supposaient que la diffusion de hadrons aux hautes énergies était un phénomène purement diffractif, c'est-à-dire que le processus inélastique était prépondérant. Ils représentaient alors l'interaction par un "disque" absorbant l'onde incidente dans les canaux inélastiques; la diffusion élastique était alors interprétée comme un effet d'ombre (*shadow scattering*). Comme, à haute énergie, on est en présence d'un grand nombre de canaux inélastiques, statistiquement on ne pouvait pas s'attendre à ce que l'absorption favorise un état de spin plutôt qu'un autre. Cette hypothèse diffractive trouvait d'ailleurs une motivation expérimentale : pour un grand nombre de réactions, la section efficace différentielle présente un pic très prononcé vers l'avant, dont la pente est proportionnelle à la section efficace inélastique.

Cependant des modèles plus élaborés, tels que ceux supposant l'échange de trajectoires de Regge, rendent compte à ce jour de la plupart des résultats expérimentaux; ils donnent de convaincantes explications pour les diffusions à deux corps à hautes énergies. Le comportement de la section

efficace différentielle, en fonction du moment transféré t , est alors expliqué par l'existence d'une forte amplitude de renversement de spin, ce qui permet de prédire une polarisation différente de zéro si plusieurs trajectoires participent à la réaction. En effet la matrice de diffusion méson-nucléon par exemple, en fonction des spineurs de Pauli, s'écrit sous la forme :

$$M(s,t) = F_{++}(s,t) + F_{+-}(s,t) \cdot i\vec{\sigma} \cdot \vec{n},$$

et la polarisation

$$P_0(s,t) = \frac{2\text{Im}(F_{++}F_{+-}^*)}{|F_{++}|^2 + |F_{+-}|^2} = \frac{2\text{Im}(F_{++}F_{+-})}{d\sigma/dt}$$

n'est nulle que si un seul pôle est échangé, les deux amplitudes (de renversement de spin F_{++} , et de non-renversement de spin F_{+-}) ayant une phase identique. Ainsi, parmi tous les tests possibles des modèles d'échange de pôles de Regge, la mesure du paramètre de polarisation est particulièrement cruciale.

Il est vrai que le comportement différent des pics élastiques en pp , πp et Kp peut aisément être expliqué par l'interférence du pôle de Pomeranchuk (P) avec les pôles secondaires (P, ρ, \dots), mais pour la même raison il est difficile de séparer ces différentes contributions en étudiant les seules distributions angulaires. Les parties réelles vers $t = 0$ et les mesures de $P_0(s,t)$ renseignent alors sur les termes d'échange, mais ce sont les mesures des paramètres de polarisation R et A qui permettent, en principe, d'atteindre le terme de renversement de spin associé aux trajectoires.

Le développement des cibles de protons polarisés a complètement révolutionné la technique des mesures de polarisation. Auparavant, on utilisait la méthode de double diffusion, qui était peu précise et susceptible d'erreurs systématiques; la polarisation $P_0(t)$ du nucléon dans l'état final était déterminée en mesurant une asymétrie gauche-droite, après diffusion sur un noyau dont le pouvoir d'analyse P_A était connu :

$$A = P_0(t)P_A.$$

Le principe de la mesure de $P_0(t)$ à l'aide d'une cible polarisée est le suivant.

Si $(d\sigma/dt)_{np}$ désigne la section efficace différentielle sur cible non polarisée et P_C la polarisation de la cible, la section efficace sur cible polarisée s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np} [1 + P_0(t) \cdot P_C] .$$

P_0 est alors reliée à l'asymétrie A , observée expérimentalement, par :

$$P_0(t) = \frac{A}{|(\vec{P}_C \vec{n})|} ,$$

avec :

$$A = \frac{(d\sigma/dt)_p^+ - (d\sigma/dt)_p^-}{(d\sigma/dt)_p^+ + (d\sigma/dt)_p^-} ,$$

les indices + et - désignant le signe de la grandeur $(\vec{P}_C \vec{n})$. On constate alors que la mesure de $P_0(t)$ peut se réaliser de deux façons :

- a) Soit avec une polarisation de la cible fixe et un système de détection à deux positions;
- b) Soit avec un système de détection fixe et deux sens de polarisation de la cible.

C'est cette seconde méthode que nous avons appliquée dans cette expérience, car elle permet de s'affranchir d'erreurs systématiques dues à de mauvais positionnements des appareils de détection.

D'un point de vue purement expérimental, nous devons remarquer que les cibles de protons polarisés contiennent, à l'heure actuelle, une énorme proportion de protons non polarisés, ce qui fait que tout bon événement est noyé dans un fond extrêmement important d'événements parasites, correspondant aux réactions ayant lieu sur les protons non polarisés. Ceci nous amènera donc à prendre des précautions particulières lors de l'analyse des données expérimentales.

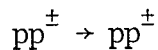
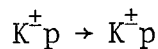
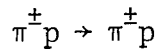
Au cours de ce travail, nous nous attacherons à décrire les parties de l'expérience auxquelles nous nous sommes particulièrement intéressés

-- c'est-à-dire le dispositif expérimental et le système d'acquisition des données -- et plus généralement les étapes successives de la mesure et de l'analyse. En outre, nous ferons un survol des diverses interprétations théoriques avancées pour expliquer la mesure dans les réactions envisagées.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.1 Appareillage

Le paramètre de polarisation P_0 a été mesuré à 6, 10, 14 et 17,5 GeV/c, pour les réactions suivantes :



dans un intervalle de moment transféré compris entre 0,05 et 2,5 GeV/c².

Le dispositif expérimental est développé dans la figure 1; il comprend essentiellement :

Un faisceau secondaire de haute intensité pouvant transporter des particules jusqu'à 17,5 GeV/c;

Une cible de protons polarisés, comprenant la cible proprement dite, son aimant et son système cryogénique;

Des compteurs à scintillation disposés autour de la cible et utilisés pour la logique de déclenchement;

Des hodoscopes de compteurs à scintillation : H_1, H_2, H_3, H_4, H_5 ;

Des compteurs Cerenkov à seuil : en aval de la cible C_4 ; C_1, C_2, C_3 sur la voie incidente; et C_5, C_6 sur la voie diffusée;

Un système de codage et d'acquisition des informations, en ligne avec un ordinateur rapide et de grande capacité.

2.1.1 Le faisceau secondaire

La figure 2 schématise l'implantation et l'optique du faisceau secondaire sur lequel nous avons travaillé. Celui-ci est du type à images intermédiaires, d'une longueur de 55 mètres, installé dans la zone expérimentale "Est" du Synchrotron à protons (PS) du CERN.

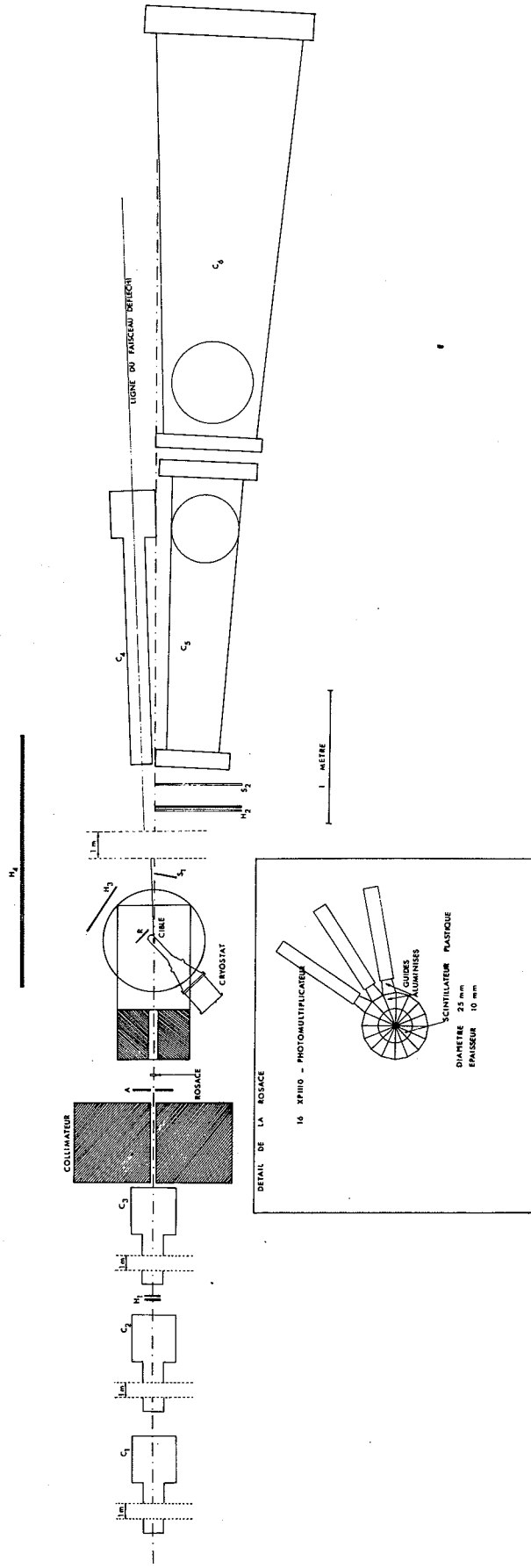


Fig. 1 Schéma de l'assemblage expérimental

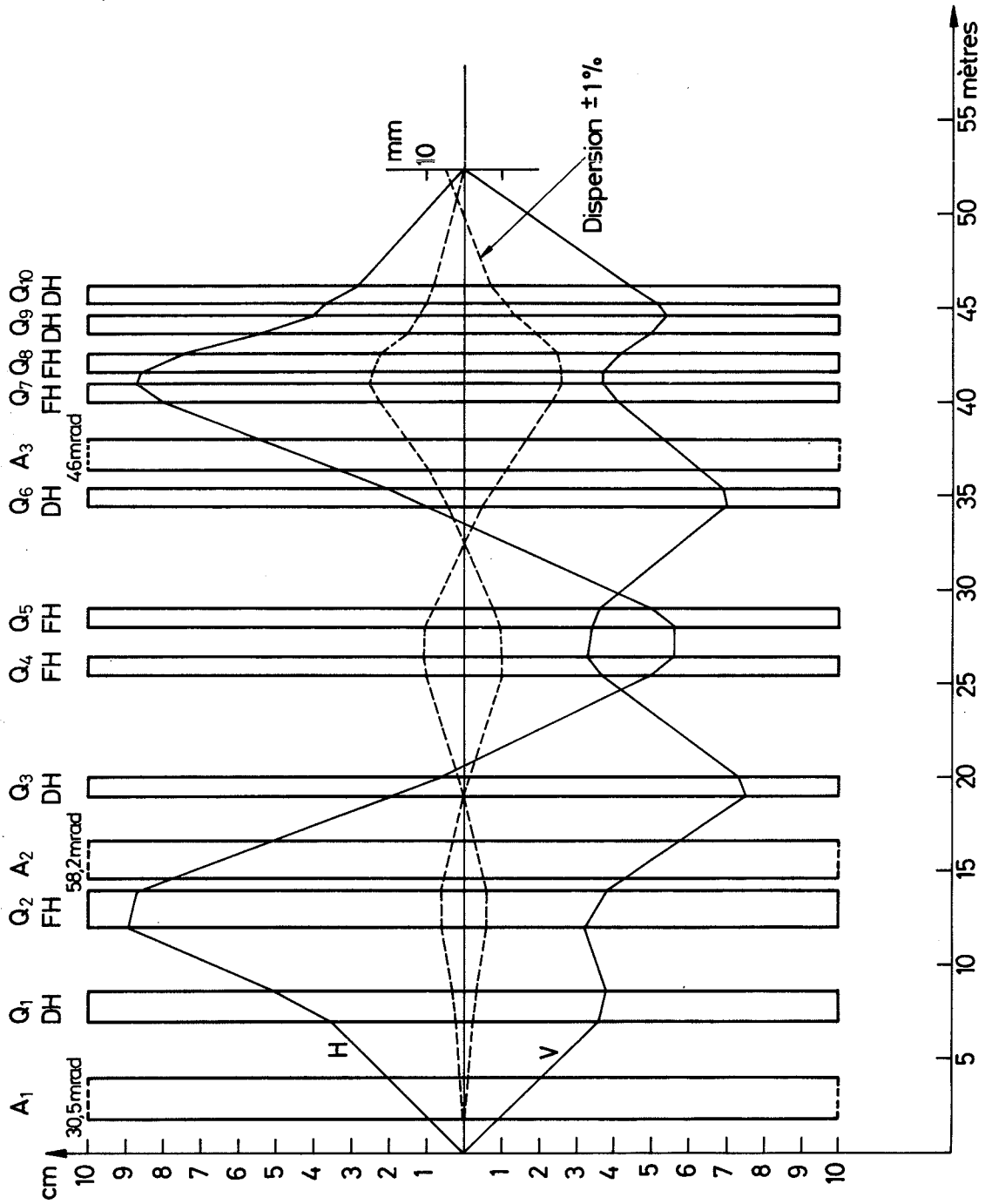


Fig. 2 Optique du faisceau secondaire P₄

Les protons extraits par éjection lente¹⁾ sont focalisés sur une cible de production en béryllium de 160 mm de longueur.

Les particules secondaires recueillies à 22 mrad sont défléchies de 30,5 mrad par l'aimant A₁ et focalisées une première fois dans le plan horizontal sur un collimateur de 0,1 cm d'ouverture, ce qui donne une définition de l'impulsion pour un choix adéquat du courant de l'aimant A₂. La dispersion totale est de 5 mm pour une déviation en moment de $\pm 1\%$. Les particules sont à nouveau focalisées dans le plan horizontal sur un second collimateur d'ouverture variable, ce qui permet de maîtriser l'intensité. La dernière partie du faisceau, composée de l'aimant A₃ et de deux lentilles quadripolaires, reprend cette image intermédiaire pour former une image finale sur la cible polarisée. Au niveau de cette dernière, 60 à 70% de l'intensité traverse une surface pratiquement circulaire de 12 mm de diamètre.

Notons que, dans la production de particules secondaires de hautes énergies, une cible externe présente deux avantages principaux sur une cible interne : premièrement, il est plus aisé de recueillir les particules produites sous de faibles angles où la section efficace de production²⁾ est maximale; deuxièmement, l'acceptance peut être beaucoup plus grande. Par conséquent, si l'efficacité d'extraction n'est pas trop faible, nous devons nous attendre à un gain très net d'intensité par rapport à l'utilisation de cibles internes, et ceci surtout pour les faisceaux positifs.

Le tableau la énonce les caractéristiques techniques du faisceau; dans le tableau lb on trouve les intensités des différentes particules transportées par le faisceau.

2.1.2 La cible polarisée

Une cible polarisée, pour être utile dans une expérience de diffusion, doit contenir des protons polarisés à quelques dizaines pour cent et remplir un certain nombre de conditions générales :

La densité des protons polarisés doit être grande;

"L'échantillon cible" doit pouvoir absorber la chaleur fournie par le faisceau, qui est de l'ordre de quelques milliwatts;

Tableau la

Caractéristiques du faisceau sous les conditions	
Intensité éjectée	$10^{11}/\text{sec}$
Energie du PS	19,2 GeV/c
Energie faisceau secondaire	12,0 GeV/c
$\Delta p/p$	$\pm 1\%$
Angle de production	22 mrad
Efficacité d'éjection	0,6
Efficacité cible	0,45
Cible	Cu : $5 \times 5 \times 160 \text{ mm}^3$
Energie maximale du faisceau	18 GeV/c
Amplification horizontale au collimateur	0,46
Amplification horizontale sur la cible expér.	1,0
Amplification verticale au collimateur	0,7
Divergence horizontale à la cible	$\pm 5 \text{ mrad}$
Divergence verticale à la cible	$\pm 6,2 \text{ mrad}$
Angle solide	$0,97 \times 10^{-4} \text{ sr}$
Dispersion chromatique au collimateur	0,26 cm/%
Dispersion chromatique sur la cible expér.	0,05 cm/%
Aberration horizontale au collimateur	0,19 cm/% $\Delta p/p$
Aberration horizontale à la cible expér.	0,95 cm/% $\Delta p/p$
Résolution maximum	$\pm 2,5\% \Delta p/p$

Tableau lb

Intensité des particules du faisceau

Impulsion incidente (GeV/c)	6		10		14	17,5
	+	-	+	-	+	+
Polarité faisceau	+	-	+	-	+	+
Ouverture collimateur (cm)	0,46	0,75	0,40	1,0	0,25	0,17
$\Delta p/p$ (%)	1,3	2,0	1,0	2,0	1,0	1,0
Fraction du faisceau sur la cible polarisée (%)	50	40	70	65	100	100
Pions (10^6)	2,5	2,0	3,5	3,0	1,7	0,15
Kaon/pion (10^{-2})	4,0	2,0	6,5	2,5	4,9	7,0
Proton/pion	0,7	5×10^{-3}	5,0	3×10^{-3}	70	1000
Image du faisceau (cm)	1,6	2,0	1,8	1,5	1,6	1,6

La polarisation des protons doit être maintenue longtemps et être stable au cours du temps;

La polarisation doit résister aux dégâts d'irradiation causés par le faisceau; ces dégâts peuvent être caractérisés par le nombre N_i de particules incidentes par cm^2 , supposés au minimum d'ionisation et qui provoquent une diminution de la polarisation d'un facteur $1/e$;

Le volume utile de la cible doit être suffisamment grand (supérieur à 5 cm^3) et la polarisation doit y être uniforme.

Pour satisfaire à ces conditions, nous utilisons une méthode de polarisation dynamique fondée sur l'"effet solide", qui s'applique à des échantillons contenant à la fois des spins nucléaires à polariser et des spins électroniques libres. Le moment magnétique des électrons étant beaucoup plus élevé que celui des spins nucléaires, il s'ensuit qu'ils sont polarisés à plus de 95% dans un champ magnétique de 25000 gauss et sous une température de $1,2^\circ\text{K}$, alors que dans les mêmes conditions la polarisation des spins nucléaires est voisine de 0,25% seulement. La polarisation dynamique consiste dès lors à appliquer à l'échantillon un champ magnétique constant H_0 et un champ radiofréquence H_1 perpendiculaire à H_0 , afin de transférer aux noyaux une grande partie de la polarisation élevée des électrons.

L'effet solide prend avantage de l'existence, entre spins nucléaires et spins électroniques, d'une interaction dipolaire, petite mais non négligeable; celle-ci autorise partiellement des transitions dans lesquelles des spins nucléaires et des spins électroniques peuvent se renverser simultanément, si nous choisissons un champ H_1 de fréquence convenable et suffisamment intense pour court-circuiter la relaxation des spins nucléaires. Pour conserver l'énergie dans ces transitions, la fréquence doit être égale à $\omega_n + \omega_e$ pour obtenir une polarisation parallèle à H_0 ou à la différence $\omega_n - \omega_e$ pour une orientation antiparallèle à H_0 . (ω_n et ω_e sont les fréquences de Larmor des spins nucléaires et électroniques.)

Notons que cette méthode dynamique permet de renverser la polarisation des protons, par une faible variation de la fréquence d'irradiation, sans modifier le sens du champ magnétique principal.

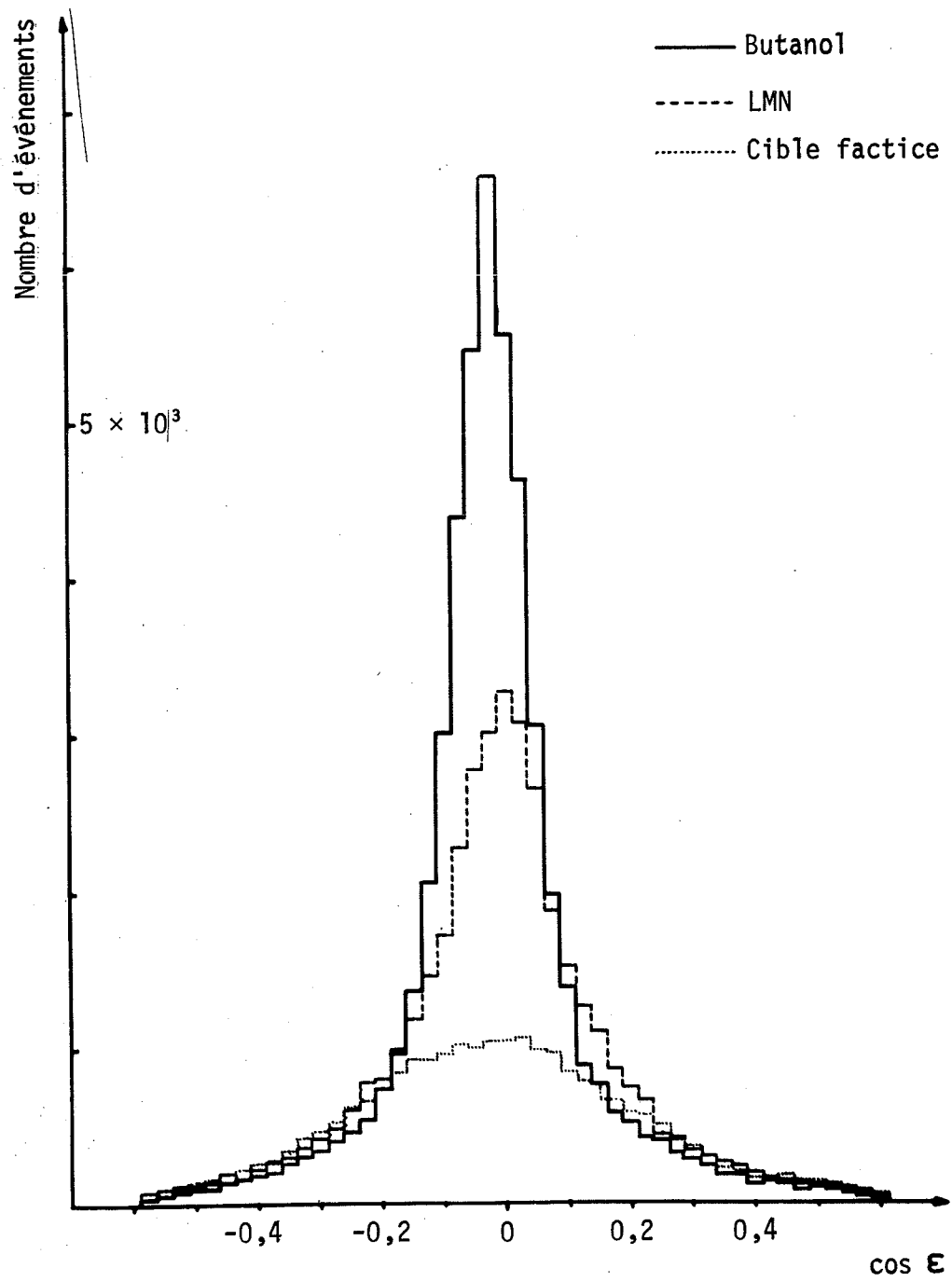
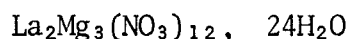


Fig. 3 Comparaison des pics de coplanarité obtenus avec les cibles de LMN et de butanol

Cette méthode dynamique s'applique d'autant mieux que la densité des spins électroniques est plus faible. Comme par ailleurs la densité en spins nucléaires doit être élevée, un spin électronique est amené à polariser un très grand nombre de spins nucléaires, jusqu'à plusieurs milliers. La polarisation des noyaux proches voisins des spins électroniques est assurée directement par couplage dipolaire, alors que la polarisation des noyaux éloignés s'opère grâce à la "diffusion de spins"³⁾ à l'intérieur du système de spins nucléaires; ce phénomène permet d'obtenir une polarisation uniforme dans tout le volume de la cible.

Il est évident que les descriptions ci-dessus sont très schématisées et que de nombreux autres phénomènes interviennent. Nous en trouverons une description rigoureuse dans la littérature spécialisée^{4a)}.

Dans une première partie de cette expérience, le matériau utilisé comme cible était un double nitrate de lanthane magnésium (LMN) :



dans lequel 1% des ions lanthane sont remplacés par du néodyme paramagnétique ($g = 2,7$). Les protons à polariser sont ceux obtenus dans l'eau de cristallisation et ne représentent que 3% du poids total. La densité de ce matériau est de 2 g/cm^3 alors que la densité des protons libres est de $0,064 \text{ g/cm}^3$, c'est-à-dire à peu près celle de l'hydrogène liquide. La cible est constituée de deux cristaux juxtaposés occupant un volume de $12 \times 12 \times 43 \text{ mm}^3$. Dans un champ magnétique de $18,4 \text{ kG}$ nous obtenons une polarisation variant entre 65 et 75%.

Dans une seconde partie de l'expérience, nous avons utilisé une cible polarisée d'alcool butylique^{4b)}, $\text{C}_5\text{H}_{10}\text{OH}$ contenant 5% d'eau et 4% de porphyréxyde. Le tableau 2 donne les paramètres décrivant cette cible en les comparant à ceux de la cible de LMN. Nous voyons que si la polarisation maximale est plus faible que pour le LMN, la densité des noyaux d'hydrogène polarisables et le contenu en noyaux complexes y sont plus favorables.

Cette comparaison entre cible d'alcool et cible de LMN est rendue plus qualitative par la figure 3, qui indique les caractéristiques comparées d'une cible de LMN et d'une cible au butanol en ce qui concerne le bruit de fond. On a en abscisse l'angle de diffusion et en ordonnée les événements.

Tableau 2
Paramètres des cibles de LMN et de butanol

	LMN	Butanol
Densité d'hydrogène	0,06 g/cm ³	0,12 g/cm ³
Nombre de protons liés par noyau d'hydrogène	15	3,2
Polarisation maximale	75%	65%
Longueur de radiation	≈ 10 cm	≈ 40 cm
Particules ionisantes admissibles	≈ 2 × 10 ¹² /cm ²	≈ 10 ¹⁵ /cm ²
Temps de renversement de la polarisation	5 min	10 sec
Polarisation moyenne de tous les protons	4,5%	10%

La constante de temps de relaxation des spins nucléaires t_n étant de 15 secondes dans le butanol, la polarisation peut être renversée beaucoup plus rapidement, ce qui est un grand avantage dans la mesure de P_0 , pour éliminer des asymétries expérimentales dues à une éventuelle instabilité du système de détection.

Le champ magnétique vertical est produit par un aimant en forme de C, dont les pièces polaires tronquées donnent une ouverture angulaire dans le plan vertical de 34 degrés. La carcasse de cet aimant est percée d'un trou de 7 cm de diamètre pour permettre au faisceau d'atteindre la cible (fig. 1). Une telle disposition donne une ouverture dans le plan horizontal de 150 degrés. Au centre de l'aimant et dans un volume de 5 cm³, l'intensité du champ atteint 18,4 kG pour la cible de LMN et 25 kG pour le butanol; son homogénéité est supérieure à 3×10^{-4} .

Un cryostat horizontal⁵⁾ est utilisé pour refroidir l'échantillon entre 1,2 et 0,5 K.

La puissance micro-onde est fournie par un carcinotron pouvant dissiper une puissance maximale de 25 watts. Cette puissance est conduite dans la cavité résonante contenant l'échantillon, par un assemblage de guides d'ondes. La fréquence nécessaire pour produire la polarisation dynamique (compte tenu de la valeur du champ magnétique statique H_0 et de la température T_0) est d'environ 70000 MHz; une variation de cette fréquence de 160 MHz permet de renverser la polarisation.

Lorsque les protons polarisés ont atteint leur état d'équilibre à la température T_0 dans le champ magnétique H_0 , leur polarisation naturelle P_n^0 est calculable par la formule :

$$P_n^0 = \text{th} \frac{\mu_n H}{kT}$$

où $h\omega_I = 2\mu H$ est la différence d'énergie entre les niveaux pour lesquels $J = (I/2)$ et $J = n - (I/2)$.

Nous mesurons alors le signal de résonance correspondant à cet état. Après application du champ radiofréquence, nous mesurons à nouveau ce signal de résonance. En comparant les deux mesures, nous pouvons tirer le rapport d'augmentation (ou facteur de calibration) par lequel nous multiplions P_n^0 pour obtenir la vraie polarisation de la cible.

La mesure du signal de résonance magnétique nucléaire s'opère à l'aide d'un dispositif du type Q-mètre, dont le principe bien connu⁶⁾ consiste à mesurer la variation d'impédance d'un circuit accordé lorsque la résonance nucléaire se produit : une bobine entourant l'échantillon constitue la partie inductive du circuit qui est alimenté par un oscillateur de 79000 MHz, fréquence proche de la fréquence de résonance des protons. Entre chaque impulsion du PS nous faisons varier de 250 kHz la fréquence de cet oscillateur afin de décrire entièrement la raie de résonance, qui est alors visualisée sur un oscilloscope. L'intégration de ce signal de résonance est opérée électroniquement par des organes de calcul analogiques⁷⁾; elle fournit la valeur de la polarisation de la cible, qui est affichée sous forme digitale pour pouvoir être traitée ultérieurement avec les autres données de l'expérience.

2.1.3 Compteurs et électronique rapide

Nous utilisons les informations de douze compteurs à scintillation pour former un signal de décision correspondant à un événement probablement élastique. Les compteurs annulaires A et V0, placés sur la ligne du faisceau incident, sont destinés à éliminer les particules mal focalisées. La cible polarisée est entourée (fig. 4) des quatre compteurs V1 V2 V3 V4, du type compteurs "en sandwichs", composés chacun de cinq plaques de scintillateur et de quatre feuilles de plomb pour convertir les neutres et les gamma; leur seuil électronique est réglé de telle façon qu'une

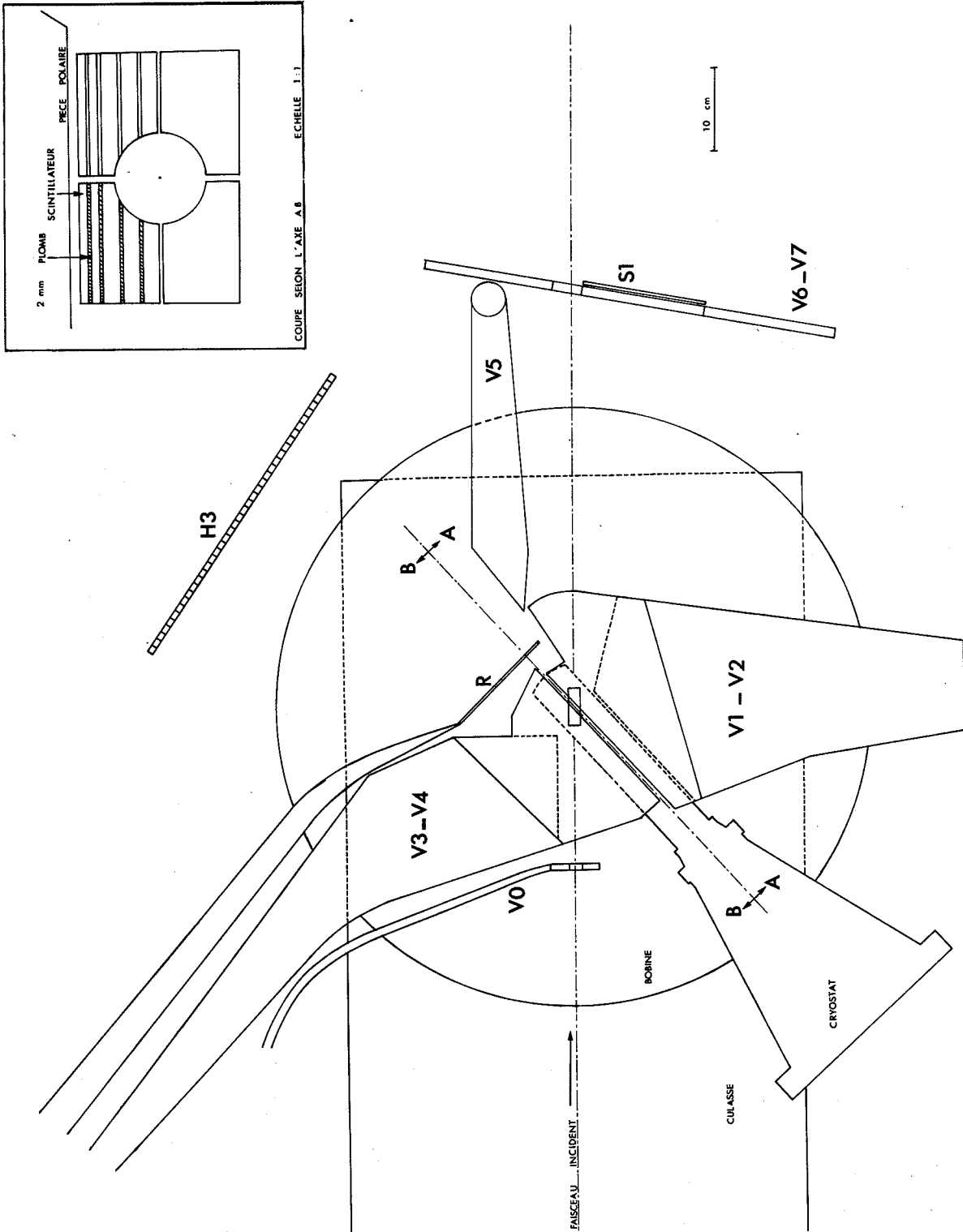


Fig. 4 Schéma de la disposition des compteurs autour de la cible

particule chargée, au minimum d'ionisation, et ne traversant qu'une seule plaque de scintillateur, soit détectée. Le but de ces compteurs est de rejeter des événements dans lesquels plusieurs particules secondaires sont produites. La voie de recul est définie par le compteur R. Les compteurs V5 V6 et V7, disposés en aval de la cible, éliminent encore des événements parasites.

Chacun de ces douze compteurs est monté sur un photomultiplicateur (PM) 56 DVP à photocathode bialcaline, moulé dans une base solide en araldite noire et ne comportant aucun élément pouvant dissiper de la chaleur, excepté des capacités de découplage sur les dernières dynodes.

Les chaînes d'alimentation sont réalisées sur des cartes en circuit imprimé, enfichables et groupées dans un châssis ventilé. La figure 5 donne le schéma de principe d'une telle chaîne, celle-ci présente l'originalité d'alimenter les dix premières dynodes du photomultiplicateur par une chaîne résistive et les quatre dernières par des alimentations stabilisées à faible impédance, afin de réduire au minimum les fluctuations de temps de transit des PM recevant un flux lumineux important, mais inégalement réparti dans le temps. La puissance disponible sur chaque carte d'alimentation permet la mise en série de quatre compteurs; le débit statique de chaque carte est de 10 mA à 2 kV, mais les alimentations parallèles sur les quatre dernières dynodes peuvent assurer un apport de courant continu d'environ 100 mA. La liaison entre les baies d'alimentation et les bases moulées est effectuée par câbles blindés de 20 conducteurs. On trouvera dans la littérature spécialisée un article détaillant les avantages de ce système original d'alimentation⁸⁾.

La figure 6 est un diagramme schématisé de la logique électronique. La condition de déclenchement sélectionnant les événements probables est la suivante :

$$R = (S_1 S_2 \bar{R} \bar{A} \bar{V}) ,$$

c'est-à-dire que l'on demande :

une particule incidente focalisée sur la cible,

une particule diffusée,

une corrélation voie diffusée-voie recul,

aucune particule dans les compteurs de garde V0 à V7 (cette condition est fondamentale puisqu'elle diminue le bruit de fond d'un facteur 20).

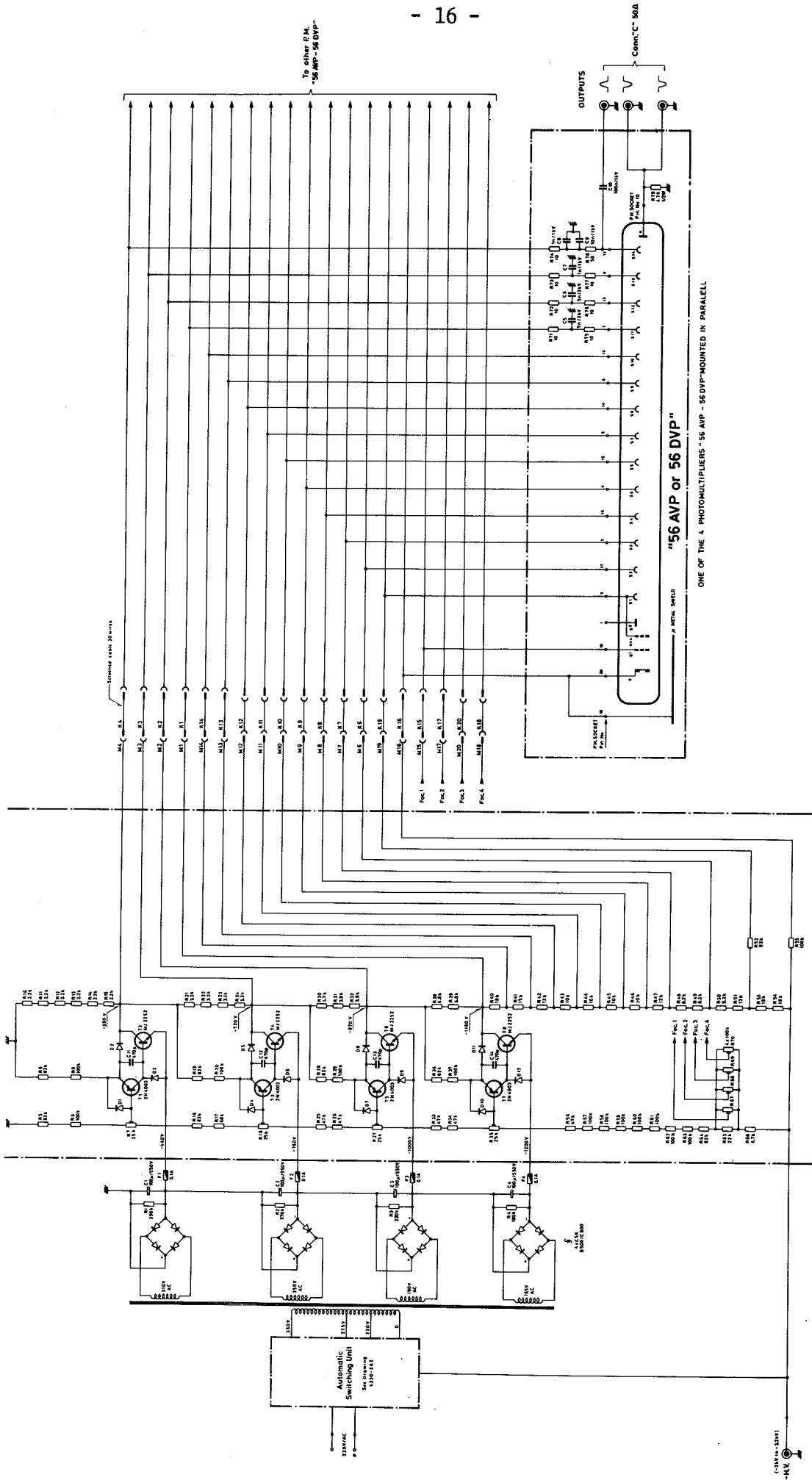


Fig. 5 Schéma d'alimentation des photomultiplicateurs 56 AVP

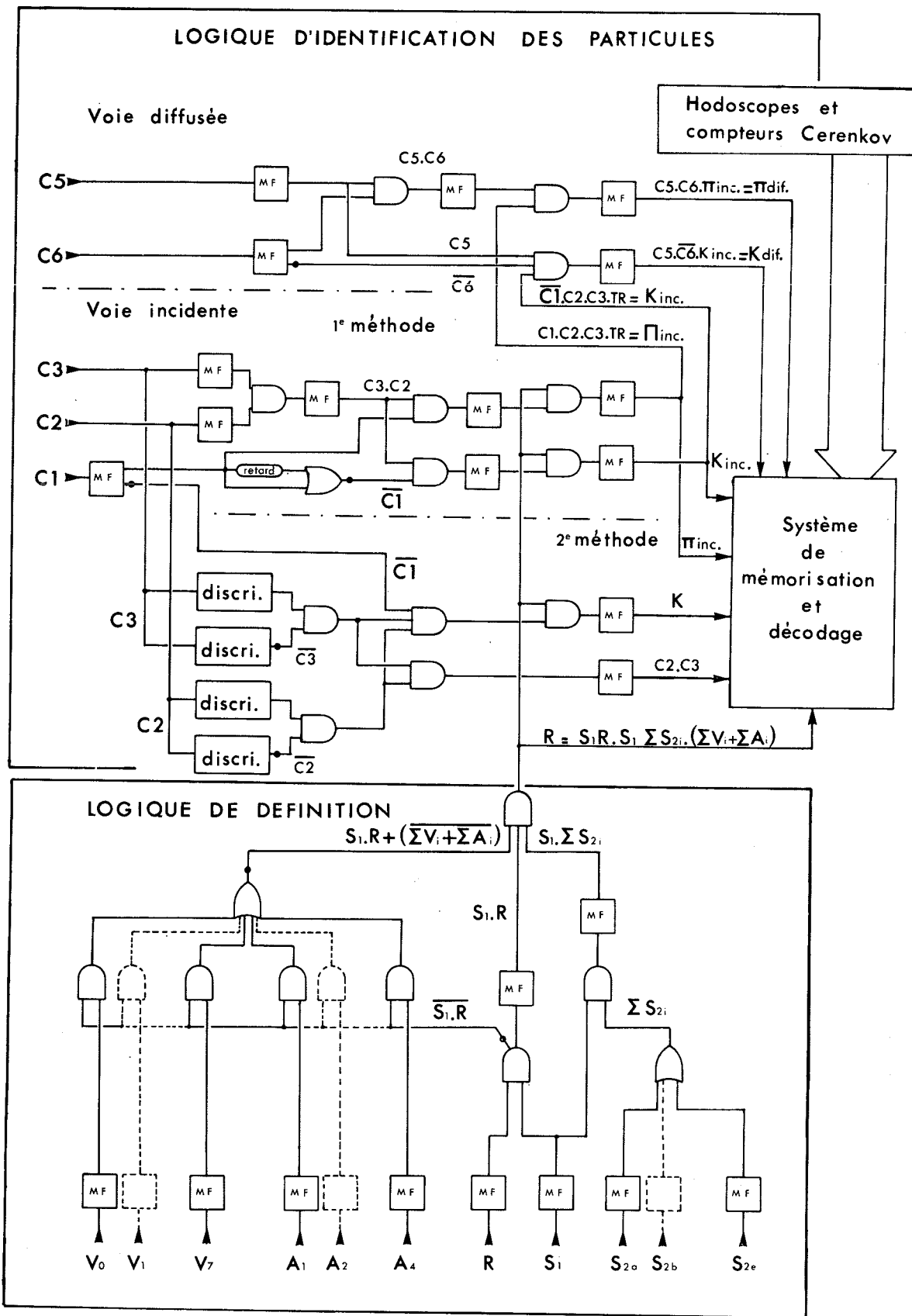


Fig. 6 Logique de définition et d'identification des particules

Ce signal de *trigger* pilote le système d'acquisition de données. Les circuits de coïncidences sont des modules standard CERN, acceptant des signaux de 14 mA sous 50 ohms. Ils sont du type à courant continu, c'est-à-dire que la durée des signaux d'entrée conditionne la résolution des coïncidences. Les discriminateurs, du type EGG TR 104/204, fonctionnent dans le mode sans "temps mort" afin de s'affranchir d'éventuelles fluctuations de taux de comptage, dues à la haute intensité et à la structure du faisceau. Le but de ces circuits est de fournir une impulsion calibrée en amplitude et en durée pour tout signal d'amplitude supérieure au seuil de déclenchement. Ils sont utilisés par exemple à la sortie de circuits de coïncidences ou pour calibrer les impulsions issues des photomultiplicateurs dépourvus de limiteur. Notons qu'aucune coïncidence ne définit la voie incidente, car celle-ci aurait engendré de trop grandes variations dans la définition *trigger*, à cause des importantes structures dans le temps de déversement du faisceau.

Un grand nombre d'échelles de comptage servent à enregistrer, outre le nombre de particules incidentes, les comptages à la sortie des divers étages de coïncidences, permettant ainsi de surveiller le bon fonctionnement des compteurs et des circuits. Leur contenu peut être imprimé sur demande.

2.1.4 Compteurs Cerenkov et identification des particules

La mesure de P_0 est faite simultanément pour les pions, les kaons et les protons (antiprotons). Nous cherchons à définir avec le plus de sûreté possible un pion ou un kaon incident par un signal électronique. Nous utilisons pour cela un télescope de trois compteurs Cerenkov à seuil sur la voie incidente, pour diminuer la probabilité de coïncidences accidentelles. L'élément radiateur de ces compteurs est du gaz comprimé, ce qui permet, par un changement de pression, d'adapter son indice de réfraction à l'impulsion du faisceau. Ces compteurs sont de conception classique : la lumière produite par une particule est dirigée vers un photomultiplicateur 56 DVP, placé sur le côté, à l'aide d'un long miroir cylindrique entourant le gaz radiateur, puis d'un miroir sphérique mince à 45° , et enfin d'un miroir conique entourant la photocathode.

Les particules diffusées sont identifiées par deux compteurs Cerenkov à seuil C_5 et C_6 en forme de tronc de cône (voir fig. 1) et couvrant une bande de moment transféré comprise entre 0,15 et 0,95 (GeV/c)². Ces deux compteurs sont utilisés pour rejeter des événements pour lesquels la particule est différente de la particule diffusée. De tels événements sont principalement dus à des coïncidences accidentelles entre un pion ou un kaon et un proton ayant donné une diffusion sur la cible polarisée.

Les signaux de ces différents compteurs Cerenkov sont mis en coïncidence ou en anticoïncidence de la façon décrite par la figure 6 : le tableau 3 montre leur fonction et le mode d'identification logique des trois types de particules.

Tableau 3
Fonction des compteurs Cerenkov
et mode d'identification logique des particules

Compteurs	C_1	C_2	C_3	C_5	C_6
Gaz	Azote	Ethylène	Ethylène	Propane	Fréon
Particule détectée	Pion	Pion + kaon	Pion + kaon	Pion + kaon	Pion
Pions incidents				$C_1 C_2 C_3$	
Événement pion				$C_1 C_2 C_3 R$	
Événement pion diffusé				$C_1 C_2 C_3 C_5 C_6 R$	
Kaons				$\bar{C}_1 C_2 C_3$	
Événement kaon				$\bar{C}_1 C_2 C_3 R$	
Événement kaon diffusé				$\bar{C}_1 C_2 C_3 C_5 \bar{C}_6$	
Protons incidents				$\bar{C}_1 \bar{C}_2 \bar{C}_3 \bar{C}_4$	
Événements protons diffusés				$\bar{C}_1 \bar{C}_2 \bar{C}_3 \bar{C}_5 \bar{C}_6 R$	

Nous savons que lorsqu'une particule est présente à un temps t donné dans un faisceau de N particules par seconde, la probabilité que pendant l'intervalle Δt qui suit, un nombre x de particules soient détectées, en plus de la particule initiale, est donnée par la loi de Poisson :

$$P_{x+1} = e^{-\Delta t \cdot N} \frac{(\Delta t \cdot N)^{x+1}}{(x+1)!} \cdot$$

L'intervalle Δt , fixé par l'électronique, est de l'ordre de 10 à 15 nsec.

Ainsi pour le faisceau à 6 GeV/c, de signe positif, d'intensité $N = 3,5 \times 10^6/200$ msec, et pour le faisceau à 10 GeV/c, de signe négatif, d'intensité $3 \times 10^6/200$ msec, les probabilités de discerner une seule particule ou, ce qui est équivalent, d'avoir une multiplicité 1 sur la voie incidente, sont :

$$P_1 (6 \text{ GeV/c}) = 50\%$$

$$P_1 (10 \text{ GeV/c}) \approx 65\% .$$

Ainsi, à 6 GeV/c, pour seulement 50% des événements, le type de la réaction est parfaitement connu par la détermination de la nature de la particule incidente. Pour les autres événements (multiplicité > 1), il est nécessaire de déterminer la nature de la particule diffusée pour connaître la nature de la particule qui a interagi.

En raison du fond particulièrement élevé qui affecte la mesure des kaons incidents, il est nécessaire d'identifier ces derniers de la manière la plus sélective possible. A cet effet, nous avons utilisé une méthode différentielle⁹⁾ d'identification, parallèlement à celle indiquée dans le tableau 3. Elle consiste à isoler, au moyen de deux discriminateurs EGG TR 204, la partie du spectre d'impulsion de C_2 et de C_3 correspondant aux kaons, et de mettre ces signaux en anticoincidence avec celui du compteur C_1 pour obtenir une signature très propre des kaons incidents.

2.1.5 Hodoscopes

Chacun des hodoscopes (H_1 à H_5) est constitué de deux plans orthogonaux de scintillateurs plastiques qui forment une grille de cellules, pour localiser la trajectoire d'une particule et lui attribuer comme coordonnées celles du centre géométrique de l'élément frappé.

La construction de ces appareils est originale : elle consiste à alléger au maximum la construction mécanique et électronique de manière à en faciliter le démontage et le montage lors d'une panne, ainsi que d'éventuelles transformations en cours d'expérience. Les barreaux de scintillateurs sont enveloppés de mylar aluminisé de deux microns d'épaisseur et sont serrés les uns contre les autres pour former un plan compact. Les photomultiplicateurs du type XP 1110 sélectionnés avant la construction sont moulés dans une boîte rectangulaire en araldite noire et fixés sur un cadre rigide en acier. Un guide de lumière élastique en silicoïde

permet d'assurer un contact optique parfait entre le phototube et le scintillateur, et de s'affranchir ainsi de la mécanique compliquée de serrage généralement utilisée dans la construction de tels hodoscopes. La figure 7 donne une description du montage mécanique. Un amplificateur, dont les éléments sont moulés dans du systastène, est enfiché directement à l'arrière du PM; il sert de circuit de mise en forme des signaux de sortie dont l'amplitude varie, suivant l'élément, entre 0,6 et 2,0 volts. Chacun des PM d'un plan ou d'une partie d'un plan d'hodoscope est relié en série et alimenté par le même système que celui décrit pour les 56 DVP⁸). La haute tension (2 kV) est amenée depuis les baies d'alimentation par câbles blindés de douze conducteurs.

Dans une expérience de diffusion élastique où les taux de comptage sont très élevés, les hodoscopes à scintillation semblent à ce jour être encore les mieux appropriés. En associant des photomultiplicateurs XP 1110 et des scintillateurs plastiques à haut rendement lumineux nous obtenons une efficacité de détection d'environ cent pour cent et un temps de résolution de 7,5 nsec; le taux de comptage est d'environ 10^7 particules par seconde.

L'hodoscope H_1 , à 5 mètres en amont de la cible polarisée, permet de déterminer la direction des particules incidentes. Les composantes du vecteur de diffusion sont obtenues à l'aide de l'hodoscope H_2 , placé perpendiculairement à l'axe du cône d'émission des particules diffusées; celui-ci a la forme d'un secteur de 34 degrés d'ouverture. Notons que grâce à la faible dimension transversale de la cible polarisée, un seul hodoscope sur chaque voie est suffisant pour une bonne précision des vecteurs incidents et diffusés.

La trajectoire du proton de recul est déterminée par l'hodoscope H_4 . Pour des $|t| > 1,0$ (GeV/c)², grâce à l'hodoscope H_3 , composé d'un seul plan de scintillateurs verticaux, on peut reconstruire la direction et par suite le point d'émission sur la cible; cette technique permet de rejeter, dans la région des grands transferts, entre 35 et 40% d'événements non élastiques.

Compte tenu de l'intensité élevée du faisceau, nous avons utilisé une technique nouvelle et originale pour déterminer la direction des particules incidentes, sans perte importante d'événements due aux comptages multiples.

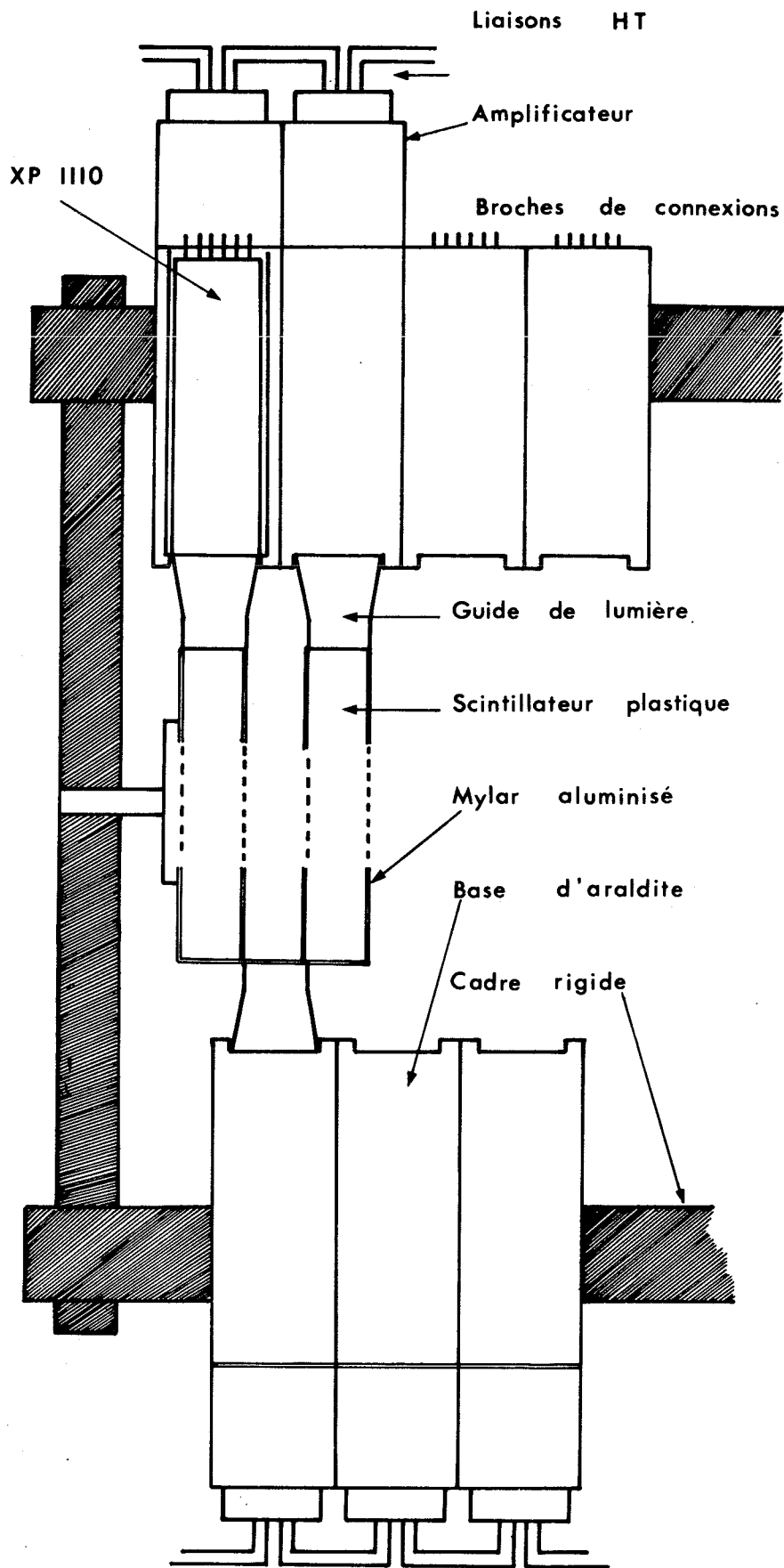


Fig. 7 Principe du montage d'un hodoscope

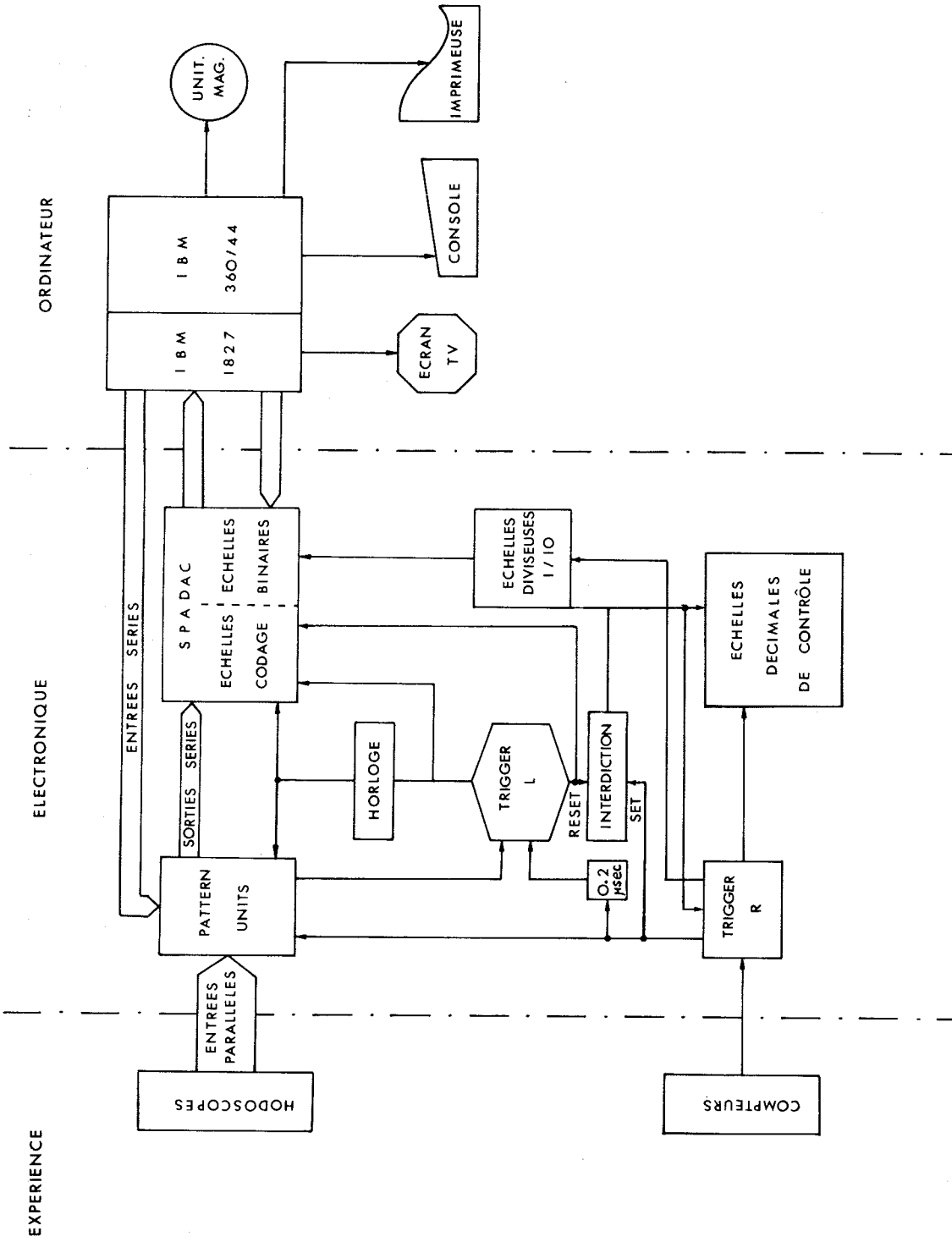


Fig. 8 Schéma du principe de l'acquisition des données

2.2 Le système d'acquisition des données

Le rôle du système d'acquisition des données est de rassembler puis de transférer à l'ordinateur, sous la forme la plus compacte possible, toutes les informations nécessaires à la description d'un événement. Ces informations sont : les numéros des scintillateurs frappés sur un plan d'hodoscope, la valeur de la polarisation de la cible et son signe, une information oui-non pour chaque compteur Cerenkov, une information indiquant la nature de l'événement, des moniteurs tels que le nombre de pions et de kaons incidents.

Dans la section suivante nous développerons ce système d'acquisition, qui présente la séduisante particularité de ne transmettre à l'ordinateur que les informations concernant un événement exploitable. Dans une telle expérience, où l'on utilise environ 500 compteurs, une réduction du nombre d'informations brutes est nécessaire si l'on ne veut pas que l'ordinateur soit surchargé. Cette réduction est opérée par un codage et un filtrage en temps réel dans le sens que les données transmises à l'ordinateur ne doivent pas seulement remplir les critères du "déclenchement", mais également satisfaire à certaines conditions physiques. La figure 8 schématise le principe de l'acquisition des données.

2.2.1 Mémorisation

Au niveau de l'enregistrement, le *pattern unit*, ou enregistreur de configuration à sortie parallèle, habituellement utilisé, considère chaque compteur d'un plan d'hodoscope comme un bit d'un mot binaire, la longueur de ce mot étant alors égale au nombre de compteurs dans l'hodoscope. Comme, dans une expérience de diffusion élastique, un événement exploitable ne doit contenir qu'une seule particule dans chaque plan d'hodoscope pour être reconstruit sans ambiguïté, le rapport du nombre de 1 au nombre de 0 reste toujours très petit; il en résulte donc une mauvaise exploitation des circuits de mémorisation et de l'ordinateur de dépouillement. De plus, il n'est pas possible de signaler la multiplicité de l'événement mémorisé, c'est-à-dire le nombre de particules ayant frappé un plan d'hodoscope; on ne pourrait alors avec ce système rejeter les événements trop riches qu'au niveau de l'analyse des données.

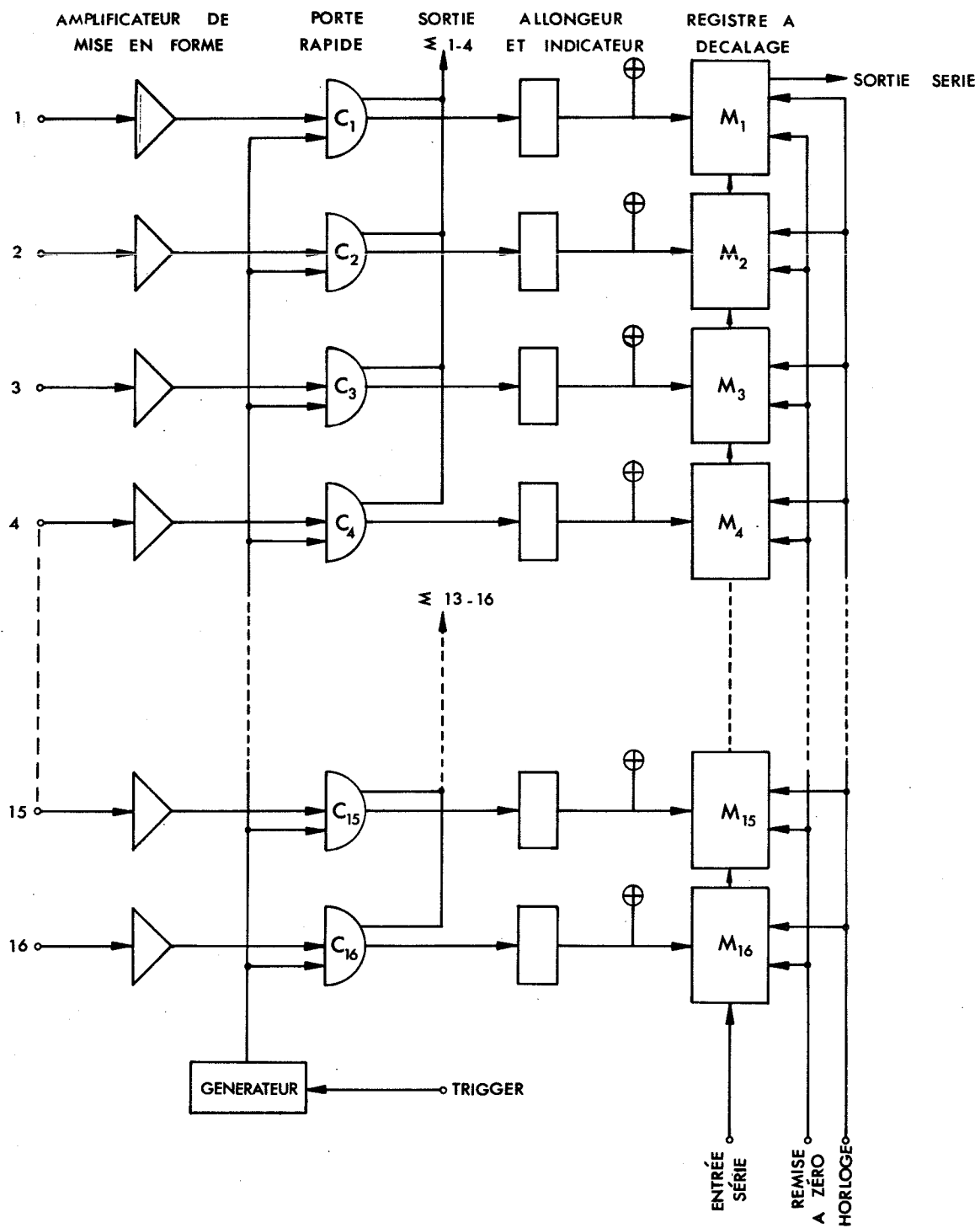


Fig. 9 Principe du pattern unit

Nous avons utilisé un nouveau type de pattern unit capable de réaliser, à l'aide d'échelles spéciales, le codage positionnel des particules comptées; en numérotant les compteurs de chaque hodoscope à partir de 1, on n'enregistre que le rang des compteurs ayant détecté une particule.

Ces pattern units sont constitués d'un ensemble de circuits de coïncidences avec mémorisation, conformément au schéma de la figure 9. Chaque module comporte 16 entrées mises en forme par un amplificateur, qu'on fait ensuite coïncider avec un signal de porte commune C_1, \dots, C_{16} . Cette porte (*gate*) est le signal de déclenchement R décrit précédemment, sa durée étant déterminée pour chaque hodoscope. Ces circuits de coïncidence sont du type à courant continu, et leur résolution varie suivant les hodoscopes entre 7,5 et 20 nsec. Les informations en coïncidence sont mémorisées dans les cellules d'un registre à décalage rapide M_1, \dots, M_{16} , pourvu d'une entrée-horloge, d'une entrée-série, d'une sortie-série et d'une fonction de remise à zéro (*reset*). L'état de chacun de ces éléments-mémoires est indiqué par un voyant lumineux. Un train d'impulsions appliqué à l'entrée-horloge transfère le contenu du registre à un câble coaxial unique branché sur la sortie-série.

Le mélange des sorties parallèles $\Sigma 1-4, \Sigma 5-8, \Sigma 9-12, \Sigma 13-16$ fournit une sortie unique par plan d'hodoscope. Cette sortie (appelée L dans la figure 8) donne un signal si chaque plan a détecté au minimum une particule; ce signal initialise le système de codage des pattern units. Il s'écoule environ 200 nsec entre le moment où les compteurs du *trigger* détectent un événement probable et l'arrivée de l'information correspondant à un événement candidat. Le taux typique d'acquisition est d'environ 1 candidat L pour 12 triggers R; ce taux varie en fonction de l'énergie et du signe du faisceau.

Chaque élément d'hodoscope est relié à une entrée de pattern unit par câble d'une longueur suffisante pour réaliser la coïncidence avec le signal de *gate* R. Les registres rapides à décalage de plusieurs pattern units sont connectés en cascade afin de former une seule chaîne par plan d'hodoscope; pour des raisons décrites plus loin, cette chaîne est limitée à 63 entrées parallèles. Les hodoscopes contenant plus de 63 compteurs sont considérés, au niveau de l'analyse, comme formés de modules de 63 compteurs ou moins.

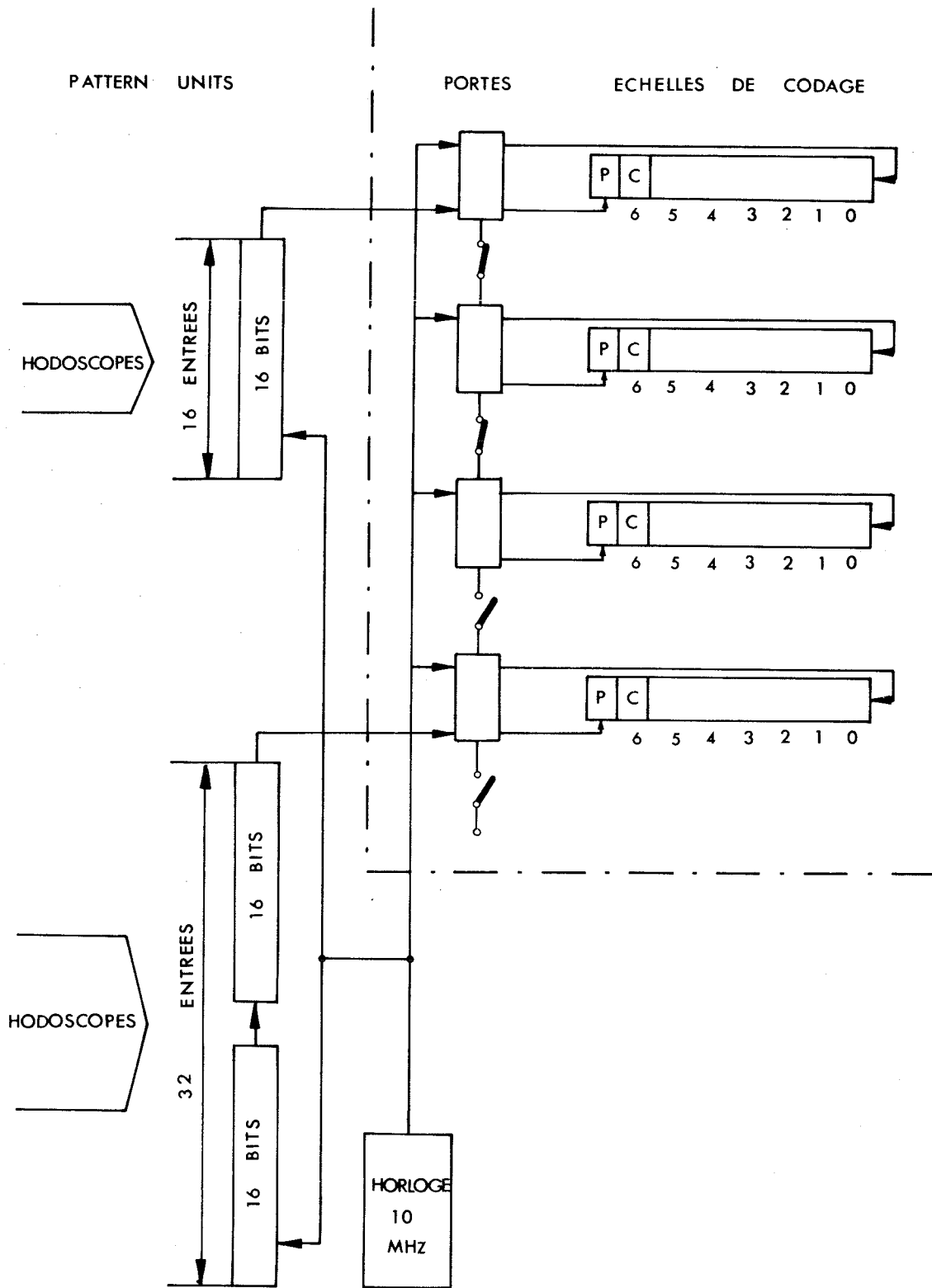


Fig. 10 Codage des hodoscopes

2.2.2 Codage des pattern units

Le codage positionnel des pattern units est analogue à la lecture magnétostrictive d'une chambre à fils; chaque compteur et sa porte de coïncidence jouent le rôle d'un fil, le registre à décalage étant l'homologue de la ligne magnétostrictive.

La sortie-série d'un pattern unit ou d'un ensemble de pattern units (correspondant à un plan d'hodoscope ou à une partie d'un hodoscope) est connectée à des portes d'échelles de codage de huit bits^{*)}. Les échelles sont arrangées en chaîne, de sorte qu'une impulsion appliquée au début ferme leurs portes séquentiellement dans l'ordre où elles apparaissent dans la chaîne. Chaque porte est reliée à la suivante par un interrupteur de façon que la chaîne puisse être interrompue après 1, 2, 3 ou 4 échelles de codage selon que l'on désire compter 1, 2, 3 ou 4 particules dans le plan d'hodoscope considéré. Ainsi le nombre d'échelles détermine la multiplicité acceptée par plan d'hodoscope. Ces échelles sont groupées dans un appareil commercialisé sous le nom de SPADAC¹⁰⁾.

La figure 10 donne une description du principe de codage. Par exemple, la sortie-série d'un module de 16 éléments est connectée à une chaîne de trois échelles de codage afin de recueillir les informations d'au maximum trois particules sur le plan d'hodoscope correspondant. La sortie-série d'un registre à décalage de 32 éléments, connectée à une échelle, ne codera l'information que d'un compteur d'hodoscope. Les échelles de codage ont une capacité de 6 bits, c'est ce qui limite à $(2^6 - 1) = 63$ le nombre d'entrées parallèles sur les pattern units. Au début du codage, les impulsions en provenance des compteurs d'hodoscope ont basculé leur bit correspondant dans le pattern unit et le contenu des échelles de codage est nul.

Le processus de codage positionnel se déroule alors comme suit. Après la détection d'un événement, un générateur-horloge de 10 MHz se met en marche et décale, à travers la sortie-série, les informations contenues dans le pattern unit; toutes les échelles comptent les impulsions de ce générateur. Lorsqu'une impulsion est présente à la sortie du registre, elle ferme la première porte de la chaîne, et la logique du distributeur

*) Bits = BInary digiTS.

stoppe le comptage dans la première échelle qui contient alors le rang de la particule enregistrée. Le processus continue jusqu'à la fin de l'exploration de tous les registres; les adresses des informations subséquentes sont stockées dans les échelles suivantes de la chaîne.

Deux bits des échelles de codage ont une signification particulière. Le bit le plus à gauche (P sur la figure 10) est basculé lorsqu'une porte d'échelle déjà fermée reçoit encore un signal de la sortie-série. Un bit P présent dans la dernière échelle d'une chaîne indique alors que le nombre d'informations dans le pattern unit est plus grand que le nombre d'échelles qui lui est assigné, c'est-à-dire que la multiplicité fixée pour un plan d'hodoscope est dépassée.

Le bit C de l'échelle de codage porte la valeur $2^6 = 64$; il est câblé de telle manière qu'une fois basculé on ne peut le remettre à zéro qu'en remettant à zéro toute l'échelle. Ce bit sera toujours égal à 1 si l'échelle compte plus de 63 impulsions, il mémorise donc son dépassement de capacité. Par contre, si l'horloge envoie plus de 63 impulsions, ce bit C sera basculé dans toutes les échelles qui ne sont pas stoppées par une sortie-série, ce qui signifiera qu'aucun élément d'hodoscope n'a été touché.

Les bits P et C sont utilisés par la logique de filtrage en temps réel (décrite plus loin) pour vérifier si le nombre de particules désirées a été détecté par les hodoscopes.

Toutes les chaînes de pattern unit en série sont codées simultanément. L'horloge de codage émettant 70 impulsions à une fréquence de 10 MHz, le temps total de codage prend 7 μ sec. La fréquence d'avance ne doit pas dépasser 10 MHz pour obtenir un bon fonctionnement, qui ne soit pas affecté par les retards des câbles d'interconnection.

Le tableau 4 indique le nombre total d'éléments par plan d'hodoscope et le nombre d'échelles de codage utilisées; nous voyons ainsi l'avantage de cette méthode qui permet le codage de 455 bits en 18 bytes (équivalent à 144 bits).

2.2.3 Transfert des informations codées

Le transfert des données est arrangé sur la base de mots binaires, le long d'une ligne de transmission (*data-bus*) à 16 voies. Des cartes

de circuits imprimés, contenant quatre échelles de codage de 8 bits, sont enfichées directement sur la ligne de transmission; deux échelles de codage forment alors un mot de 16 bits. D'autres cartes, de quatre échelles binaires de 16 bits, sont également connectées à la ligne de transmission pour transférer toutes les informations autres que celles provenant des hodoscopes, tels que les moniteurs, la valeur de la polarisation de la cible, les signaux individuels des compteurs Cerenkov, par exemple.

La logique de transfert, une fois le codage des pattern units terminé, sélectionne séquentiellement les mots de 16 bits, dans l'ordre suivant lequel ils apparaissent le long de la ligne de transmission. Celle-ci est connectée par une "interface", à l'entrée digitale de l'ordinateur.

2.2.4 Filtrage en temps réel

Une facilité, déjà signalée, de ce système d'acquisition permet d'effectuer un balayage de toutes les échelles de codage, avant d'initialiser le transfert des informations à l'ordinateur. Durant ce balayage les lignes P et C (fig. 11) sont interrogées par un circuit pouvant détecter la présence d'un bit P ou d'un bit C dans chacune des échelles sélectionnées.

La présence d'un bit P dans la N^e échelle de codage d'un plan d'hodoscope signifie que plus de N particules ont frappé ce plan. D'une manière analogue, la présence d'un bit C indique que l'hodoscope a détecté moins de N particules. Le circuit, en testant le bit P et le bit C, indique si des hodoscopes n'ont pas détecté le nombre de particules requises. Les sorties de ce circuit de filtrage peuvent être utilisées par une logique séparée pour rejeter un événement avant son transfert à l'ordinateur, remettre à zéro les échelles de codage et les registres des pattern units.

Dans cette expérience nous utilisons le filtrage en temps réel pour vérifier qu'aucun des plans d'hodoscope ne détecte plus d'une ou de deux particules suivant les plans. Les mauvais événements ne sont pas rejetés, mais comptés dans les échelles binaires de 16 bits, enregistrés à la fin de chaque burst de PS, afin d'en tirer une statistique.

La fréquence de balayage du circuit de filtrage est de 1,5 MHz; le filtrage, qui nécessite le balayage de 24 échelles de codage prend alors 16 μ sec.

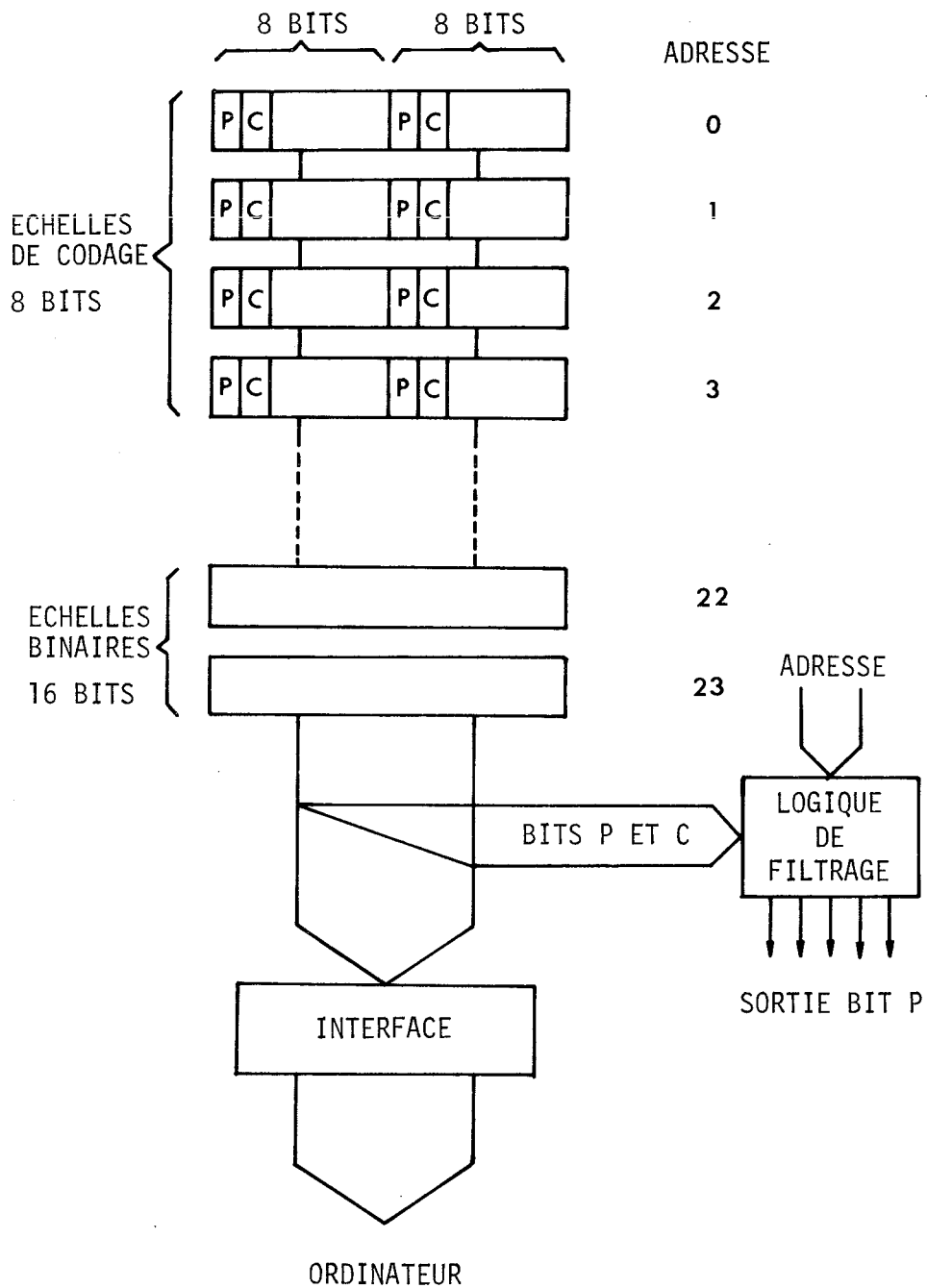


Fig. 11 Principe du filtrage en temps réel

2.2.5 L'ordinateur en ligne

L'ordinateur en ligne est un IBM 360/44, relié au SPADAC par une interface IBM 1827 comprenant un multiplexeur rapide. Sa mémoire est de 32000 mots de 32 bits, mais la plus petite unité adressable est le byte (= 8 bits). Le cycle de stockage de l'unité centrale est de 1 μ sec. Il est en outre équipé d'une imprimante rapide, d'un lecteur de cartes perforées, de trois dérouleurs de bandes magnétiques à 7 pistes, d'un écran TV à mémoire et de deux disques magnétiques.

Les événements sont mémorisés l'un après l'autre dans une zone tampon circulaire; le multiplexeur rapide permet de transférer au maximum 500 kilobytes par seconde, limitant ainsi le taux d'acquisition à environ 500 événements par bouffée du PS (notons que ce taux est très élevé et qu'il n'a jamais été atteint dans cette expérience). Le temps total de transfert du SPADAC à la mémoire de l'ordinateur est de 96 μ sec pour l'enregistrement de 48 bytes.

La lecture proprement dite des données est faite par mode "interruption" : dès que le premier événement d'une bouffée est à prendre, le dispositif expérimental envoie à l'ordinateur un signal qui interrompt le traitement en cours (pendant la durée de la bouffée) pour mettre en jeu la séquence de lecture. Comme l'acquisition se fait pendant un temps très court, nous laissons un canal connecté sur cette voie pendant toute cette période; ceci permet une prise en compte du maximum d'informations. Malheureusement, cette technique d'acquisition peut être perturbée par des signaux parasites venant d'expériences voisines par exemple; en particulier, les mots de l'enregistrement peuvent être décalés, ce qui imposera certaines précautions dans le traitement hors ligne.

2.2.6 Tests de l'électronique

Les différentes fonctions du système d'acquisition sont vérifiées fréquemment à l'aide de l'ordinateur, par un programme séparé, qui écrit des informations binaires dans les pattern units à travers l'entrée-série. Il donne ensuite l'ordre au SPADAC de décoder les pattern units, et le contenu des échelles de codage est comparé avec les valeurs envoyées initialement. En cas de désaccord, l'erreur est imprimée en indiquant dans quelle chaîne de registre elle s'est produite.

En quelques secondes, ce programme génère et teste le codage de toutes les combinaisons de positions possibles jusqu'à une multiplicité de quatre dans chaque chaîne de pattern units.

Un second programme séparé permet de vérifier le transfert de données, en écrivant des nombres dans les échelles du SPADAC, et effectue une comparaison après leur lecture par l'ordinateur.

Cette facilité s'est avérée très efficace pour détecter et localiser toutes les erreurs dans le système d'acquisition de données.

3. TRAITEMENT DES DONNEES ET RESULTATS

La figure 12 montre le principe de l'analyse des données depuis l'enregistrement des informations jusqu'à leur traitement final hors ligne.

Nous avons vu dans la section précédente que l'acquisition des données et leur écriture sur bandes magnétiques est réalisée à l'aide d'une calculatrice IBM 360/44. A partir de ce point leur analyse est poursuivie en deux étapes distinctes :

- a) Une analyse en ligne (entre deux bouffées de PS) permet d'effectuer un contrôle permanent de l'expérience, une réduction des données brutes, l'écriture sur bandes magnétiques (DST : data summary tapes) de toutes les informations physiques d'un événement.
- b) Une analyse hors ligne traitant les bandes magnétiques DST pour le calcul final de P_0 .

Dans cette section nous décrirons séparément ces deux canaux d'analyse et les diagnostics qu'ils fournissent.

3.1 Traitement en ligne

Le programme en ligne est composé de quatre "phases" stockées sur disque magnétique et chargées en mémoire en cours d'exécution (*overlay*), ceci chaque fois qu'elles doivent être utilisées. Cette façon de procéder permet d'épargner un important nombre de positions de mémoire.

Les fonctions du programme les plus importantes et intervenant souvent au cours de l'analyse sont écrites en langage *assembler*, ce qui diminue d'un facteur sept le temps d'exécution par rapport à la programmation en langage symbolique FORTRAN.

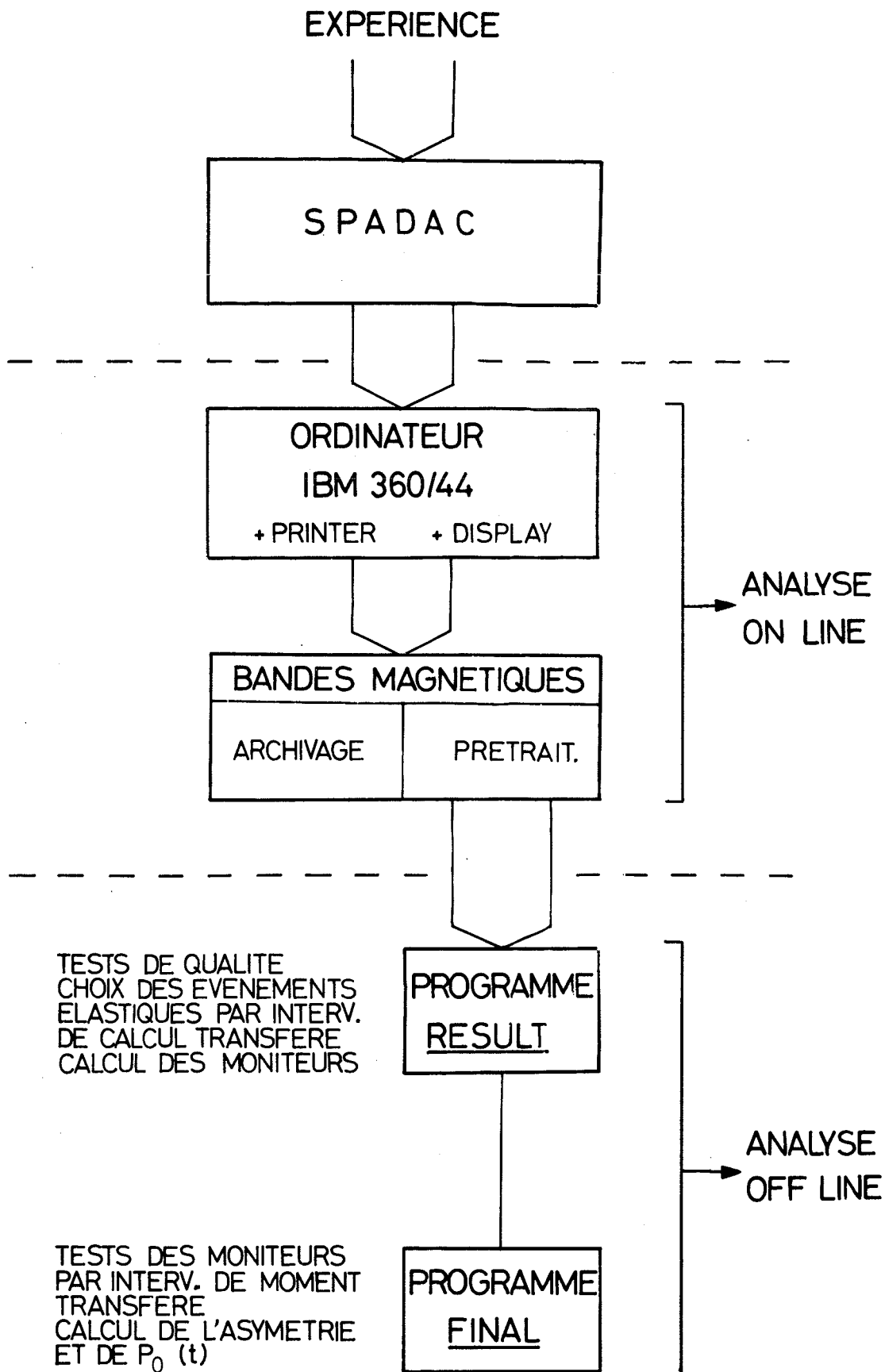


Fig. 12 Principe de l'analyse des données

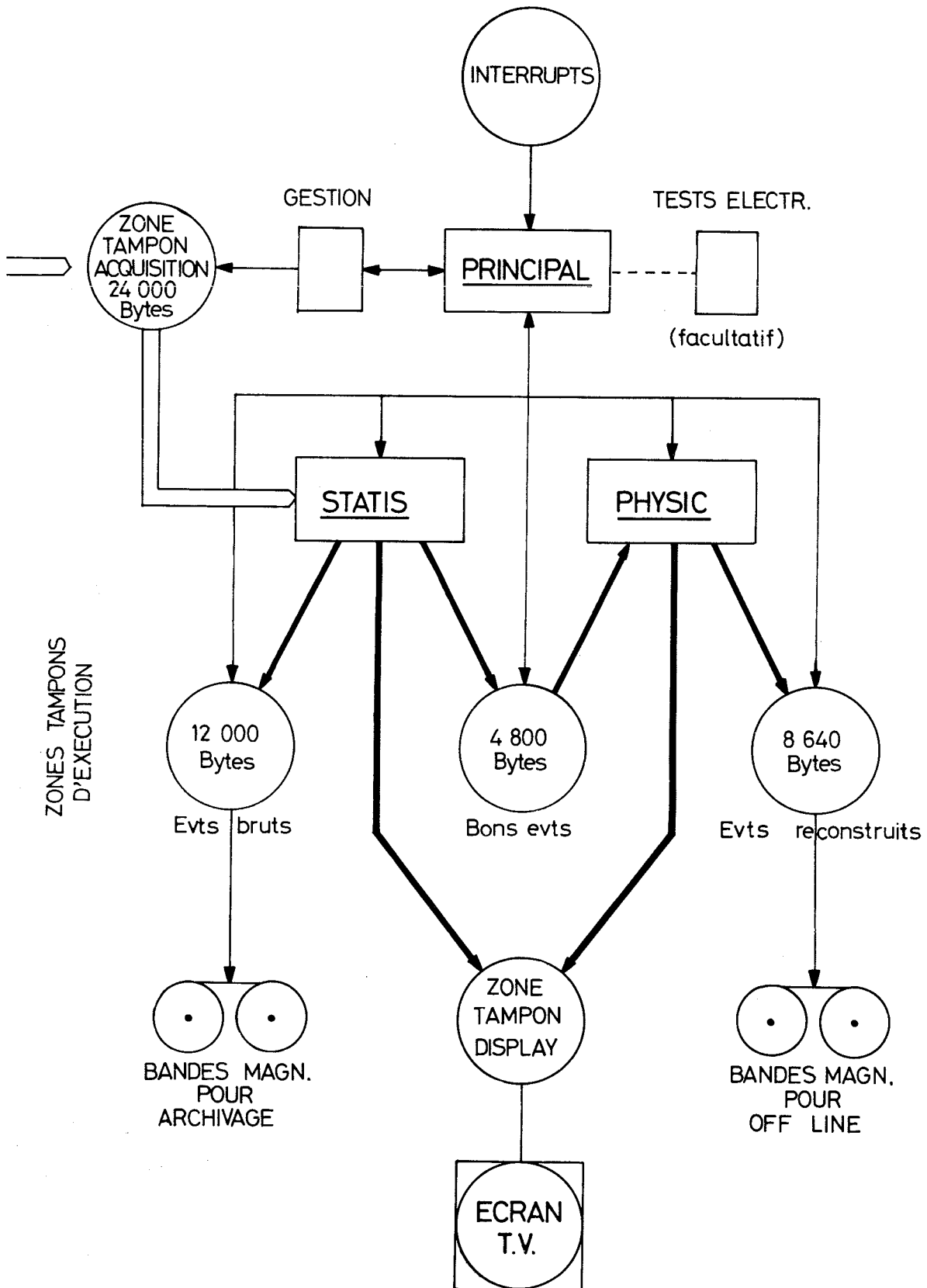


Fig. 13 Description du traitement des données en ligne

La figure 13 donne une description du traitement en ligne dont les différentes fonctions sont :

a) MAIN

Coordonne le fonctionnement de tout le traitement en ligne;
Réagit aux signaux d'interruption venant de la zone expérimentale;
Assure une liaison entre l'expérimentateur et le déroulement du programme;
Gère les zones tampons d'exécution.

b) GESTION

Stocke dans la zone tampon circulaire, pendant une bouffée de PS, les événements codés par le SPADAC;
Teste la fin de zone, et fait évoluer l'adresse courante;
Vérifie l'alignement des 48 bytes de l'enregistrement et place un code indicatif dans le 11^e byte s'il y a un décalage;
Place un code indicatif dans le 12^e byte de l'enregistrement si celui-ci est accompagné d'un signal parasite venant du hall expérimental (influence des autres expériences);
Compte le nombre d'événements par bouffée de PS.

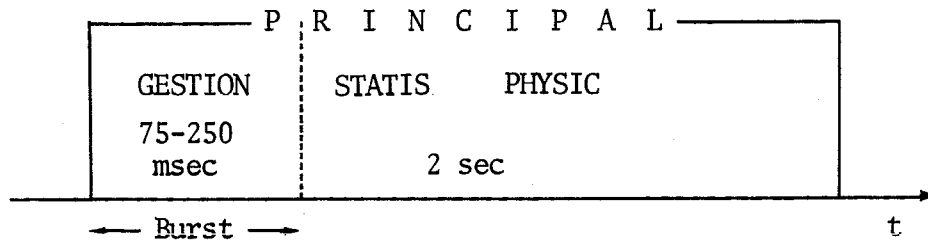
c) STATIS

Décode chaque événement;
Effectue une série de tests;
Contrôle les informations venant de la zone expérimentale;
Mémorise un certain nombre de valeurs pour donner une statistique à la fin d'un run;
Constitue des histogrammes des distributions sur les plans d'hodoscoptes.

d) PHYSIC

Effectue un prétraitement de tous les événements;
Constitue des histogrammes de valeurs physiques pour suivre sur l'écran TV l'évolution de la prise de données.

La séquence d'appel de ces différentes fonctions est illustrée par le schéma suivant :



L'IBM 360/44 possède 131072 bytes de positions de mémoires. Le système gérant le fonctionnement de la machine en occupe 17000 et les mémoires tampons 26072; il reste donc 88000 positions de mémoires à l'usage du traitement en ligne.

3.1.1 Tests et décodage des événements

Cette fonction du traitement en ligne est assurée par le programme STATIS, qui est écrit entièrement en langage *assembler*. Il analyse tous les événements pris en compte pendant une bouffée de PS.

Dans une première partie, le programme effectue des tests sur la validité de l'événement, il vérifie s'il y a un décalage des mots de l'enregistrement, si l'événement est accompagné d'un signal parasite venant du hall expérimental, si la polarisation de la cible est nulle, si le signe de cette polarisation n'est pas correct, si les moniteurs sont nuls, si le nombre d'événements transférés est inférieur à un nombre fixé d'avance, etc. Ces erreurs éventuelles sont comptabilisées dans des compteurs de fréquence qui déclenchent un signal d'alarme dans la zone expérimentale si l'une d'elles se produit plus de dix fois en cinq minutes de prise de données; un diagnostic technique décrivant le type d'erreur est alors imprimé sur la machine à écrire.

Dans une seconde étape le programme décode et contrôle les informations provenant des hodoscopes. Si un plan ne contient aucune information (test du 7^e bit du mot lui correspondant), ou si sa multiplicité est supérieure à celle qui est exigée (test du 8^e bit), l'événement est rejeté. Le contenu des bits 0 à 6, converti en décimal, donne le numéro d'ordre de l'élément frappé dans ce plan d'hodoscope.

Le tableau 5 donne une idée des taux d'acquisition et indique le pourcentage d'événements acceptés par le programme en ligne, en fonction de l'impulsion incidente.

Tableau 5
Caractéristiques du faisceau

Energie (GeV/c) Signe du faisceau	6		10		14	
	+	-	+	-	+	-
Evénements bruts ($\times 10^6$)	32	23	53	20	24	5,6
Evénements acceptés ($\times 10^6$)	17	14	42	15	16	4,7
Pourcentage d'événements acceptés	53	61	78	75	67	84
Répartition des événements acceptés						
p ($\times 10^6$)	6,1		3,1		2,3	
π^+ ($\times 10^6$)	3,3		1,2		0,1	
K^+ ($\times 10^3$)	67		144			
\bar{p} ($\times 10^3$)		74		28		
π^- ($\times 10^6$)		8,3		9		1,8
K^- ($\times 10^3$)		40		103		11

Lorsque les tests de validité et le décodage des hodoscopes ont été effectués, le bloc d'informations brutes -- à conserver pour les archives -- est transféré dans une zone tampon, précédé d'un indicatif caractéristique de l'expérience (numéro du run, date, bon ou mauvais événement) afin d'être ensuite écrit sur bande magnétique.

Les informations décodées, à savoir les numéros des scintillateurs frappés, les informations concernant les compteurs Cerenkov et le contenu des moniteurs, sont stockées dans une autre zone tampon qui servira de source au programme de reconstruction.

Une dernière fonction de ce programme est de fournir un contrôle direct de l'expérience. C'est un aspect important du problème en ligne;

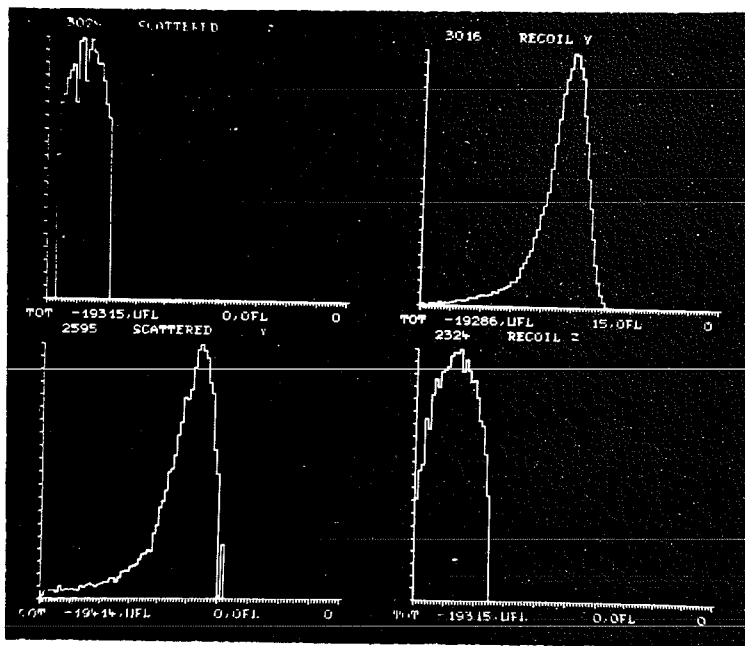


Fig. 14a Distribution d'événements sur les hodoscopes

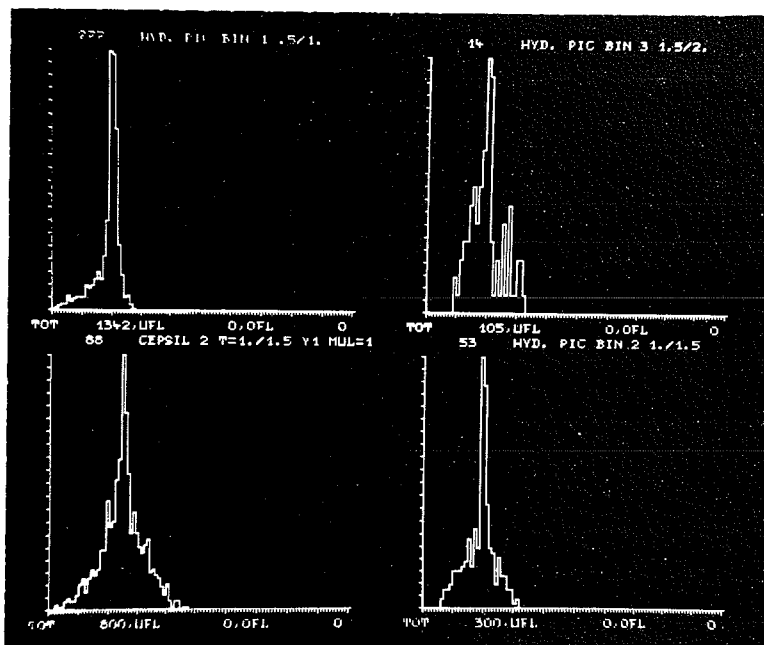


Fig. 14b Pics élastiques reconstruits en ligne

en effet, dans une expérience si complexe, où le taux d'acquisition n'est pas excessivement élevé, il est nécessaire d'accumuler une statistique pendant plusieurs heures pour arriver à des résultats valables. Il est donc indispensable que pendant ce temps nous soyons tenus au courant du bon déroulement de l'expérience afin de pouvoir intervenir très rapidement, en cas de panne, par exemple.

Nous nous sommes servis de spectres comme moyens de contrôle, ceux-ci pouvant être présentés simultanément avec l'acquisition, sur un écran cathodique à mémoire. La constitution d'un spectre est rendue possible grâce à l'organisation d'une partie de la mémoire en une série de compteurs correspondant à chaque élément des plans d'hodoscope. Le problème consiste à aiguiller une information vers la ou les classes de mémoire qui lui correspondent et à les compter.

En principe, la visualisation d'un spectre sur un écran cathodique n'est pas une opération compliquée : les tensions de déflexion verticales, Y, sont obtenues à partir des contenus des compteurs consécutifs par l'intermédiaire d'un convertisseur digital-analogue. Un autre compteur, mis à zéro au début de chaque image et évoluant de +1 pour chaque valeur de Y, fournit à travers un autre convertisseur la tension de déflexion X.

Le programme construit un histogramme par plan d'hodoscope. La figure 14a montre les distributions des particules détectées par des plans d'hodoscope. Le mauvais fonctionnement d'un phototube se manifeste par une variation brutale du nombre d'événements enregistrés.

En conclusion, ce programme STATIS est purement technique; il permet d'une part de détecter immédiatement tout mauvais fonctionnement et d'autre part, il garantit que l'information transmise au programme de reconstruction est techniquement bonne.

3.1.2 Reconstruction des événements (PHYSIC)

Nous pouvons diviser en deux étapes le programme PHYSIC. Il est écrit en langage symbolique FORTRAN, ce qui permet des modifications rapides, avantage important pendant les périodes de tests.

Dans une première étape, nous reconstruisons les trois branches de l'événement à partir des positions sur chaque plan d'hodoscope, à savoir

les composantes des vecteurs incident V_{inc} , diffusé V_{diff} , et de recul V_{rec} . Dans la seconde étape, nous procédons à une analyse physique de tous les événements, à savoir :

Voie incidente :

L'hodoscope H_1 définit, avec le centre de la cible, la direction des particules incidentes; cependant, si plusieurs particules sont enregistrées simultanément, on doit choisir l'une des deux solutions suivantes :

- i) Définir une trajectoire moyenne et admettre une moins bonne précision sur la direction incidente;
- ii) Effectuer le décodage en utilisant l'hodoscope H_5 , situé sur le faisceau transmis, pour connaître les coordonnées de la particule qui a interagi.

Voie diffusée :

En supposant une diffusion élastique produite au centre de la cible, à chaque élément de l'hodoscope $H_2(\theta, \phi)$, nous associons une impulsion de la particule diffusée. Il est alors possible de calculer les angles θ_{diff} et ϕ_{diff} ainsi que le moment transféré t défini par :

$$t = -2p^2(1 - \cos \theta_{diff}^*) .$$

L'erreur sur l'angle de diffusion produite par la résolution spatiale et les approximations est de :

$$\Delta\theta \approx 2 \text{ à } 3 \text{ mrad.}$$

Voie recul :

L'impulsion du proton de recul, pour le domaine angulaire de mesure, varie entre 150 et 2000 MeV/c pour la diffusion élastique. En l'absence de la mesure de cette impulsion, il faut utiliser les informations de la voie diffusée et supposer la réaction élastique, pour définir la valeur calculée de cette impulsion :

$$P_{rec} = f(\theta_{diff}, P_{diff}) .$$

Connaissant P_{rec} et les coordonnées du proton de recul soit sur l'hodoscope H_4 (petits transferts) soit sur l'ensemble des hodoscopes H_3 et H_4 ,

nous pouvons, par le calcul, remonter aux angles θ_{rec} et ϕ_{rec} . La résolution moyenne est de $\pm 4^\circ$. Dans le cas des grands transferts, la direction $H_3 - H_4$ permet de calculer une autre quantité : la position du point d'interaction le long de la cible.

Lorsque les trois vecteurs \vec{V}_{inc} , \vec{V}_{diff} et \vec{V}_{rec} ont été déterminés, le programme calcule pour chaque événement la coplanarité définie par :

$$\cos \varepsilon = \frac{\vec{V}_{inc} \cdot \vec{V}_{diff}}{|\vec{V}_{inc}| \cdot |\vec{V}_{diff}|} \cdot \frac{\vec{V}_{rec}}{|\vec{V}_{rec}|} .$$

Pendant cette phase de reconstruction, des histogrammes sont construits (distributions angulaires θ_{rec} , θ_{diff} , coplanarité globale ou par canal de transfert, moment de transfert) à partir des événements de la mesure, et peuvent être visualisés sur l'écran cathodique pendant la mesure.

Les histogrammes de θ_{rec} construits en ligne pour certains canaux de diffusion permettent de voir apparaître sur l'écran, au cours de la mesure, le pic correspondant aux événements élastiques ou "pic hydrogène", ce qui est en fait le meilleur contrôle du bon déroulement de l'expérience (voir fig. 14b).

3.2 Traitement hors ligne

Les bandes magnétiques obtenues en cours de prise de données sont analysées hors ligne, également sur l'ordinateur IBM 360/44. Comme l'indique la figure 12, le traitement hors ligne se compose de deux sous-programmes, RESULT et FINAL, écrits en langage FORTRAN. Le sous-programme RESULT est chargé de rechercher les événements qui satisfont aux conditions d'élasticité, alors que le sous-programme FINAL se charge de normaliser au même nombre d'interactions dans la cible les événements acquis avec la cible polarisée *up* et ceux acquis avec la cible polarisée *down*; il effectue ensuite la soustraction du bruit de fond et calcule le paramètre de polarisation $P_0(t)$.

3.2.1 Tests de la fiabilité des hodoscopes

On comprend aisément qu'il est important que l'efficacité de détection des particules des compteurs d'un même banc d'hodoscope soit la même pour tous; mais ce n'est pas vital pour l'expérience, puisque c'est une

mesure relative. Par contre, si l'on veut éviter un biais dans la mesure de la polarisation, il est obligatoire que cette efficacité reste stable dans le temps.

Une première opération de l'analyse hors ligne consiste à éliminer tout compteur dont le fonctionnement paraît défectueux, et ceci pendant le laps de temps où celui-ci ne satisfait pas aux critères de fiabilité. Afin d'éviter des biais dans la mesure de l'asymétrie, "son" compteur au point de vue angle azimuthal, c'est-à-dire symétrique par rapport au faisceau, est également exclu.

La prise de données étant effectuée par *run* d'environ une heure, le test de fiabilité des hodoscopes consiste alors à normaliser le taux de comptage de chaque compteur d'hodoscope au nombre total d'événements dans le run. Ce facteur de normalisation devant rester constant pour tous les runs, il permet de déterminer les compteurs défectueux. Nous supprimons également les runs pour lesquels le comportement d'un ou de plusieurs plans d'hodoscope semble douteux; notons cependant que cette réjection est inférieure à 10% grâce au système de contrôle en ligne que nous avons décrit précédemment.

3.2.2 Recherche des événements élastiques

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, la plus grande source de bruit de fond, lors de diffusions sur cible de protons polarisés, est due aux noyaux complexes qui accompagnent ceux-ci. Le problème consistera donc à sélectionner, parmi tous les événements, ceux qui correspondent à un choc élastique.

Cette étape de l'analyse est réalisée par le programme RESULT, qui lit les informations contenues sur la bande magnétique délivrée par le programme de reconstruction cinématique; il est capable de classer chaque événement suivant différents critères et de les accumuler dans des histogrammes par intervalles de moments transférés (ces intervalles étant fixés par les résolutions expérimentales).

Pour qu'un événement soit reconnu élastique, il faut évidemment :

Qu'il soit issu de la cible;

Que ses trois branches soient concourantes et coplanaires;

Que l'angle de diffusion et l'angle du proton de recul satisfassent à la relation cinématique convenable.

Deux catégories d'événements peuvent contribuer d'une façon non négligeable au bruit de fond :

Les réactions inélastiques sur protons libres,

Les réactions quasi élastiques sur protons liés.

Pour s'affranchir de ces deux catégories de phénomènes, nous sommes en possession des informations sur l'événement tel qu'il est mesuré. Dans l'hypothèse d'une collision sur proton libre, des informations relatives à la particule diffusée et au proton de recul permettent de reconstruire complètement l'événement et d'obtenir par le calcul la direction et l'énergie du proton.

En ce qui concerne ces deux dernières grandeurs, aux résolutions expérimentales près, les deux résultats -- mesures et calculs -- doivent être identiques. On peut donc, en étudiant les divergences obtenues, sélectionner les événements sur protons polarisés en les séparant du fond.

La méthode de sélection a été trouvée et les critères d'élasticité fixés en effectuant une étude approfondie d'expériences réalisées dans les deux cas extrêmes de cible, lorsque le proton est libre ou lié, c'est-à-dire dans les cas d'expériences poursuivies sur hydrogène (CH) et sur cible sèche (protons tous liés). Cette dernière cible ressemble de près en composition, à la cible polarisée, à l'exception de l'hydrogène. Cette cible est composée, dans le cas du LMN, de baryum et d'oxyde de magnésium, en proportions telles qu'elle possède, comparée au cristal de LMN, le même nombre de protons liés, le même effet d'ombre, et à peu près le même poids total et les mêmes dimensions; dans le cas du butanol, cette "cible sèche" est composée de carbone actif.

On voit donc que trois méthodes de réjection du bruit de fond se présentent :

Coupures dans les distributions du point d'impact sur la cible
(pour $t \geq -1,0 \text{ GeV}/c^2$);

Coupures dans les distributions de l'angle de coplanarité;

Coupures dans la distribution spatiale du proton de recul (grandeur reconstruite).

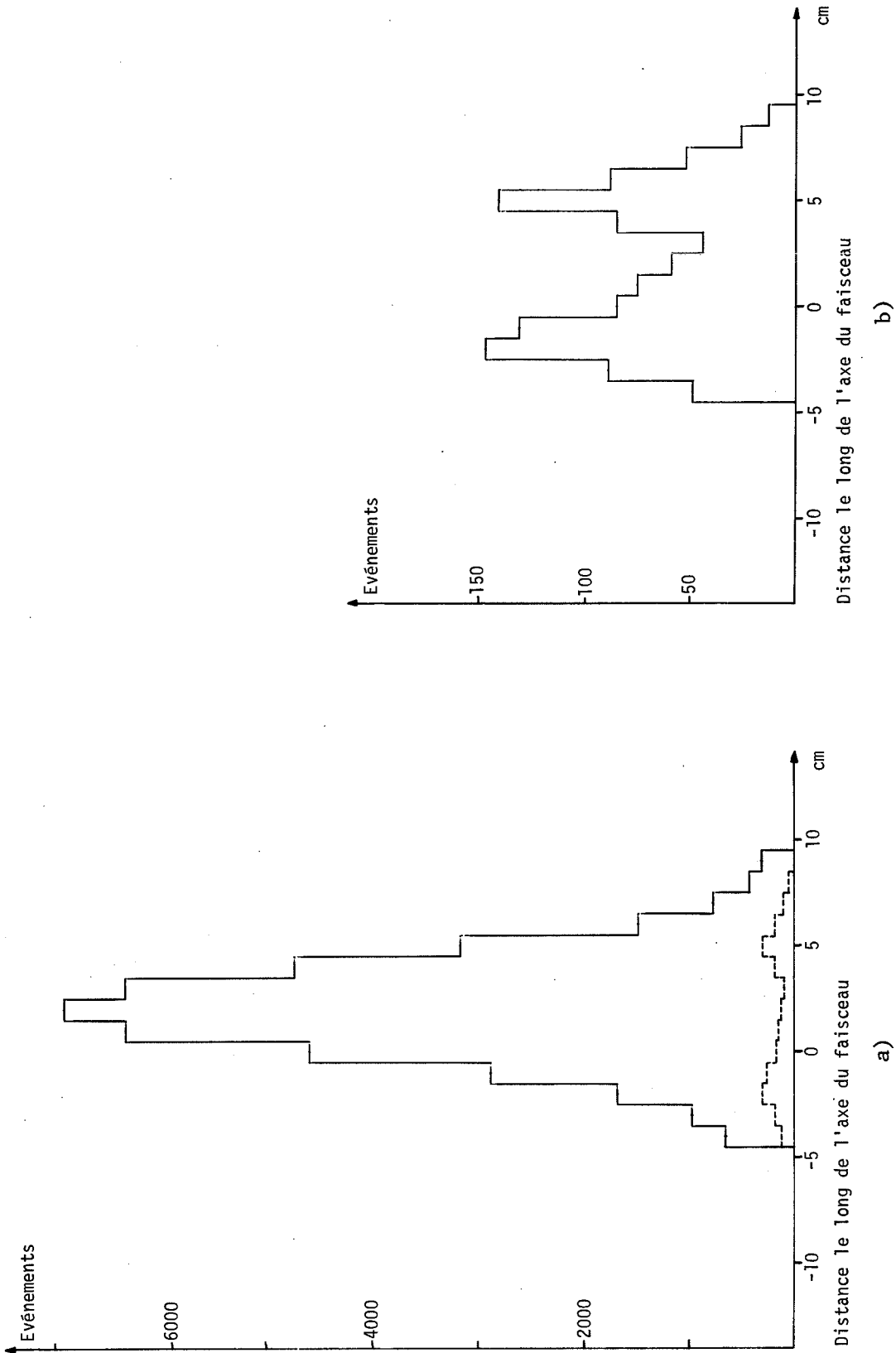


Fig. 15 Reconstruction du point d'interaction

- a) avec le cryostat plein
- b) avec le cryostat vide

Nous verrons plus loin que l'erreur sur le paramètre de polarisation dépend principalement de la statistique et du "fond". Les coupures dans les trois distributions énoncées précédemment doivent être ajustées de façon à entraîner une erreur minimale. Dans le cas de critères trop sélectifs, le "fond" est faible, mais la pauvreté de la statistique entraîne une erreur importante. Dans le cas inverse, la statistique est riche, mais l'erreur reste grande du fait d'une contamination élevée.

Une étude approfondie de ces trois méthodes de sélection nous a montré que les coupures importantes sont celles agissant sur la coplanarité de l'événement.

Pour les événements de moment transféré $t \geq -0,85 \text{ (GeV/c)}^2$, en n'acceptant que ceux dont le proton de recul est issu de la cible (fig. 15), on réduit le bruit de fond sous le pic élastique d'environ 25%. Ainsi sélectionnés, les événements sont groupés par intervalles de moment transféré. L'expérience nous a montré qu'on obtenait une meilleure réduction du bruit de fond en effectuant successivement deux coupures dans les distributions de l'angle de coplanarité, comme le montre la figure 16.

Après ces différentes sélections, le rapport signal sur bruit est d'environ 20 à $t = -0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ et égal à 1 pour $t = -2 \text{ (GeV/c)}^2$. La distribution angulaire correcte des événements participant au bruit de fond, qui est en principe nécessaire pour leur soustraction sous le pic d'hydrogène, est obtenue avec les mêmes critères de sélection par les runs séparés sur la cible sèche. Le contenu des histogrammes correspondant à chaque intervalle de moment transféré est alors stocké sur bande magnétique afin d'être utilisé par le programme FINAL. La figure 17 montre des distributions de l'angle du proton de recul : un pic élastique correspondant aux événements sur les protons libres de l'échantillon cible est superposé à un large bruit de fond.

3.2.3 Résolutions expérimentales

Un important point à considérer est le calcul des résolutions expérimentales telles qu'elles sont définies par notre dispositif.

Nous avons vu que la résolution en impulsion des particules incidentes est égale à $\pm 1\%$. Les résolutions sur la direction du proton de recul sont calculées à partir des dimensions de la face avant de l'hodoscope placé sur la voie-recul et de sa distance à la cible.

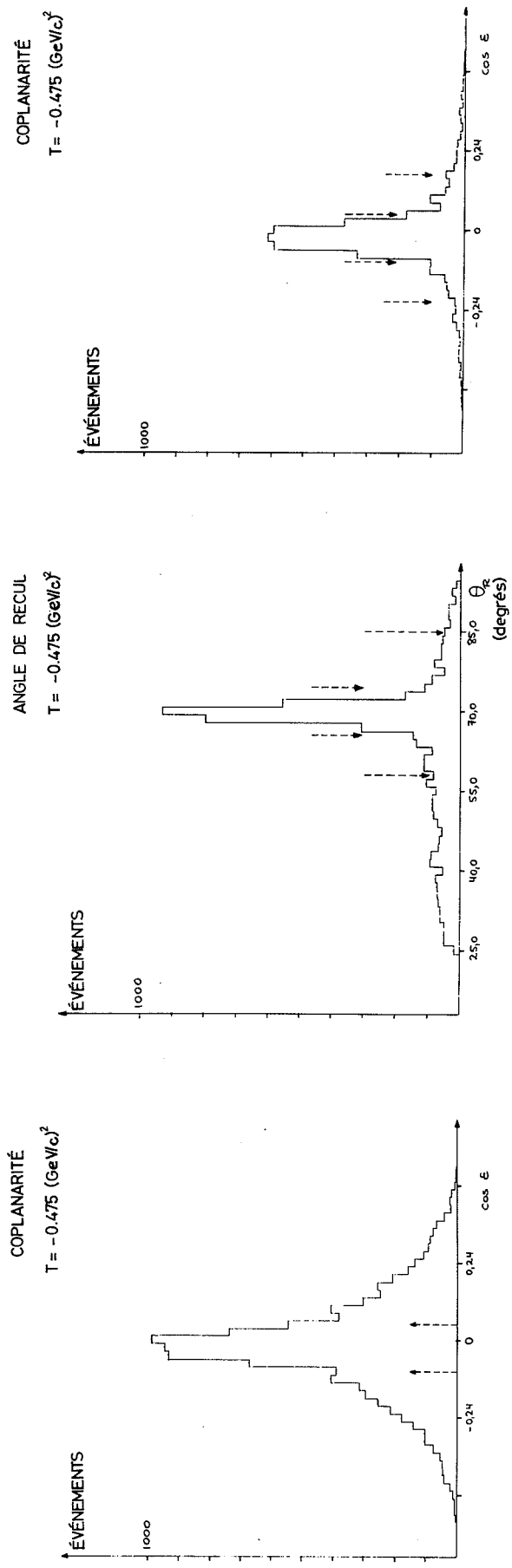
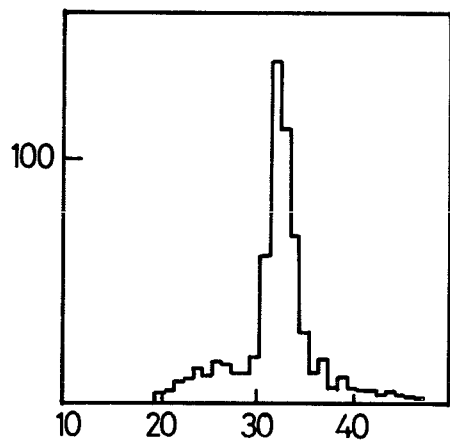
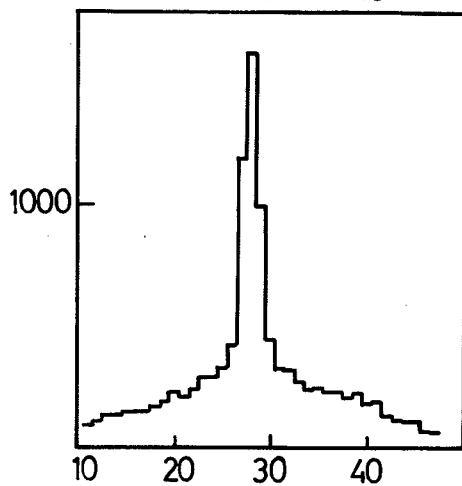


Fig. 16 Principe des coupures de sélection des événements élastiques



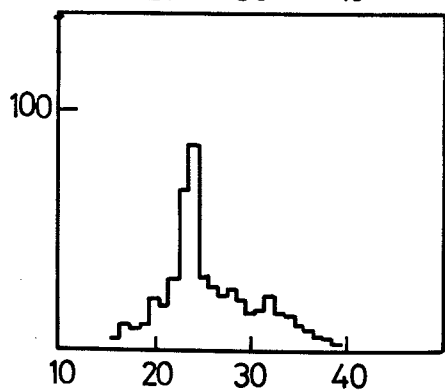
K⁺-p 10 GeV/c

$$t = -.425 \pm .025 \text{ (GeV/c)}^2$$



p-p 17.5 GeV/c

$$t = -.82 \pm .02 \text{ (GeV/c)}^2$$



p-p 10 GeV/c

$$t = -2.36 \pm .06 \text{ (GeV/c)}^2$$

Fig. 17 Pics correspondant aux événements sur les protons libres de la cible

Pour les résolutions sur la direction de la particule diffusée et par conséquent sur l'impulsion transférée, le calcul nécessite une étude détaillée de différents facteurs, qui sont :

Influence de l'hodoscope de faisceau et du champ magnétique de l'aimant de la cible polarisée;

Influence de la longueur de la cible;

Influence de la technique utilisée pour déterminer la direction de la particule diffusée.

La résolution globale sur l'impulsion transférée est alors égale à la somme quadratique de ces différents facteurs, puisqu'ils sont indépendants.

Dans ce qui suit nous calculons séparément ces différentes contributions :

La direction de la particule incidente est donnée par l'hodoscope H_1 ; elle est définie dans les deux plans par :

$$\Delta\theta_{\text{horiz}} = 5 \text{ mrad} ; \quad \Delta\theta_{\text{vert}} = 10 \text{ mrad} .$$

En outre, on ne sait pas à quel endroit de la cible l'interaction a lieu ni, par conséquent, quelle déviation subit la particule incidente avant d'interagir; cette incertitude est exprimée par :

$$\Delta\theta_{\text{ch}} = \pm \frac{0,03 \times B_{\text{cible}} \times 1/2 \text{ longueur cible}}{P_{\text{inc}}} ,$$

où B est le champ magnétique de la cible.

Ces résolutions $\Delta\theta_{\text{horiz}}$, $\Delta\theta_{\text{vert}}$ et $\Delta\theta_{\text{ch}}$ étant indépendantes, la résolution globale sur la direction de la particule incidente est donnée par leur somme quadratique :

$$\Delta\theta_{\text{inc}} = \sqrt{(\Delta\theta_{\text{horiz}})^2 + (\Delta\theta_{\text{vert}})^2 + (\Delta\theta_{\text{ch}})^2} .$$

De la relation approchée $-t = (P)^2 \cdot \theta^2$ on tire l'incertitude sur l'impulsion transférée due à la résolution sur la direction :

$$\Delta t = 2 P \sqrt{-t} \Delta\theta .$$

Une deuxième conséquence de l'utilisation d'une cible non ponctuelle est d'entraîner une imprécision sur l'angle θ_{diff} de la particule diffusée et sur l'impulsion transférée :

$$\Delta\theta_{\text{cible}} = \pm \frac{0,66 \times 1/2 \text{ longueur cible}}{\text{distance cible-hodoscope}} \cdot \theta_{\text{diff}} .$$

L'hodoscope de la voie diffusée entraîne une impression sur la détermination de l'angle de diffusion qui peut être calculée par la formule suivante :

$$\Delta\theta_{\text{hodosc}} = \text{arctg} \left[\frac{\Delta a}{(a^2/b) + b + (a\Delta a/b)} \right] ,$$

où Δa représente le pas de l'hodoscope, b sa distance à la cible et a la distance à l'axe de référence du centre d'un élément touché par une particule diffusée.

Notons que l'incertitude introduite par la diffusion multiple et la perte d'énergie dans la cible est négligeable aux énergies qui nous intéressent. Cependant, les protons de recul ayant une énergie inférieure à 40 MeV ne sortent pas de la cible, ce qui limite l'angle de diffusion minimal de nos mesures. La diffusion multiple sur la voie de recul a pour effet d'élargir le pic élastique dans la distribution du proton de recul.

3.2.4 Normalisation, soustraction du bruit de fond et calcul de la polarisation

La dernière étape de l'analyse hors ligne réalisée sur ordinateur, l'obtention de l'asymétrie et le calcul de la polarisation, est effectuée par le programme FINAL.

L'asymétrie est obtenue sur les événements élastiques en appliquant l'expression donnée dans l'introduction.

$$\varepsilon(t) = \frac{N\uparrow(t) - N\downarrow(t)}{N\uparrow(t) + N\downarrow(t)} .$$

Dans cette formule, les flèches et $N(t)$ indiquent respectivement le sens de la polarisation de la cible et les taux de comptage des événements élastiques par intervalle de moment transféré (événement compris dans le pic élastique des distributions en angle de recul).

Connaissant l'asymétrie et la polarisation moyenne de la cible pour ces deux orientations, nous pouvons écrire :

$$N\uparrow(t) \propto [1 + |P\uparrow_T| \cdot P_0(t)] ,$$

$$N\downarrow(t) \propto [1 + |P\downarrow_T| \cdot P_0(t)]$$

et :

$$\varepsilon(t) = \frac{P_0(t) \cdot (P\uparrow_T + P\downarrow_T)}{2 + P_0(t) (P\uparrow_T + P\downarrow_T)} ,$$

d'où l'on tire l'expression du paramètre de polarisation :

$$P_0(t) = \frac{2\varepsilon(t)}{(P\uparrow_T + P\downarrow_T) - [\varepsilon(t) \cdot (P\uparrow_T - P\downarrow_T)]} .$$

Cette expression n'est cependant valable que dans le cas d'une analyse faite dans le plan rigoureusement perpendiculaire au vecteur polarisation de la cible \vec{P}_t . Expérimentalement ce n'est pas le cas, puisque les hodoscopes des voies diffusées et de recul ont des dimensions verticales importantes. Si la valeur moyenne de la projection du vecteur sur une direction perpendiculaire au plan de la réaction est :

$$\langle P_T \rangle \cdot \cos \phi ,$$

où ϕ désigne l'angle polaire de la réaction, $P_0(t)$ s'écrit :

$$P_0 = \frac{2\varepsilon}{\cos \phi [(P\downarrow_T + P\uparrow_T) - \varepsilon(P\downarrow_T - P\uparrow_T)]} .$$

Ces formules ne sont valables que dans le cas idéal d'expériences sans contamination; comme nous l'avons vu, le bruit de fond reste important même après les différentes coupures. Ainsi le nombre de protons de recul détectés pour un sens de la polarisation cible est égal au nombre de protons dus à la réaction ajoutés à ceux dus au fond (N_f). Notons que N_f est en première approximation indépendant de la polarisation de la cible :

$$N_{\uparrow} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\uparrow} + N_f ,$$

$$N_{\downarrow} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\downarrow} + N_f .$$

Les formules précédentes sont donc différentes du fait de l'existence de ce terme N_f . On a :

$$P_0 = \frac{2\varepsilon}{\cos \phi [(P_{\downarrow T} + P_{\uparrow T}) - \varepsilon(P_{\downarrow T} - P_{\uparrow T})]} \times \frac{1}{1 - f} ,$$

avec :

$$f = \frac{2N_f}{N_{\downarrow} + N_{\uparrow}} .$$

Ce facteur f représente l'importance du fond. Pour le calculer nous disposons des mesures réalisées avec cible polarisée et avec cible sèche.

Considérons les distributions en angle de recul des événements ayant résisté aux critères d'élasticité. A condition que ces courbes soient normalisées au même nombre d'interactions dans la cible, on connaît directement la proportion d'événements sur protons liés qui passent la dernière coupure en angle de recul. Si le nombre d'événements sur cible sèche qui passent les coupures sélectionnant les événements élastiques est N_s , alors $N_f = k_s \cdot N_s$, avec $k_s =$ facteur de normalisation.

Nous connaissons deux techniques pour normaliser ces courbes :

La première consiste à les normaliser au même nombre de particules incidentes sur la cible. L'inconvénient principal de cette méthode est qu'elle suppose une connaissance exacte du nombre de particules incidentes effectivement utilisées avec les deux types de cible. Or, l'échantillon de la cible polarisée et de la cible sèche est en général plus petit que le faisceau : en conséquence, les dimensions des deux cibles doivent être parfaitement identiques. Leur constitution doit être telle qu'il y ait le même effet d'ombre. Enfin et surtout leur position par rapport au faisceau doit être la même. Un autre désavantage de cette méthode tient à ce que

les moniteurs placés sur le faisceau incident sont susceptibles de variations dans le taux de comptage dues aux structures dans le temps de déversement du faisceau éjecté.

La seconde méthode, plus rationnelle, est basée sur l'observation qu'en dehors du pic élastique, la distribution des événements obtenus dans les runs sur cible polarisée est la même, aux erreurs près, que celle obtenue dans les runs sur cible sèche. Il suffit alors pour déterminer le facteur k de se placer suffisamment loin du pic central et de diviser le nombre d'événements correspondants dans la distribution sur cible sèche. C'est ce qu'on a appelé la "normalisation sur les ailes" de la distribution en angle de recul.

Notons que cette seconde méthode de normalisation n'est valable que si les régions des distributions choisies ne contiennent plus d'événements élastiques; à cet effet, nous avons vérifié que la polarisation calculée sur ces échantillons est bien nulle (aux erreurs statistiques près).

Ce même critère est également appliqué pour normaliser les distributions avec une polarisation-cible positive et négative au même nombre d'interactions dans la cible.

La normalisation +/- est effectuée pour chaque canal de moment transféré; un test important consiste alors à vérifier qu'aux erreurs statistiques près, ce facteur de normalisation soit constant. Après avoir éliminé les runs "défectueux" et les compteurs dont l'efficacité n'est pas stable au cours des mesures, une forte déviation du facteur de normalisation est due, pour un canal donné, à des coupures trop étroites dans les distributions de coplanarité et d'angle de recul. En reprenant l'étude des critères d'élasticité pour ce canal de transfert on obtient en général un résultat satisfaisant pour ce facteur de normalisation.

3.2.5 Contamination des échantillons K^\pm

Nous avons vu qu'à l'aide des trois compteurs Cerenkov à seuil de la voie incidente, on obtient la signature des particules K du faisceau. La fonction logique $(\bar{C}_1 C_2 C_3)$ définit les kaons incidents et la fonction logique $(\bar{C}_1 C_2 C_3 C_5 \bar{C}_6)$ les événements kaon ayant donné une diffusion. Il est clair que le compteur C_1 joue un rôle important pour l'identification de ces événements. Une inefficacité de quelques pour-cents de ce compteur et

de son électronique associée entraîne une contamination en événements pion. Nous avons mesuré l'efficacité de C_1 : elle est meilleure que 99%. Une efficacité du compteur C_6 ne joue que peu de rôle du point de vue de la contamination en π ; elle a pour conséquence une perte d'événements K.

Au cours de l'acquisition des données, nous portons beaucoup d'intérêt à ce problème de contamination, et nous vérifions par des *runs-tests* avec le compteur C_1 à pression réduite si la contamination en pions reste constante. Le tableau 6 indique cette contamination en fonction de l'énergie.

Tableau 6

Contamination en pions
en fonction de l'énergie

Energie (GeV/c)		Contamination (%)
6	+	3,7
	-	1,35
10	+	4
	-	1,3
14	+	4,1

Les formules de la section précédente ne sont valables que dans le cas de mesures sans contamination; pour le calcul du paramètre de polarisation dans la diffusion Kp , nous avons appliqué une correction afin de tenir compte de cette contamination en π . La formule utilisée est la suivante :

$$P_0(Kp) = \frac{P_0^{\text{brute}}(Kp) - P_0(\pi\pi)}{1 - \xi}$$

et pour l'erreur :

$$\Delta P_0(Kp) = \left\{ \frac{1}{(1 - \xi)^2} [\Delta P_0^{\text{brute}}(Kp)]^2 + \left(\frac{\xi}{1 - \xi} \right)^2 [\Delta P_0(\pi\pi)]^2 + \frac{[P_0^{\text{brute}}(Kp) - P_0(\pi\pi)]^2}{(1 - \xi)^2} \right\}^{1/2}$$

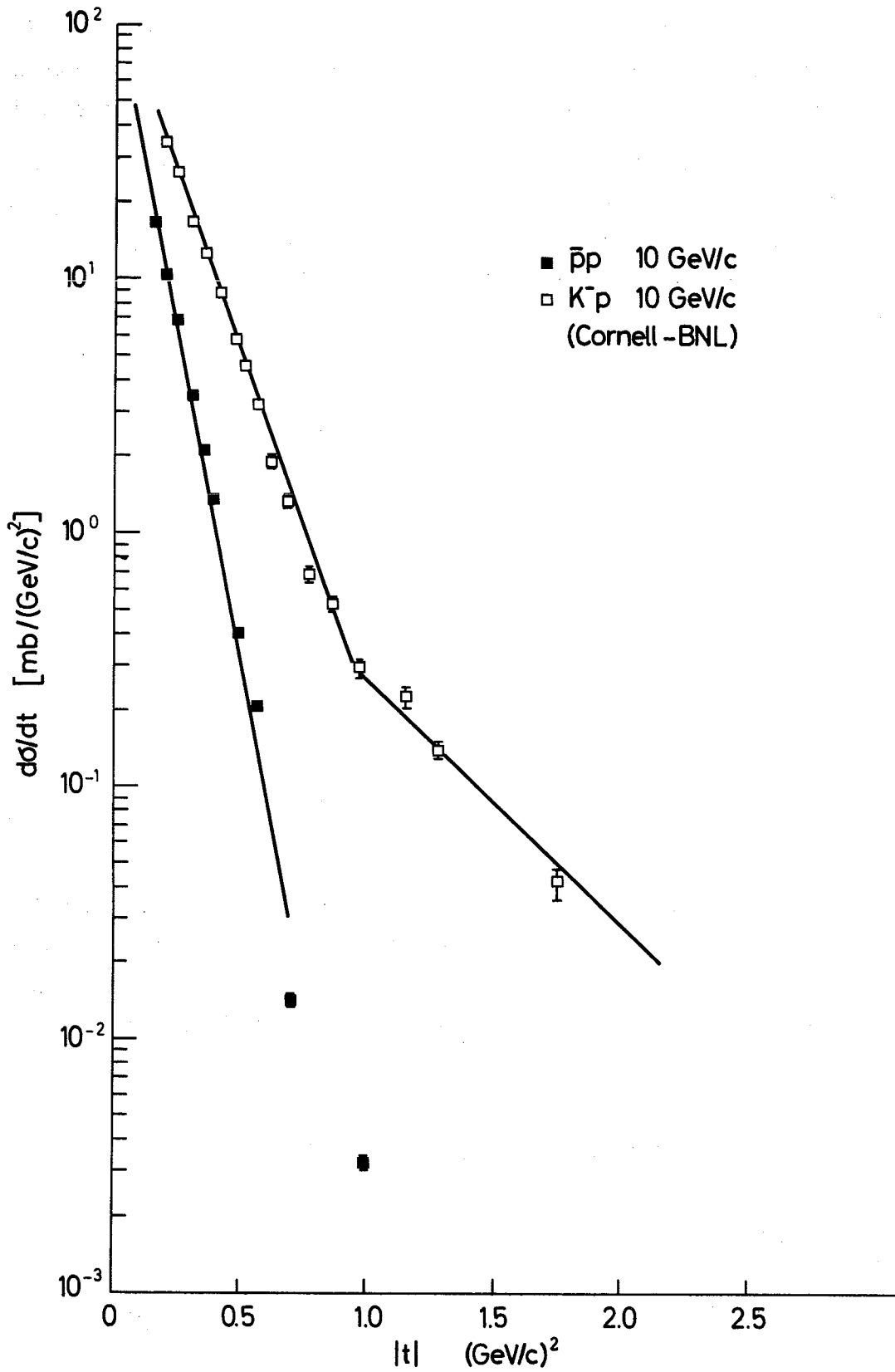


Fig. 18 Sections efficaces différentielles $\bar{p}p$ et K^-p à 10 GeV/c, obtenues avec nos mesures

où ξ est le pourcentage de contamination en π .

Il convient de noter que toute contamination des événements antiprotons ne peut pas être mesurée avec la méthode utilisée pour déterminer leur signature. Cependant, nous avons testé la qualité de ces événements en estimant la section efficace différentielle à 10 GeV/c. La figure 18 donne ces résultats pour les diffusions $\bar{p}p \rightarrow pp$ et $K^-p \rightarrow K^-p$ comparés aux mesures de Cornell-BNL. Notons que cette technique est également un excellent test des différentes coupures effectuées pour choisir les événements élastiques.

3.2.6 Erreurs affectant le paramètre $P_0(t)$

Un point important à considérer maintenant est l'évaluation des erreurs affectant les mesures du paramètre de polarisation. Comme nous l'avons vu précédemment, on peut écrire l'expression du paramètre de polarisation comme suit :

$$P_0 \cong \varepsilon \cdot \sigma \cdot \frac{1}{\cos \phi} \cdot \frac{1}{\langle P_T \rangle} .$$

Dans cette formule :

$$\varepsilon = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

et :

$$\sigma = \frac{1}{1 - f} .$$

Les erreurs qui interviennent dans les diverses étapes du calcul de $P_0(t)$ sont les suivantes :

a) Erreur statistique sur les taux de comptage correspondant à des diffusions à la fois sur l'hydrogène et sur les protons liés. Sachant que l'erreur statistique sur un comptage N est égale à \sqrt{N} , nous obtenons :

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \right)^2} = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^2}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}} .$$

b) Erreur statistique lors de l'évaluation du bruit de fond. La valeur absolue de cette erreur est généralement supérieure à la précédente, car

les mesures partielles avec fausse cible sont effectuées pendant un temps plus court que celles sur la cible polarisée. Sachant que :

$$\sigma = (1 - f)^{-1} ,$$

nous trouvons :

$$\Delta\sigma = \sigma^2 \Delta f .$$

Or :

$$f = \frac{2K_S \cdot N_S}{N\uparrow + N\uparrow} .$$

L'erreur sur f se compose de l'erreur sur la normalisation des mesures sur cible sèche et de l'erreur statistique sur le nombre d'événements en cible sèche qui satisfont les critères d'élasticité :

$$\Delta f \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_S}{N_S}\right)^2} .$$

c) Erreur sur $\cos \phi$. Cette erreur est négligeable et dépend uniquement du relevé topographique.

d) Erreur sur la polarisation instantanée de la cible. Cette erreur peut être considérée comme une erreur systématique. Toutefois, nous ne l'avons pas traitée séparément et, dans la présentation de nos résultats, nous avons tenu compte d'une erreur $\Delta P_T/P_T = 4,12\%$, principalement due à l'erreur sur l'estimation du signal de résonance magnétique nucléaire permettant d'évaluer la polarisation des protons libres contenus dans la cible. Nous avons vu que l'on doit effectuer une mesure de l'aire sous-tendue par la courbe représentant le signal : l'erreur que l'on commet lors de l'intégration ainsi que l'erreur introduite dans les corrections, pour la réponse non linéaire du Q-mètre utilisé et pour la partie dispersive du signal, nous conduisent à $\Delta P_T/P_T = 4,0\%$. En plus de cette erreur, il faut tenir compte de celle commise sur la mesure de la température de l'hélium liquide (elle intervient dans l'estimation du signal naturel) et qui est $\Delta P_T/P_T = 1,0\%$. Soit alors l'erreur combinée : $\Delta P_T/P_T = 4,12\%$.

3.2.7 Résultats

Les résultats que nous avons obtenus pour le paramètre de polarisation P_0 sont représentés sur les figures 19 à 33, en fonction de l'énergie transférée. L'expérience a été réalisée à quatre impulsions, et on trouvera les résultats numériques dans les tableaux 7 à 16, qui sont répartis de la manière suivante :

Energie Réaction	6 GeV/c	10 GeV/c	14 GeV/c	17,5 GeV/c
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	Tableau 7	Tableau 10	Tableau 13	Tableau 16
$K^+ p \rightarrow K^+ p$ $K^- p \rightarrow K^- p$	Tableau 8	Tableau 11	Tableau 14	
$pp \rightarrow pp$ $\bar{p}p \rightarrow pp$	Tableau 9	Tableau 12	Tableau 15	Tableau 16

Tableau 7

P_0 pour $\pi^\pm p$ à 6 GeV/c

$\pi^+ p$

$\pi^- p$

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.075 ± 0.025	0.214 ± 0.04
0.125 ± 0.025	0.209 ± 0.01
0.175 ± 0.025	0.195 ± 0.008
0.225 ± 0.025	0.196 ± 0.007
0.275 ± 0.025	0.171 ± 0.01
0.325 ± 0.025	0.179 ± 0.01
0.375 ± 0.025	0.142 ± 0.01
0.425 ± 0.025	0.138 ± 0.01
0.475 ± 0.025	0.104 ± 0.02
0.525 ± 0.025	0.083 ± 0.02
0.575 ± 0.025	0.098 ± 0.02
0.625 ± 0.025	0.017 ± 0.02
0.675 ± 0.025	0.031 ± 0.03
0.725 ± 0.025	0.051 ± 0.04
0.775 ± 0.025	0.041 ± 0.04
0.825 ± 0.025	0.161 ± 0.05
0.875 ± 0.025	0.205 ± 0.06
0.925 ± 0.025	0.249 ± 0.09
0.975 ± 0.025	0.224 ± 0.09
1.05 ± 0.050	0.467 ± 0.06
1.15 ± 0.050	0.423 ± 0.12
1.25 ± 0.050	0.384 ± 0.10
1.40 ± 0.10	0.301 ± 0.09
1.60 ± 0.10	0.36 ± 0.13
1.80 ± 0.10	0.16 ± 0.15
2.05 ± 0.15	0.08 ± 0.24
2.45 ± 0.25	-0.21 ± 0.30

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.075 ± 0.025	-0.157 ± 0.016
0.125 ± 0.025	-0.136 ± 0.008
0.175 ± 0.025	-0.136 ± 0.007
0.225 ± 0.025	-0.125 ± 0.007
0.275 ± 0.025	-0.105 ± 0.009
0.325 ± 0.025	-0.073 ± 0.010
0.375 ± 0.025	-0.069 ± 0.012
0.425 ± 0.025	-0.035 ± 0.016
0.475 ± 0.025	0.004 ± 0.016
0.525 ± 0.025	0.012 ± 0.020
0.575 ± 0.025	0.066 ± 0.033
0.625 ± 0.025	-0.005 ± 0.030
0.675 ± 0.025	0.025 ± 0.036
0.725 ± 0.025	-0.057 ± 0.039
0.80 ± 0.05	-0.067 ± 0.039
0.90 ± 0.05	-0.293 ± 0.064
1.0 ± 0.05	-0.375 ± 0.069
1.1 ± 0.05	-0.460 ± 0.075
1.2 ± 0.05	-0.62 ± 0.10
1.3 ± 0.05	-0.565 ± 0.105
1.4 ± 0.05	-0.57 ± 0.15
1.5 ± 0.05	-0.40 ± 0.16
1.65 ± 0.1	-0.54 ± 0.12
1.85 ± 0.1	-0.67 ± 0.25
2.0 ± 0.05	-0.57 ± 0.29

Tableau 8

P_0 pour $K^{\pm}p$ à 6 GeV/c

K^+p

K^-p

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.15 ± 0.05	0.218 ± 0.046
0.25 ± 0.05	0.280 ± 0.042
0.35 ± 0.05	0.235 ± 0.048
0.45 ± 0.05	0.257 ± 0.063
0.55 ± 0.05	0.192 ± 0.084
0.65 ± 0.05	0.219 ± 0.100
0.75 ± 0.05	0.261 ± 0.120
0.90 ± 0.10	0.091 ± 0.114

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.10 ± 0.05	0.100 ± 0.074
0.20 ± 0.05	0.055 ± 0.062
0.30 ± 0.05	0.074 ± 0.070
0.40 ± 0.05	0.062 ± 0.108
0.50 ± 0.05	0.406 ± 0.134
0.60 ± 0.05	0.509 ± 0.278

Tableau 9

P_0 pour pp et $\bar{p}p$ à 6 GeV/c

pp

$\bar{p}p$

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.075 ± 0.025	0.108 ± 0.032
0.125 ± 0.025	0.129 ± 0.008
0.175 ± 0.025	0.137 ± 0.007
0.225 ± 0.025	0.131 ± 0.007
0.275 ± 0.025	0.142 ± 0.009
0.325 ± 0.025	0.112 ± 0.009
0.375 ± 0.025	0.124 ± 0.011
0.425 ± 0.025	0.113 ± 0.013
0.475 ± 0.025	0.099 ± 0.015
0.525 ± 0.025	0.090 ± 0.017
0.575 ± 0.025	0.052 ± 0.019
0.625 ± 0.025	0.112 ± 0.029
0.675 ± 0.025	0.107 ± 0.029
0.725 ± 0.025	0.097 ± 0.030
0.775 ± 0.025	0.107 ± 0.037
0.825 ± 0.025	0.064 ± 0.042
0.875 ± 0.025	0.039 ± 0.045
0.925 ± 0.025	0.034 ± 0.056
0.975 ± 0.025	0.100 ± 0.068
1.050 ± 0.050	0.131 ± 0.062
1.150 ± 0.050	0.217 ± 0.073
1.250 ± 0.050	0.244 ± 0.083
1.40 ± 0.10	0.154 ± 0.069
1.60 ± 0.10	0.074 ± 0.086
1.80 ± 0.10	0.120 ± 0.127
2.00 ± 0.10	0.086 ± 0.102
2.30 ± 0.20	0.060 ± 0.092

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.10 ± 0.05	0.106 ± 0.074
0.20 ± 0.05	0.119 ± 0.082
0.325 ± 0.075	0.085 ± 0.127

Tableau 10

P_0 pour $\pi^\pm p$ à 10 GeV/c

$\pi^+ p$

$\pi^- p$

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.105 ± 0.025	12.9 ± 0.6
0.155 ± 0.025	14.9 ± 0.5
0.205 ± 0.025	13.2 ± 0.5
0.255 ± 0.025	11.4 ± 0.5
0.305 ± 0.025	9.4 ± 0.6
0.355 ± 0.025	8.3 ± 0.6
0.405 ± 0.025	7.3 ± 0.9
0.455 ± 0.025	6.2 ± 1.0
0.505 ± 0.025	3.2 ± 1.1
0.58 ± 0.050	1.7 ± 0.9
0.68 ± 0.050	0.1 ± 1.1
0.78 ± 0.050	2.4 ± 1.7
0.88 ± 0.050	3.2 ± 3.0
0.98 ± 0.050	5.0 ± 4.0
1.08 ± 0.050	13.5 ± 6.0
1.23 ± 0.100	20.0 ± 7.0
1.43 ± 0.100	24.0 ± 7.0
1.63 ± 0.100	25.0 ± 9.0
1.88 ± 0.150	24.0 ± 15.0

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.113 ± 0.025	-11.81 ± 0.51
0.138 ± 0.025	-11.07 ± 0.35
0.164 ± 0.025	-11.15 ± 0.34
0.188 ± 0.025	-10.35 ± 0.35
0.215 ± 0.030	- 9.62 ± 0.34
0.248 ± 0.035	- 8.83 ± 0.36
0.282 ± 0.035	- 7.97 ± 0.39
0.325 ± 0.050	- 6.96 ± 0.40
0.375 ± 0.050	- 4.76 ± 0.46
0.425 ± 0.050	- 4.11 ± 0.53
0.475 ± 0.050	- 0.73 ± 0.62
0.525 ± 0.050	+ 0.49 ± 0.70
0.575 ± 0.050	+ 1.52 ± 2.90
0.625 ± 0.050	+ 0.89 ± 3.00
0.675 ± 0.050	+ 1.26 ± 3.20
0.725 ± 0.050	- 0.64 ± 3.50
0.775 ± 0.050	- 1.72 ± 3.90
0.838 ± 0.075	- 3.80 ± 3.80
0.913 ± 0.075	-10.70 ± 4.10
0.988 ± 0.075	-12.50 ± 4.50
1.065 ± 0.075	-17.70 ± 4.70
1.138 ± 0.075	-25.20 ± 5.20
1.215 ± 0.075	-21.40 ± 5.40
1.238 ± 0.075	-29.80 ± 6.20
1.363 ± 0.075	-32.30 ± 6.50
1.450 ± 0.100	-35.90 ± 6.60
1.550 ± 0.100	-40.10 ± 7.50
1.700 ± 0.200	-30.40 ± 7.30
1.900 ± 0.200	-43.90 ± 11.00
2.180 ± 0.300	-53.00 ± 22.00

Tableau 11

P_0 pour $K^{\pm}p$ à 10 GeV/c

K^+p

K^-p

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.125 ± 0.025	20.0 ± 3.5
0.175 ± 0.025	21.7 ± 3.0
0.225 ± 0.025	27.0 ± 3.3
0.275 ± 0.025	18.2 ± 3.6
0.325 ± 0.025	24.0 ± 4.0
0.375 ± 0.025	23.7 ± 4.6
0.450 ± 0.050	20.6 ± 3.6
0.550 ± 0.050	14.6 ± 4.5
0.650 ± 0.050	19.4 ± 5.7
0.750 ± 0.050	14.0 ± 7.0
0.850 ± 0.050	9.5 ± 12.8
0.975 ± 0.075	12.0 ± 14.0

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.125 ± 0.025	1.2 ± 2.5
0.175 ± 0.025	6.4 ± 2.1
0.225 ± 0.025	3.0 ± 2.4
0.275 ± 0.025	5.6 ± 2.6
0.325 ± 0.025	10.7 ± 3.3
0.375 ± 0.025	6.4 ± 3.9
0.425 ± 0.025	15.7 ± 4.4
0.475 ± 0.025	15.9 ± 5.4
0.525 ± 0.025	17.9 ± 5.8
0.575 ± 0.025	18.1 ± 6.9
0.625 ± 0.025	36.3 ± 8.7
0.675 ± 0.025	20.5 ± 9.5
0.750 ± 0.050	23.9 ± 10.0
0.850 ± 0.050	41.7 ± 14.3
0.975 ± 0.075	24.3 ± 15.7
1.150 ± 0.100	-36.6 ± 18.0
1.325 ± 0.175	-32.1 ± 17.4
1.750 ± 0.250	-36.8 ± 24.6

Tableau 12

P_0 pour pp et $\bar{p}p$ à 10 GeV/c

pp		$\bar{p}p$	
$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)	$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.10 ± 0.02	9.1 ± 1.1	0.125 ± 0.025	- 8.4 ± 5.8
0.14 ± 0.02	8.5 ± 0.6	0.175 ± 0.025	- 1.0 ± 3.0
0.18 ± 0.02	8.9 ± 0.6	0.225 ± 0.025	2.5 ± 3.6
0.22 ± 0.02	8.1 ± 0.6	0.275 ± 0.025	- 7.3 ± 4.6
0.26 ± 0.02	6.0 ± 0.7	0.325 ± 0.025	3.3 ± 6.5
0.30 ± 0.02	4.0 ± 1.2	0.375 ± 0.025	-12.8 ± 8.4
0.34 ± 0.02	5.9 ± 1.3	0.475 ± 0.075	- 5.3 ± 8.8
0.38 ± 0.02	4.9 ± 1.4	0.65 ± 0.10	-26.0 ± 18.0
0.42 ± 0.02	6.2 ± 1.5	0.825 ± 0.075	13.8 ± 36.0
0.46 ± 0.02	5.2 ± 1.8		
0.49 ± 0.03	6.7 ± 1.2		
0.55 ± 0.03	5.1 ± 1.1		
0.61 ± 0.03	4.2 ± 1.2		
0.67 ± 0.03	4.5 ± 1.5		
0.73 ± 0.03	2.5 ± 2.2		
0.79 ± 0.03	0.7 ± 2.0		
0.85 ± 0.03	0.9 ± 2.0		
0.91 ± 0.03	0.2 ± 2.5		
0.97 ± 0.03	0.3 ± 3.0		
1.03 ± 0.03	2.3 ± 3.8		
1.09 ± 0.03	4.0 ± 4.0		
1.18 ± 0.06	6.5 ± 3.5		
1.30 ± 0.06	14.0 ± 3.5		
1.42 ± 0.05	15.0 ± 4.0		
1.54 ± 0.06	21.0 ± 4.3		
1.66 ± 0.06	17.0 ± 5.0		
1.76 ± 0.06	9.5 ± 5.5		
1.88 ± 0.06	2.0 ± 5.5		
2.06 ± 0.12	3.0 ± 4.5		
2.30 ± 0.12	7.0 ± 5.5		
2.54 ± 0.12	4.0 ± 7.0		
2.78 ± 0.12	4.0 ± 11.0		

Tableau 13

P_0 pour $\pi^\pm p$ à 14 GeV/c

$\pi^+ p$

$\pi^- p$

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.115 ± 0.015	16.9 ± 1.3
0.145 ± 0.015	13.1 ± 0.8
0.180 ± 0.020	12.8 ± 0.7
0.220 ± 0.020	10.5 ± 0.7
0.260 ± 0.020	10.0 ± 0.7
0.300 ± 0.020	7.9 ± 0.8
0.340 ± 0.020	7.8 ± 0.9
0.380 ± 0.020	3.9 ± 1.13
0.429 ± 0.025	3.7 ± 1.2
0.479 ± 0.025	2.9 ± 1.3
0.525 ± 0.025	4.3 ± 1.6
0.575 ± 0.025	-1.5 ± 1.8
0.625 ± 0.025	0.6 ± 2.0
0.675 ± 0.025	1.9 ± 2.3
0.725 ± 0.025	-1.9 ± 2.8
0.775 ± 0.025	-3.7 ± 3.3
0.850 ± 0.050	-4.9 ± 2.9
0.950 ± 0.050	7.8 ± 3.6
1.050 ± 0.050	17.0 ± 4.8
1.150 ± 0.050	25.1 ± 6.7
1.300 ± 0.100	18.5 ± 6.7
1.500 ± 0.100	45.9 ± 13.2
1.700 ± 0.100	13.1 ± 20.5

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.115 ± 0.015	- 9.24 ± 0.62
0.145 ± 0.015	- 9.14 ± 0.43
0.180 ± 0.020	- 9.48 ± 0.35
0.220 ± 0.020	- 7.77 ± 0.45
0.260 ± 0.020	- 7.57 ± 0.42
0.300 ± 0.020	- 6.65 ± 0.43
0.340 ± 0.020	- 4.83 ± 0.50
0.380 ± 0.020	- 3.62 ± 0.57
0.425 ± 0.025	- 2.15 ± 0.57
0.475 ± 0.025	- 1.79 ± 0.64
0.525 ± 0.025	- 1.05 ± 0.75
0.575 ± 0.025	+ 0.81 ± 1.35
0.625 ± 0.025	- 1.38 ± 1.80
0.675 ± 0.025	+ 2.0 ± 2.40
0.725 ± 0.025	+ 1.30 ± 3.50
0.775 ± 0.025	+ 0.60 ± 1.60
0.850 ± 0.050	- 1.70 ± 1.30
0.950 ± 0.050	- 4.20 ± 2.47
1.050 ± 0.050	-10.80 ± 3.21
1.150 ± 0.050	-14.50 ± 3.64
1.300 ± 0.100	-21.00 ± 3.00
1.500 ± 0.100	-31.00 ± 5.00
1.700 ± 0.100	-29.00 ± 9.00
1.900 ± 0.100	- 5.00 ± 23.00

Tableau 14

P_0 pour $K^{\pm}p$ à 14 GeV/c

K^+p

K^-p

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.12 ± 0.02	14.5 ± 4.2
0.17 ± 0.03	14.5 ± 2.5
0.23 ± 0.03	18.8 ± 2.4
0.26 ± 0.03	17.0 ± 2.6
0.36 ± 0.04	19.0 ± 3.0
0.45 ± 0.05	14.0 ± 3.0
0.55 ± 0.05	16.0 ± 4.0
0.65 ± 0.05	4.0 ± 5.0
0.75 ± 0.05	17.0 ± 7.0
0.85 ± 0.05	5.0 ± 9.0
0.95 ± 0.05	-13.0 ± 12.0
1.05 ± 0.05	11.0 ± 14.0
1.175 ± 0.075	24.0 ± 19.0
1.325 ± 0.075	9.0 ± 27.0
1.50 ± 0.10	-53.0 ± 38.0

$ t $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.12 ± 0.01	- 1.7 ± 5.0
0.17 ± 0.03	0.5 ± 2.7
0.23 ± 0.03	4.8 ± 2.9
0.29 ± 0.03	7.2 ± 3.5
0.36 ± 0.04	10.9 ± 3.5
0.45 ± 0.05	8.2 ± 4.0
0.55 ± 0.05	9.1 ± 5.4
0.65 ± 0.05	6.6 ± 7.1
0.75 ± 0.05	2.1 ± 9.0
0.85 ± 0.05	18.0 ± 12.0
1.00 ± 0.10	- 3.1 ± 13.0
1.1625 ± 0.0625	0.4 ± 19.0
1.35 ± 0.10	-40.0 ± 20.0
1.525 ± 0.075	-32.0 ± 32.0
1.70 ± 0.10	-34.0 ± 38.0

Tableau 15

P_0 pour pp et $\bar{p}p$ à 14 GeV/c

pp

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.115 ± 0.015	5.8 ± 0.8
0.145 ± 0.015	5.4 ± 0.4
0.180 ± 0.020	5.8 ± 0.3
0.220 ± 0.020	5.5 ± 0.5
0.260 ± 0.020	5.5 ± 0.6
0.300 ± 0.020	4.7 ± 0.7
0.340 ± 0.020	4.9 ± 0.9
0.360 ± 0.020	3.5 ± 0.6
0.425 ± 0.025	4.1 ± 0.8
0.475 ± 0.025	3.3 ± 1.2
0.525 ± 0.025	2.2 ± 1.3
0.575 ± 0.025	2.0 ± 1.0
0.625 ± 0.025	2.2 ± 1.0
0.675 ± 0.025	1.2 ± 1.1
0.725 ± 0.025	-1.2 ± 1.16
0.775 ± 0.025	1.7 ± 1.9
0.850 ± 0.050	1.3 ± 1.4
0.950 ± 0.050	1.7 ± 2.6
1.050 ± 0.050	13.6 ± 3.0
1.150 ± 0.050	7.8 ± 4.8
1.300 ± 0.100	11.6 ± 4.7
1.500 ± 0.100	14.0 ± 6.0
1.700 ± 0.100	21.0 ± 7.0
1.900 ± 0.100	8.0 ± 32.0

$\bar{p}p$

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.15 ± 0.05	3.2 ± 5.2
0.26 ± 0.06	3.8 ± 5.8
0.41 ± 0.09	7.6 ± 10.0

Tableau 16

P_0 pour π^+p et pp à 17,5 GeV/c

π^+p

pp

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.14 ± 0.02	8.0 ± 2.8
0.20 ± 0.04	11.0 ± 2.0
0.28 ± 0.04	7.5 ± 2.5
0.38 ± 0.06	5.6 ± 2.6
0.50 ± 0.06	6.1 ± 3.7
0.62 ± 0.06	-2.0 ± 5.0
0.76 ± 0.08	-7.0 ± 6.0
0.90 ± 0.06	12.0 ± 10.0

$ \tau $ (GeV/c) ²	P_0 (%)
0.14 ± 0.02	4.8 ± 0.4
0.18 ± 0.02	4.9 ± 0.4
0.22 ± 0.02	4.9 ± 0.4
0.26 ± 0.02	4.5 ± 0.4
0.30 ± 0.02	4.5 ± 0.4
0.34 ± 0.02	4.4 ± 0.5
0.38 ± 0.02	3.8 ± 0.5
0.42 ± 0.02	3.1 ± 0.5
0.46 ± 0.02	3.3 ± 0.7
0.50 ± 0.02	4.4 ± 1.2
0.54 ± 0.02	2.3 ± 1.0
0.58 ± 0.02	2.2 ± 1.1
0.62 ± 0.02	0.6 ± 1.1
0.66 ± 0.02	2.7 ± 1.4
0.72 ± 0.04	0.0 ± 1.2
0.80 ± 0.04	1.3 ± 1.6
0.90 ± 0.06	2.6 ± 2.2
1.00 ± 0.04	3.9 ± 2.7
1.08 ± 0.04	2.7 ± 5.4
1.20 ± 0.08	6.2 ± 5.9
1.36 ± 0.08	7.6 ± 7.6
1.52 ± 0.08	10.5 ± 7.5
1.68 ± 0.08	7.3 ± 8.5
1.84 ± 1.08	7.0 ± 5.0
2.04 ± 0.12	6.0 ± 10.0
2.28 ± 0.12	5.0 ± 13.0
2.52 ± 0.12	3.0 ± 17.0

4. DISCUSSION DES RESULTATS

Dans l'état actuel du développement de la théorie des interactions fortes, seuls des modèles permettent de rendre compte des caractéristiques des mesures de polarisation dans les diffusions élastiques à haute énergie.

Dans cette section nous étudierons séparément les trois types de réactions qui nous intéressent, en cherchant une explication qualitative de nos mesures. Nous nous proposons d'étudier quelques exemples de modèles dans le cadre desquels les résultats expérimentaux des mesures de polarisation sont particulièrement bien reproduits. Evidemment, le choix de modèles proposés n'est pas exhaustif; étant dans l'impossibilité matérielle de les citer tous, nous nous contenterons de décrire ceux d'entre eux qui nous paraissent les plus caractéristiques. En ce qui concerne les autres, nous renvoyons à la littérature et s'il paraît, après un examen rapide, que les divers modèles existants décrivent avec un égal succès nos résultats expérimentaux, il ne faut pas oublier que d'un modèle à l'autre, d'une part, la rigueur des arguments théoriques varie et, d'autre part, le nombre de paramètres ajustables est très différent. La plupart d'entre ces modèles ont en effet un certain nombre, variable suivant le type de modèle, de paramètres libres pour ajuster leurs prédictions aux résultats expérimentaux.

4.1 Diffusion pion-proton

Nos résultats de polarisation en diffusion pion-proton sont présentés par les figures 19 à 23. Leurs caractéristiques principales sont les suivantes :

Un premier minimum apparaît at $-t \sim 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$, ceci pour les deux énergies auxquelles s'étendent nos mesures.

Pour $t < -1,5$, les données en π^-p et π^+p sont approximativement symétriques.

Pour $t > -1$, la polarisation est importante et varie peu avec l'énergie.

$P_0(\pi^+p)$ reste toujours positive alors que $P_0(\pi^-p)$ est négative; au-dessous de $t = -0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ la polarisation en π^-p est un peu plus faible que celle en π^+p .

4.1.1 Modèle d'échange de pôles de Regge

La structure des polarisations élastiques paraît liée aux particules ou résonances que peuvent échanger les particules de la réaction. Dans ce mécanisme, les forces s'exerçant entre deux particules naissent de l'échange d'une troisième. Plus précisément, on rend compte des diffusions élastiques à deux corps, en terme de pôles de Regge¹¹⁾. Selon ce modèle, les résonances de mêmes nombres quantiques se placent sur des courbes appelées trajectoires de Regge, où le spin varie en fonction de la masse, et ce sont les paramètres liés à ces trajectoires qui interviennent dans les amplitudes décrivant la réaction.

Historiquement le modèle de Regge a été conçu pour expliquer la diffusion élastique à l'aide de la trajectoire dominante de Pomeranchuk. La découverte presque simultanée du rétrécissement du pic vers l'avant en diffusion pp, et du méson f^0 , compatible avec le méson qui venait d'être prédit¹²⁾, conduisit au premier triomphe des pôles de Regge en 1962. Triomphe plutôt éphémère, puisqu'une année plus tard on constatait que les pics en diffusion π^+p ne se rétrécissaient pas. Cependant on montrait rapidement que si plusieurs pôles participaient à la réaction on pouvait expliquer la plupart des phénomènes liés aux diffusions à deux corps à haute énergie.

Pour la dérivation de ce modèle, non relativiste d'abord et relativiste ensuite, nous renvoyons à une littérature très riche (réf. 11). On aboutit généralement, pour les amplitudes de diffusions (qui sont une somme de contributions correspondant à l'échange des pôles dans la voie t), à

$$F_{\lambda\mu}(s,t) = \sum_i B_i^{\lambda\mu}(t) \cdot \chi_i \frac{e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)},$$

où $\alpha_i(t)$ est la trajectoire du i^e pôle échangé; $B_i(t)$ est une fonction qui contient le résidu du pôle; χ_i est la signature de ce pôle et $e^{-i\pi\alpha_i}$ est le facteur de phase gouvernant la dépendance en t. La somme s'étend sur l'ensemble des trajectoires associées aux différentes particules échangées. On peut alors dériver trois sortes de prédictions :

a) La trajectoire $\alpha(t)$, dotée de son ensemble de nombres quantiques, est une fonction essentiellement réelle et croissante avec t. Elle passe, pour $t > 0$, par le spin physique des particules ou résonances dans le

canal t , ayant une masse M et les nombres quantiques associés à la trajectoire. Pour $t < 0$, elle régit la dépendance en énergie du terme correspondant dans le canal s .

b) Les fonctions résidus sont en principe arbitraires, mais il est possible de prédire des zéros de certaines amplitudes lorsque la trajectoire passe par des valeurs entières de t . Cela conduit à la prédiction des minima dans les sections efficaces différentielles et des zéros dans les polarisations.

c) Enfin ce modèle établit des relations entre différentes réactions, en ce sens que les termes correspondant à l'échange de la même particule contiennent la même trajectoire, et les fonctions résidus sont reliées entre elles par les coefficients de SU_3 .

Les nombres quantiques du système πN limitent les échanges dans le canal t aux trajectoires $T^G = 0^+$ de signature paire, et aux trajectoires $T^G = 1^+$ de signature impaire. La trajectoire associée au méson ρ est de ce second type. Les trajectoires de signature paire correspondent généralement à la trajectoire du pôle de Pomeranchuk P et à la trajectoire P' (qui peut être associée au méson f^0). Le modèle d'échange de pôles de Regge n'est en principe valable qu'à haute énergie ($p_{lab} > 5 \text{ GeV}/c$); cependant, une modification du modèle a été suggérée par Barger et Cline, et par Barger et Olsson¹³⁾ qui ont observé que ce modèle peut être utilisé avec succès à plus basse énergie en additionnant aux amplitudes de Regge des contributions venant des résonances dans le canal direct. Cette modification du modèle est très importante pour discuter les effets de polarisation à basse énergie.

A haute énergie, le modèle qui suppose l'échange des seules trajectoires P , P' et ρ donne généralement une description satisfaisante de la diffusion élastique πN . Les amplitudes de renversement d'hélicité et de non-renversement d'hélicité sont données symboliquement par :

$$F_{\substack{++ \\ +-}}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = F_{\substack{++ \\ +-}}^P + F_{\substack{++ \\ +-}}^{P'} + F_{\substack{++ \\ +-}}^{\rho} \quad (1)$$

$$F_{\substack{++ \\ +-}}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = F_{\substack{++ \\ +-}}^P + F_{\substack{++ \\ +-}}^{P'} - F_{\substack{++ \\ +-}}^{\rho} \quad (2)$$

et pour la réaction d'échange de charge :

$$F_{\substack{++ \\ +-}}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \sqrt{2} F_{\substack{++ \\ +-}}^{\rho} \quad (3)$$

Il faut noter que la contribution de la trajectoire du ρ change de signe entre les amplitudes π^-p et π^+p et que c'est la seule trajectoire autorisée pour la réaction d'échange de charge (prédiction d'une polarisation nulle pour cette réaction). Phillips et Rarita¹⁴⁾ les premiers, ont utilisé ce modèle pour ajuster les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et d'échange de charge, ainsi que les mesures de polarisation à haute énergie.

Avant de faire une analyse du modèle, il vaut la peine de voir ce qu'on peut dire sur les polarisations en utilisant les informations venant des seules mesures de sections efficaces différentielles. La section efficace d'échange de charge a été discutée en détail par de nombreux auteurs¹⁵⁾, aussi les caractéristiques de l'amplitude d'échange du ρ sont-elles parfaitement connues. La dépendance en énergie des sections efficaces différentielles indique que la trajectoire du ρ est linéaire et qu'elle s'annule pour $t = -0,6$ (GeV/c)². Le pic vers l'avant et le minimum vers $t = -0,6$ dans les sections différentielles peuvent être expliqués par une importante amplitude de renversement d'hélicité F_{+-} . Il s'ensuit que ces maxima sont dus à l'annulation de F_{+-} : le premier à $t = 0$ et le second pour $\alpha(t) = 0$. Comparativement, l'amplitude de non-renversement d'hélicité F_{++} ne joue pas de rôle appréciable pour des moments d'impulsion transférés inférieurs à 2 (GeV/c)². Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique ne permettent pas d'obtenir autant d'informations sur les pôles P et P' . En tout cas, la contribution du pôle de Pomeranchuk est dominante, et l'absence de minimum dans les sections efficaces différentielles $\pi^\pm p$ suggère que l'amplitude de renversement d'hélicité ($F_{+-}^P + F_{+-}^{P'}$) doit être beaucoup moins importante que l'amplitude de non-renversement d'hélicité ($F_{++}^P + F_{++}^{P'}$).

Ainsi, les observations précédentes permettent de prévoir que la polarisation dans la diffusion élastique $\pi^\pm p$ est principalement due à une interférence entre une forte amplitude de renversement d'hélicité associée à la trajectoire du ρ et à une amplitude de non-renversement d'hélicité associée au P et au P' . S'il en est ainsi, les polarisations en π^+p et π^-p doivent être fort peu différentes et de signe opposé. Ces caractéristiques ont été étudiées en détail par Chiu et al.¹⁶⁾, et leurs ajustements, effectués à une époque où les mesures de polarisation à haute énergie n'étaient pas encore disponibles, sont en bon accord avec nos ré-

sultats expérimentaux. Les prédictions de ces auteurs donnent une polarisation parfaitement symétrique et possédant deux zéros dans l'intervalle $0,5 \leq t \leq 0,8$ (GeV/c)².

Dans ce qui suit, nous voulons faire une rapide étude des contributions des différentes amplitudes pouvant intervenir dans l'expression de la polarisation élastique.

Si l'on impose les deux restrictions simplificatrices suivantes :

- i) $F_{++}^0 \sim 0$; le processus d'échange de charge est dominé par F_{+-}^0 ¹⁷⁾,
- ii) $\alpha_p(t) \approx 1$; Pomeranchukon purement imaginaire, donc ne contribuant pas à la dépendance en énergie,

on peut écrire :

$$P_0(\pi^\pm p) = \frac{2 \operatorname{Im} \left[\left(F_{++}^P F_{+-}^{P'} + F_{++}^{P'} F_{+-}^P \right) \pm \left(F_{++}^P + F_{++}^{P'} \right) F_{+-}^0 \right]}{\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_\pm} \quad (4)$$

et l'on remarque que cette expression est composée d'un terme symétrique qui est le même pour $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ et d'un terme antisymétrique changeant de signe entre $\pi^+ p$ et $\pi^- p$. En première approximation, nos mesures montrent une forte symétrie entre $P_0(\pi^+ p)$ et $P_0(\pi^- p)$; cela implique, comme nous l'avons vu précédemment, que le terme symétrique doit être dominant. Certains auteurs¹⁸⁾ ont déduit de données expérimentales que la somme des deux termes $\operatorname{Im} (F_{++}^P F_{+-}^{P'})$ et $\operatorname{Im} (F_{++}^{P'} F_{+-}^P)$ est très faible et que, par conséquent $F_{++}^{P'} / F_{+-}^{P'} \approx F_{++}^P / F_{+-}^P$. Cependant, ils peuvent jouer un certain rôle au-dessous de $t = -0,6$ (GeV/c)² pour expliquer que $P_0(\pi^+ p)$ soit plus grande que $P_0(\pi^- p)$.

Si nous écrivons les amplitudes de Regge sous leur forme habituelle :

$$F_{++}^0 = i\gamma_p \cdot \frac{S}{S_0} \quad (5a)$$

$$F_{++}^{P'} = -\gamma_{P'} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_{P'}(t)}}{\sin \pi\alpha_{P'}(t)} \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\alpha_{P'}(t)} \quad (5b)$$

$$F_{+-}^0 = i\beta_\rho \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\rho(t)}}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\alpha_\rho(t)-1} \quad (5c)$$

$$F_{+-}^P = i\beta_P \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_P(t)} \quad (5d)$$

$$F_{+-}^{P'} = \beta_{P'} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_{P'}(t)}}{\sin \pi\alpha_{P'}(t)} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{P'}(t)-1} \quad (5e)$$

on obtient pour les différents termes de P_0 :

Terme symétrique :

$$P_0(\pi^\pm p) \propto \pm \left[\frac{\beta_\rho}{\cos \frac{\pi}{2} \alpha_\rho} \gamma_P \cos \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \alpha_\rho \right) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_\rho} + \frac{\beta_\rho}{\cos \frac{\pi}{2} \alpha_\rho} \frac{\beta_{P'}}{\sin \frac{\pi}{2} \alpha_{P'}} \cos \left(\frac{\pi}{2} \alpha_{P'} - \frac{\pi}{2} \alpha_\rho \right) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{P'} + \alpha_\rho - 1} \right] \quad (6a)$$

Termes antisymétriques :

$$P_0(\pi^\pm p) \propto \frac{\gamma_P \beta_{P'}}{\sin \frac{\pi}{2} \alpha_{P'}} \sin \frac{\pi}{2} (1 - \alpha_{P'}) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{P'}} \quad (6b)$$

$$P_0(\pi^\pm p) \propto - \frac{\gamma_{P'} \beta_P}{\sin \frac{\pi}{2} \alpha_{P'}} \sin \frac{\pi}{2} (1 - \alpha_{P'}) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{P'}} \quad (6c)$$

Le premier terme donne un double zéro pour $\alpha_\rho \approx 0$; en effet, $\cos(\pi/2)(1 - \alpha_\rho)$ s'annule pour $\alpha_\rho = 0$ et le résidu β_ρ doit contenir un terme α_ρ pour expliquer le creux de la section efficace différentielle d'échange de charge. Ce premier terme est important aux petits transferts; $P_0(\pi^+ p)$ reste positif et $P_0(\pi^- p)$ négatif, de part et d'autre de $\alpha_\rho = 0$. Dans le second terme de l'équation (6a), $\cos(\pi/2)(\alpha_{P'} - \alpha_\rho) \approx 1$ si $\alpha_{P'} \approx \alpha_\rho$. Le facteur $\sin(\pi/2)\alpha_{P'}$ s'annule pour $\alpha_{P'} = 0$; le résidu de P' doit donc contenir un facteur $\alpha_{P'}$ pour supprimer ce "pôle fantôme". Ainsi ce terme s'annule pour $\alpha_{P'} \approx \alpha_\rho \approx 0$, entraînant un changement de signe pour $P_0(\pi^\pm p)$, ce qui serait en contradiction avec nos mesures.

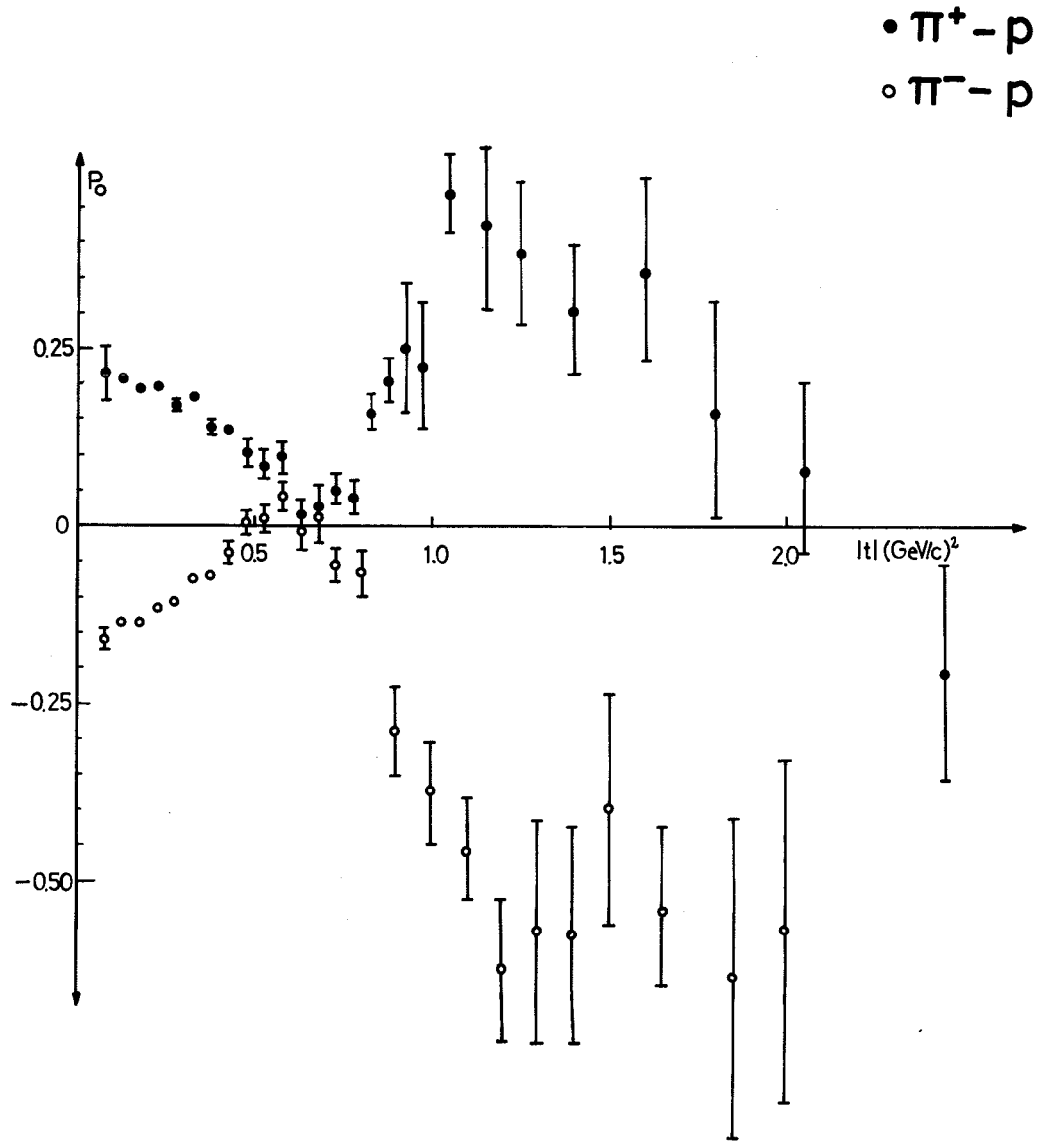


Fig. 19 Résultats de polarisation $\pi^\pm p$ à 6 GeV/c

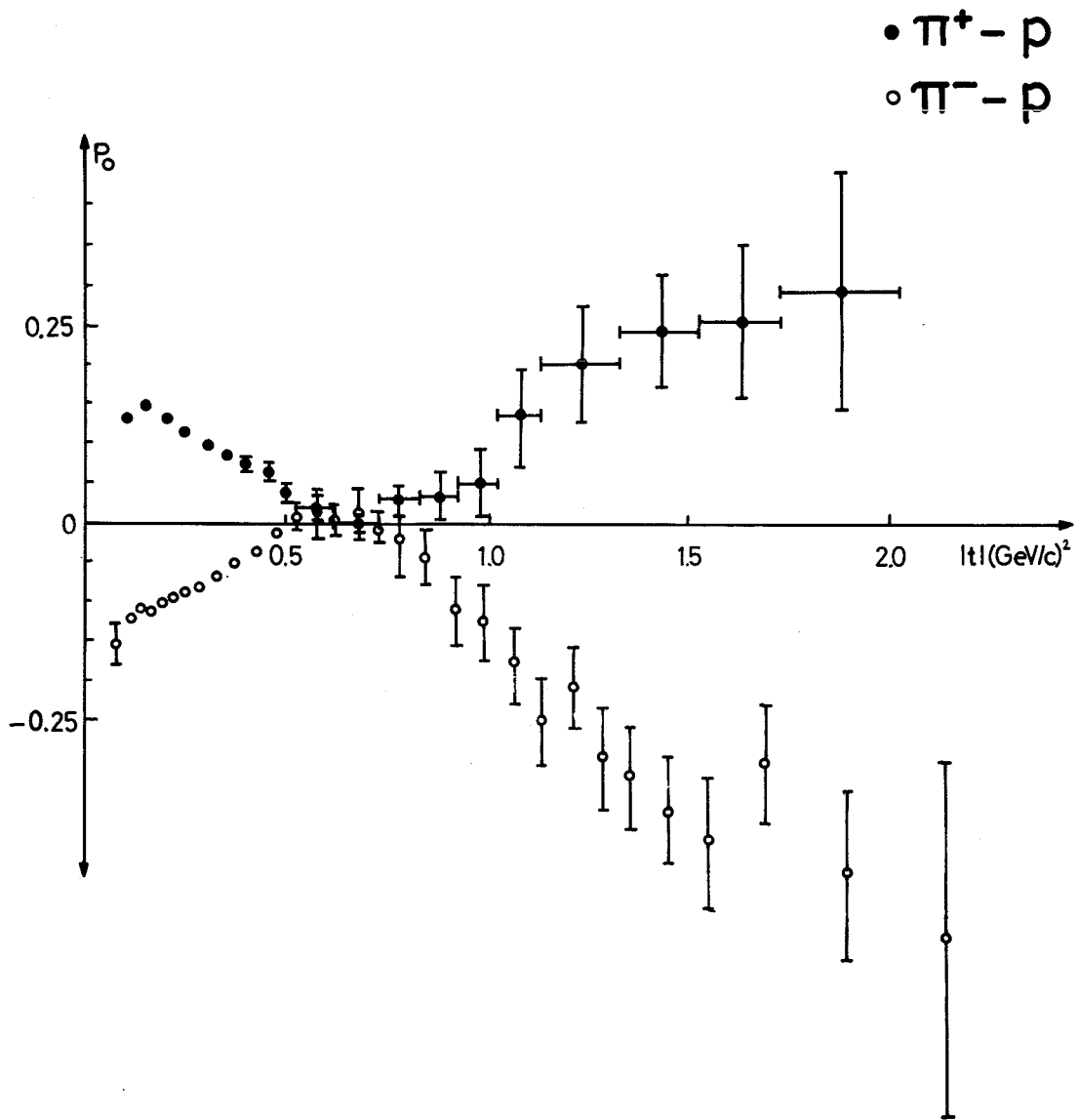


Fig. 20 Résultats de polarisation $\pi^\pm p$ à 10 GeV/c

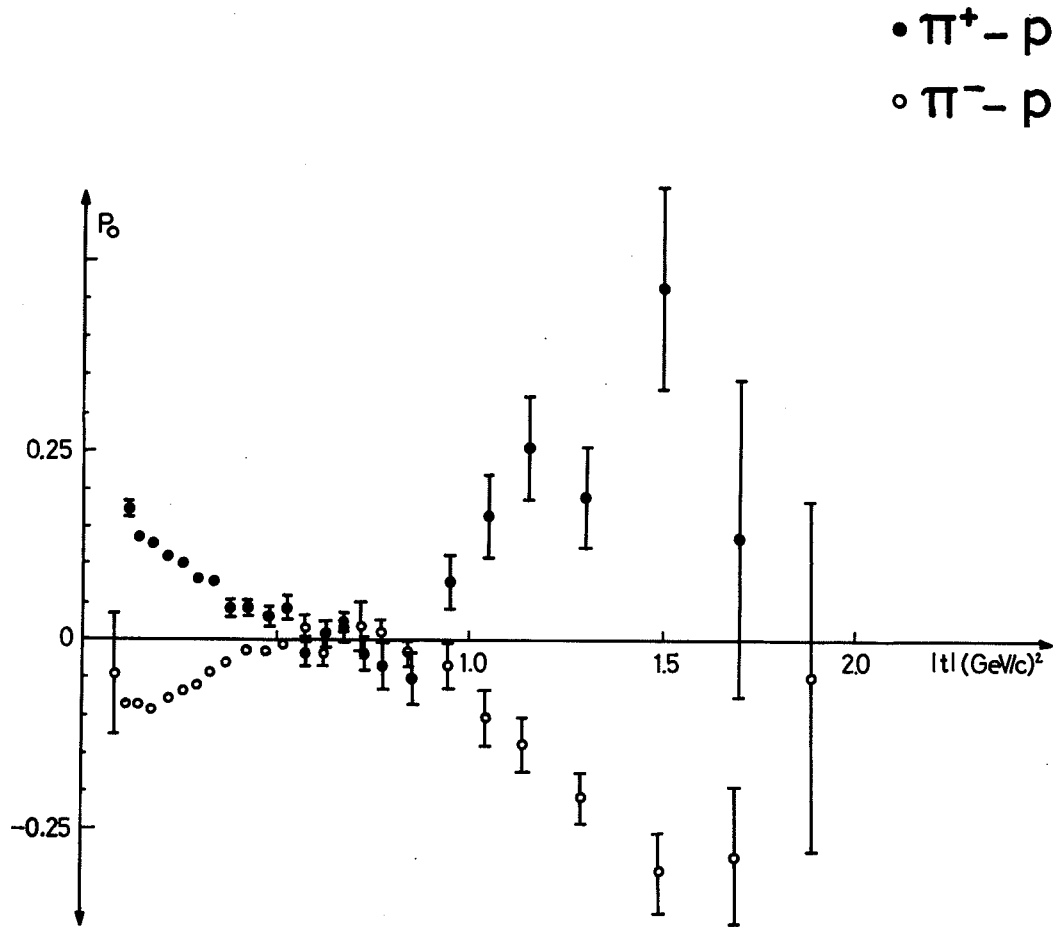


Fig. 21 Résultats de polarisation $\pi^\pm p$ à 14 GeV/c

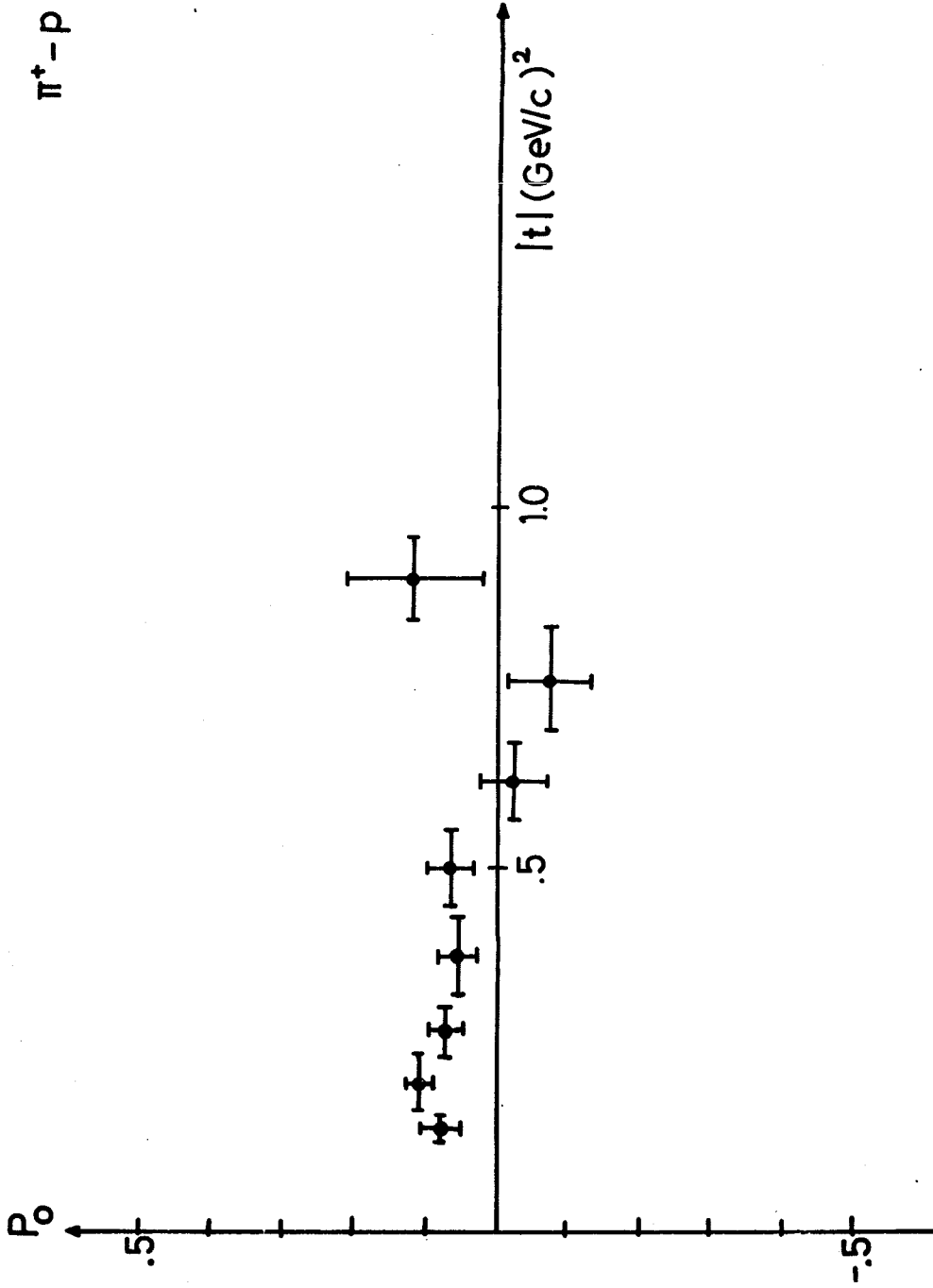


Fig. 22 Résultats de polarisation $\pi^+ p$ à 17,5 GeV/c

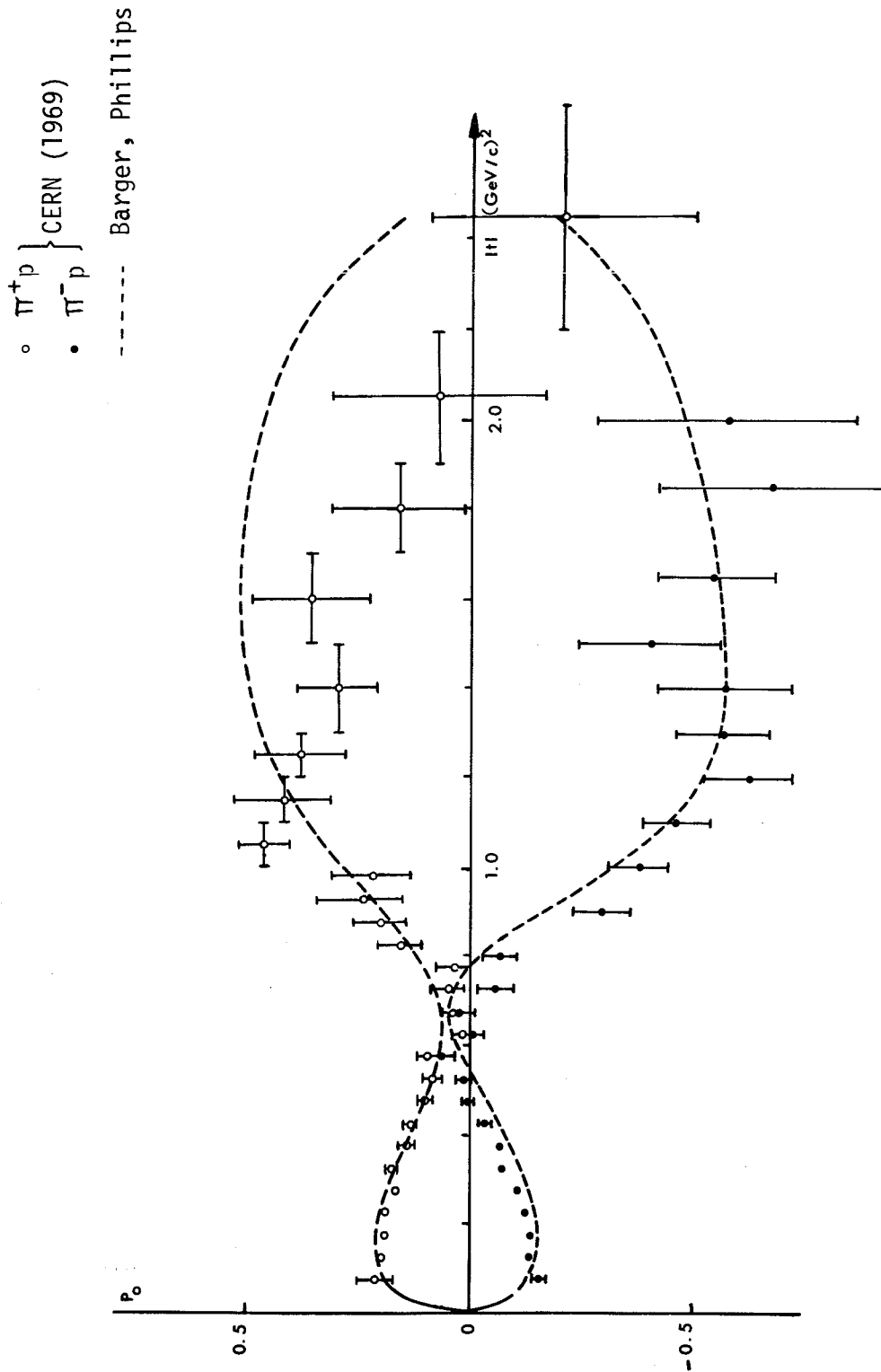


Fig. 23a Comparaison des résultats de polarisation de notre expérience, pour $\pi^+ p$ à 6 GeV/c, avec ceux de Barger et Phillips

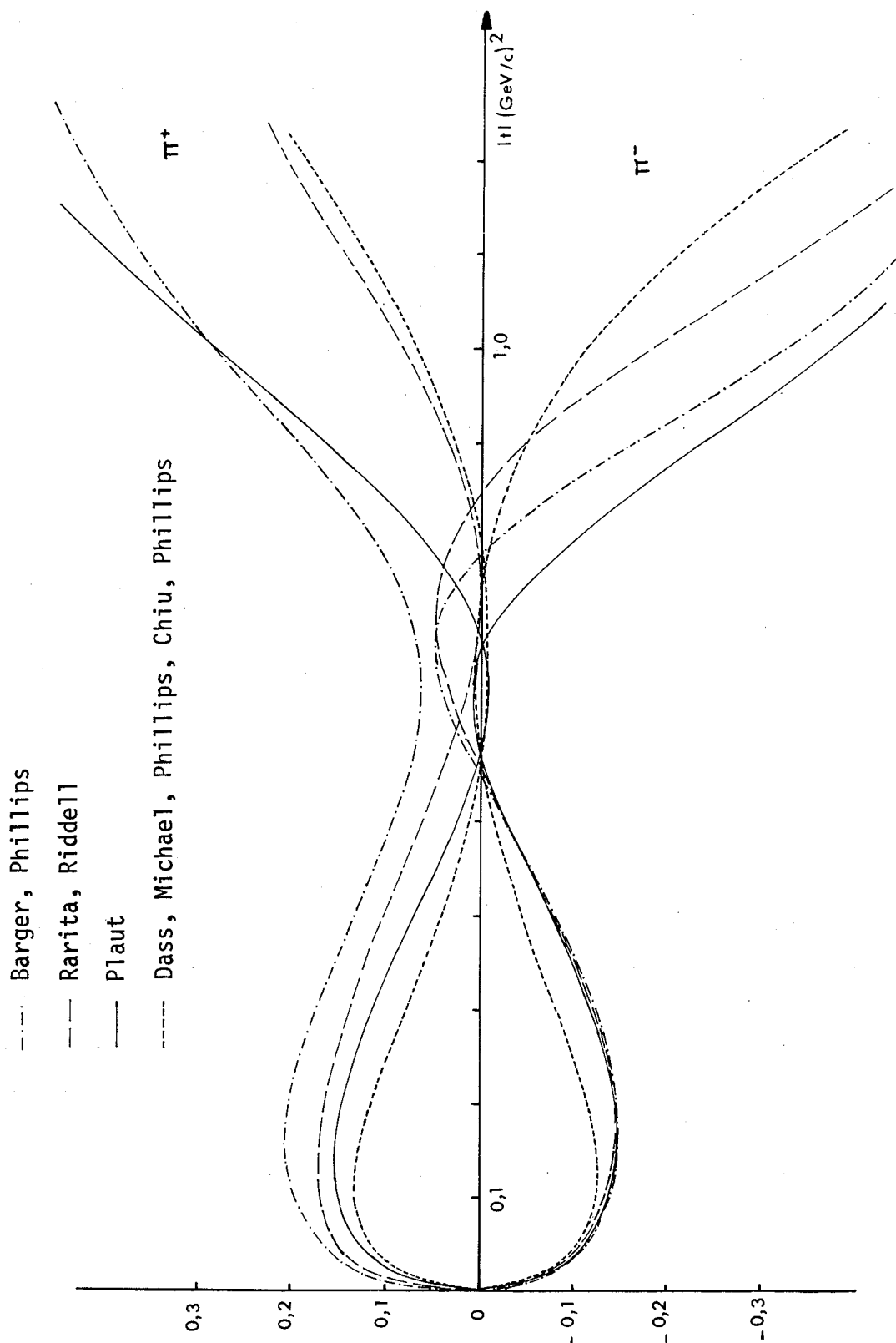


Fig. 23b Comparaison entre les divers modèles pour $\pi^{\pm} p$ à 6 GeV/c

Pour éviter ce changement de signe il faut introduire un zéro supplémentaire dans le résidu $\gamma_{p'}$; Barger et Phillips¹⁹⁾ ont proposé la forme $\gamma_{p'} \approx \lambda \sin^2(\pi/2)\alpha_{p'}$, qui permet également d'expliquer le changement de signe de la polarisation que l'on peut observer au-dessus de $t = -2$ (GeV/c)². Comme la section efficace différentielle varie fortement avec l'énergie²⁰⁾ aux grands moments de transfert, le second terme de l'équation (6a) est le plus important entre $t = -1$ et $t = -2$ (GeV/c)²; en effet, cet argument indique une trajectoire dominante avec $\alpha(t) \ll 1$ ²¹⁾.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les termes symétriques peuvent expliquer la faible différence entre $P_0(\pi^+p)$ et $P_0(\pi^-p)$ aux faibles moments de transfert. Cependant si le terme (6c) est plus important que (6b), le résultat de Barger et Phillips (fig. 23a) :

$$\frac{F_{+-}^{I=1}}{F_{++}^{I=1}} > 0$$

impose $\beta_p > 0$; ainsi puisque $\gamma_{p'}^{++} > 0$, le terme (6c) devrait être négatif pour de petits moments de transfert et s'annuler pour $t = -0,6$ (GeV/c)², ce qui serait en désaccord avec nos mesures de polarisation. De ces considérations on peut donc conclure que $\text{Im}(F_{++}^p F_{+-}^{p'})$ est le terme le plus important.

Récemment, Barger et Phillips²²⁾ ont proposé un modèle dans lequel, en plus des trois pôles considérés précédemment, ils introduisent deux pôles supplémentaires, à savoir le ρ' et le P'' . La trajectoire du ρ' joue un faible rôle dans la polarisation élastique, mais elle est nécessaire pour expliquer une polarisation non nulle dans la réaction d'échange de charge $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$. Son influence se fait sentir autour de $t = -0,6$ (GeV/c)². Elle explique le fait que P_0^+ et P_0^- ne se touchent pas dans ce voisinage. Quant au pôle P'' , il se manifeste surtout dans les termes symétriques, donc aux petits moments de transfert.

La figure 23b donne des résultats de polarisation calculés avec différents modèles d'échanges de pôles de Regge.

4.1.2 Eventuelles influences de coupures dans le plan complexe du moment angulaire

De nombreux arguments théoriques jouent en faveur de coupures dans le plan complexe du moment angulaire, mais à ce jour aucune expérience n'a pu mettre en évidence leur présence ni tester leur importance. Récemment, on a avancé l'idée que la polarisation importante observée aux grands moments de transfert dans la diffusion πN puisse en être une conséquence.

Notons cependant qu'un modèle d'échange de pôles de Regge avec coupure est équivalent aux modèles "absorptifs" que nous citerons dans le paragraphe suivant. De même l'existence d'un coeur dur, dans la diffusion à deux corps telle que l'on étudiée Kimel et Migasawa²³⁾, peut également engendrer une coupure.

Dans le cas précis de la diffusion élastique πN , l'apparition d'une coupure peut être engendrée par l'échange simultané du ρ et du P (Pomeranchukon). Il nous semble intéressant d'étudier ce phénomène afin de déceler l'importance d'une telle coupure sur le paramètre de polarisation.

Si les trajectoires $\alpha_\rho(t)$ et $\alpha_P(t)$ sont linéaires et de pentes α'_ρ et α'_P la position du point de branchement est donnée par²⁴⁾ :

$$\alpha_c(t) = \alpha_\rho(t) - \frac{\alpha_\rho'^2}{\alpha_\rho' + \alpha_P'} t .$$

Le problème se pose alors de connaître la forme de la discontinuité le long de cette coupure. En supposant que cette discontinuité a un point de branchement $j = \alpha_c$, Chiu et Finkelstein²⁴⁾ d'une part et de Lany, Gross, Muzinich et Teplitz²⁴⁾ d'autre part montrent qu'à l'ordre $(\ln s)^{-1}$, les amplitudes de diffusion se résument à la somme des amplitudes des différents pôles échangés et à celle due à l'existence de la coupure ($\rho + P$); le terme principal de cette coupure se comporte à haute énergie comme :

$$F_{\text{coup.}}(s,t) \sim \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_c(t)} \frac{\exp \left\{ -i \frac{\pi}{2} \left[1 - \alpha_c(t) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{2 \ln(S/S_0)} \right] \right\}}{\left[\ln^2 \frac{S}{S_0} + \frac{\pi^2}{4} \right]^{1/2}} .$$

Sous cette forme la coupure ($\rho + P$) est un "pôle effectif" dont la phase dépend de l'énergie; sa trajectoire s'écrit :

$$\alpha_{\text{eff}}(t) = \alpha_c(t) - \frac{1}{\ln(S/S_0)} .$$

Il faut remarquer que cette "trajectoire effective" est parallèle à α_c , et qu'elle s'en rapproche lorsque l'énergie augmente; elle coupe d'autre part la trajectoire du ρ en un point t' défini par :

$$t' = - \frac{\alpha'_p + \alpha'_\rho}{\alpha_\rho^2 \ln(S/S_0)} .$$

Pour $|t| = |t'|$, α_{eff} et $\alpha_\rho(t)$ ont même phase et leur contribution dans la polarisation est nulle. En dehors de ce point le terme d'interférence entre la coupure ($\rho + P$) et la trajectoire du ρ se comporte avec l'énergie comme :

$$P_0^{C,\rho}(s,t) = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_c - \alpha_\rho} \frac{\sin \left[\frac{\pi}{2} (\alpha_\rho - \alpha_{\text{eff}}) \right]}{\left[\ln^2(S/S_0) - \frac{\pi^2}{4} \right]^{1/2}} . \quad (7)$$

On doit donc s'attendre, si cette interférence joue effectivement un rôle, à ce que sa contribution dans la polarisation π^{\pm}_p diminue avec l'énergie pour $|t| < |t'|$ et qu'elle augmente avec l'énergie pour $|t| > |t'|$.

En effet, nos mesures de polarisation montrent une diminution en fonction de l'énergie pour $|t| < |t'|$ alors que pour des moments transférés supérieurs à cette valeur, la variation avec l'énergie est nettement plus faible :

$$\begin{aligned} \text{à } p &= 6 \text{ GeV/c, } & t' &= 0,45 , \\ \text{à } p &= 10 \text{ GeV/c, } & t' &= 0,38 . \end{aligned}$$

Serait-ce là l'influence du terme (7)? Malheureusement, nos mesures dans cette bande de transfert ne sont pas suffisamment précises pour amener une confirmation de l'existence de telles coupures. En ce qui concerne cette augmentation avec l'énergie, il faut signaler que le modèle d'échange de Barger et Phillips, que nous avons étudié précédemment, donne la même variation avec l'énergie, dans tout le domaine de moment transféré qui nous intéresse.

4.1.3 Autres modèles

Des arguments phénoménologiques ont permis à Cohen-Tanoudji et al. ²⁵⁾ d'introduire des corrections de types absorptifs dans le modèle de Regge. Ils obtiennent ainsi des amplitudes qui tiennent compte de l'influence des canaux inélastiques. Leur modèle donne des prédictions qui sont en accord avec toutes les données expérimentales concernant la diffusion élastique πN à haute énergie. En ce qui concerne le paramètre de polarisation, sa variation avec l'énergie est assez bien reproduite, mais sa valeur absolue est en moyenne trouvée trop faible. Il faut cependant noter que le jeu de paramètres entrant dans leurs ajustements est relativement restreint; à cause de cela, et même si l'accord avec les mesures de polarisation n'est pas spectaculaire, il reste intéressant. En plus de prédictions, ces auteurs suggèrent une série de tests précis sur lesquels leur modèle et celui des pôles de Regge classique diffèrent notablement; nous renvoyons à leurs travaux pour une liste de ces tests.

En reprenant la notion de fonction de recouvrement (*overlap function*) introduite par Van Hove en tant que formulation mathématique de la diffusion élastique, Henzi a réalisé une analyse phénoménologique de la diffusion πN à haute énergie²⁶⁾. Il a séparé les fonctions de recouvrement en plusieurs classes de collisions inélastiques, la contribution de chacune ayant sa propre variation avec l'énergie. Il utilise le concept de correction absorptive et de volume d'interaction commun aux réactions élastiques et aux réactions inélastiques. Ses prédictions, quant à la polarisation, se résument ainsi : ce modèle prévoit une asymétrie entre $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ qui s'accroît lorsque l'énergie augmente, du moins pour des moments transférés inférieurs à $t = -0,8$ (GeV/c)². En effet $P_0(\pi^+ p)$ reste positive alors que $P_0(\pi^- p)$ s'annule entre 0 et 0,6 (GeV/c)², la position de ce zéro se rapprochant de $t = 0$ en fonction de l'énergie. Ce phénomène s'explique si les fonctions de recouvrement de la diffusion $\pi^- p$ varient plus fortement en fonction de l'énergie que celles de la diffusion $\pi^+ p$. Nos données expérimentales ne sont pas en désaccord avec les conclusions de ce modèle, bien qu'il faille attendre les mesures à plus hautes énergies pour décider de sa validité. L'absence d'asymétrie croissante avec l'énergie pourrait alors indiquer l'existence d'autres contributions importantes dans les fonctions de recouvrement $\pi^+ p$, par exemple des contributions dues à des classes de transitions avec échange d'étrangeté entre jets.

Le modèle "de la gouttelette cohérente", qui a été proposé par Byers et Yang²⁷⁾, est une extension du modèle optique et consiste à décrire la diffusion élastique πN par le passage d'un méson à travers le nucléon considéré comme une gouttelette excitée de façon cohérente. Bien que ce modèle donne des résultats fort peu satisfaisants en comparaison de ceux cités précédemment, il revêt une certaine importance historique puisqu'il a été le premier à prédire une polarisation dans les diffusions élastiques πN à hautes énergies.

En terminant ce paragraphe nous voulons citer un modèle optique simple proposé par Berlad, Dar et Eilam²⁸⁾ dans lequel l'amplitude de non-renversement d'hélicité est générée par absorption et est trouvée proportionnelle à la fonction de Bessel $J_1(t)$

$$F_{++} \propto \frac{J_1(t)}{t} ; \quad x = Rt .$$

L'amplitude de renversement d'hélicité étant aussi proportionnelle à $J_1(t)$, car seuls les effets de bord du nucléon lui apportent une contribution, on s'attend à la prédiction :

$$P_0 \propto \frac{J_1^2(t)}{t} ,$$

qui reproduit le comportement de nos données expérimentales. Le changement de signe de P_0 entre $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ est obtenu en supposant que l'amplitude de renversement d'hélicité est associée avec l'échange d'un ρ .

4.2 Diffusion kaon-proton

Les résultats expérimentaux sont présentés par les figures 24 à 27.

Les caractéristiques de nos mesures de polarisation en diffusion KN sont essentiellement différentes de celles de la diffusion πN . Alors que dans cette dernière la polarisation montre une nette "symétrie miroir", $P_0(K^+ p)$ reste positive dans tout l'intervalle sur lequel s'étendent nos mesures et $P_0(K^- p)$ change de signe pour $t \sim -1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$. Dans les paragraphes suivants, nous étudierons ces comportements dans le cadre du modèle de Regge, d'une part, et dans le cadre de l'hypothèse "dualiste", d'autre part.

4.2.1 Modèles de Regge à cinq pôles

Le formalisme de la diffusion KN est le même que celui de la diffusion πN . Le modèle de Regge permet cependant d'échanger plus de trajectoires que dans le cas de la diffusion πN : cinq trajectoires peuvent participer à la réaction, à savoir trois pôles d'isospin $I = 0$, P , P' et ω , et deux pôles d'isospin $I = 1$, le ρ et le $R(A_2)$. Leur contribution dans les amplitudes d'hélicité s'écrit :

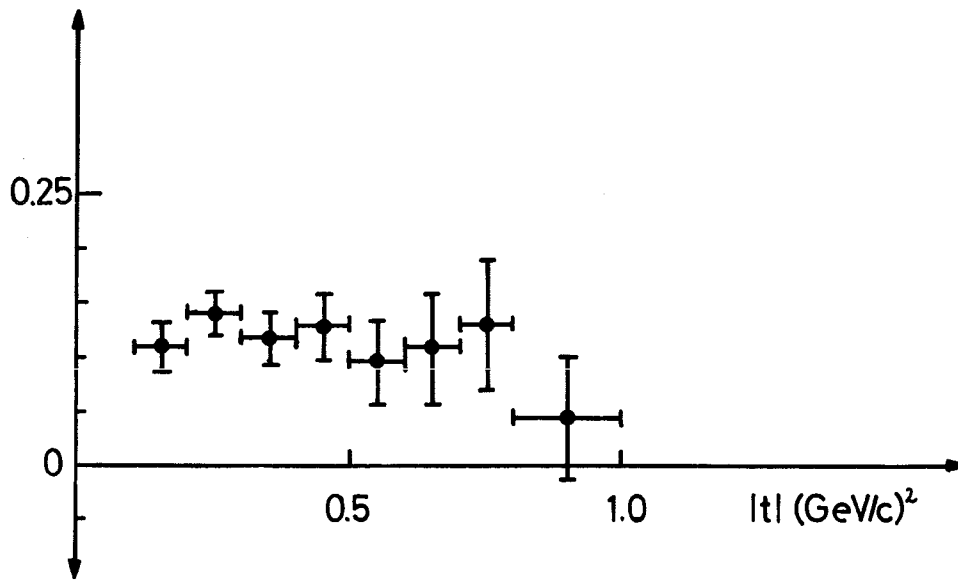
$$F_{\pm\pm}(K^-p \rightarrow K^-p) = F_{\pm\pm}^P + F_{\pm\pm}^{P'} + F_{\pm\pm}^\omega + F_{\pm\pm}^\rho + F_{\pm\pm}^R,$$

$$F_{\pm\pm}(K^+p \rightarrow K^+p) = F_{\pm\pm}^P + F_{\pm\pm}^{P'} - F_{\pm\pm}^\omega - F_{\pm\pm}^\rho + F_{\pm\pm}^R.$$

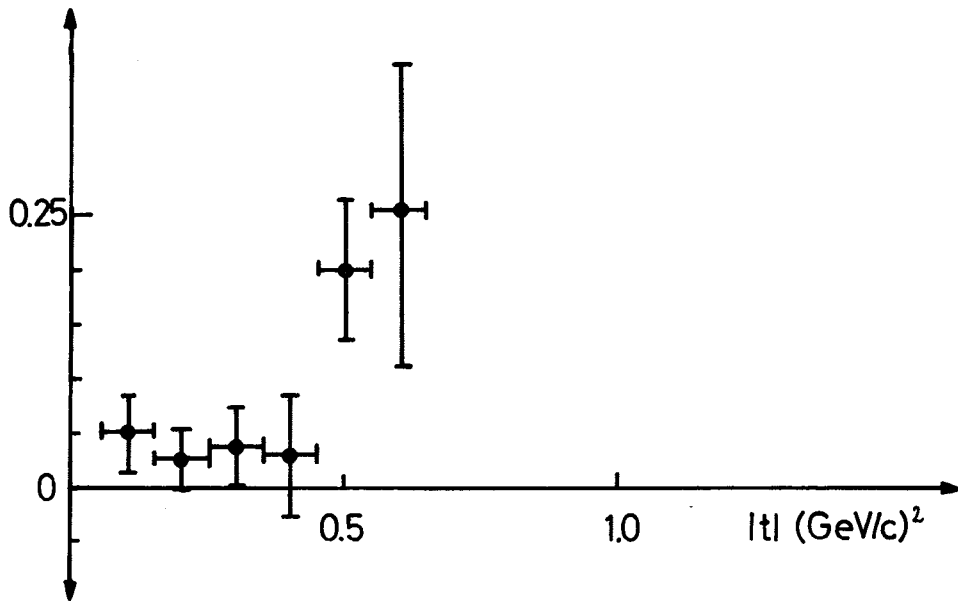
Plaut²⁹⁾ a construit un modèle d'échange à cinq pôles spécialement pour expliquer les données de polarisation à 2 et 2,3 (GeV/c)^{2 30)}. Comme il désire expliquer le creux de la section efficace différentielle K^-p à $t = -0,9$ (GeV/c)², corrélé à un changement de signe de la polarisation, il propose que le moment angulaire complexe de l'une des trajectoires considérées s'annule pour cette valeur de transfert, et que l'amplitude associée à cette trajectoire soit proportionnelle à $\alpha(t)$.

En partant de données expérimentales, cet auteur estime la contribution dans l'amplitude $\text{Im } F_{\pm\pm}(t = 0)$ de chaque trajectoire de signature impaire. Il utilise à cette fin le théorème optique et les sections efficaces totales. Il trouve ainsi que la contribution de l' ω est beaucoup plus importante que celle du ρ , et que la contribution du A_2 est toujours très faible. D'autre part, il ne s'intéresse pas aux contributions des trajectoires paires dans les amplitudes de renversement d'hélicité, car le fait que les polarisations en πN soient approximativement égales en valeur absolue (mais de signe opposé) est un argument puissant pour considérer les contributions du P et du P' dans les amplitudes de renversement d'hélicité comme très faibles.

Ainsi, si l'amplitude de renversement d'hélicité due à l'échange du ρ était dominante, on devrait s'attendre à une polarisation négative dans la diffusion K^-p , car le théorème de factorisation implique que le signe relatif des amplitudes F_{++} et F_{--} est le même dans les diffusions πN et dans les diffusions KN .

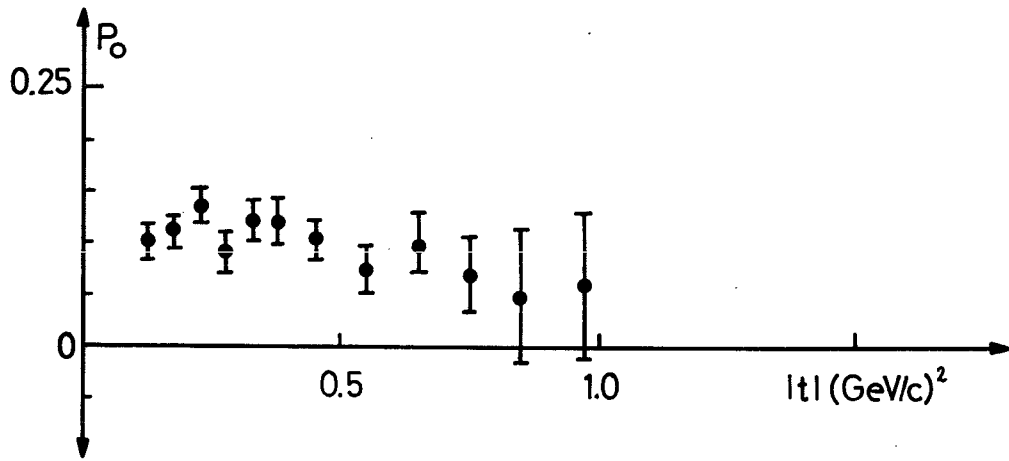


Résultats de polarisation K^+p à 6 GeV/c

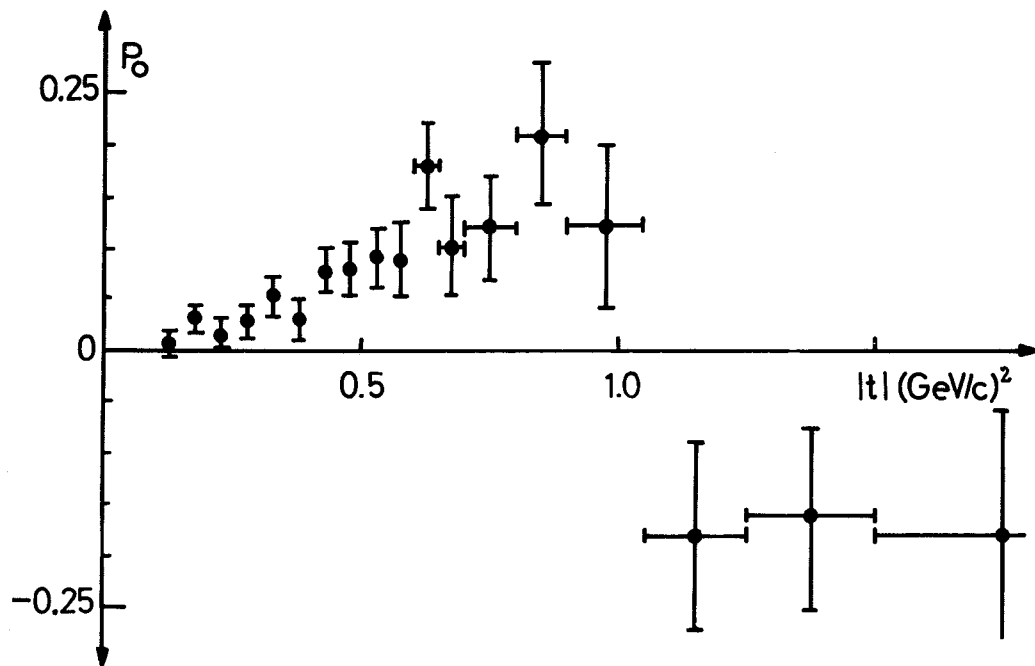


Résultats de polarisation K^-p à 6 GeV/c

Fig. 24

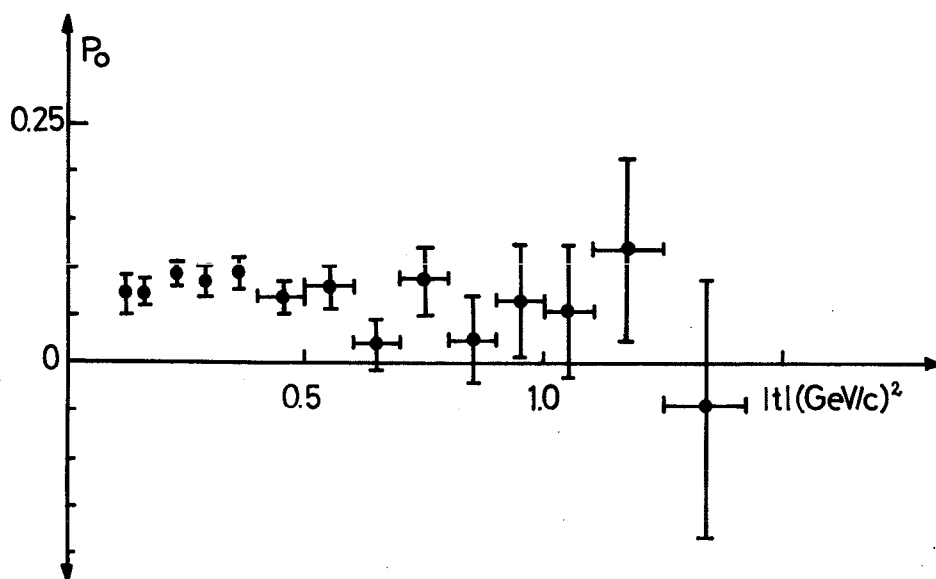


Résultats de polarisation K^+p à 10 GeV/c

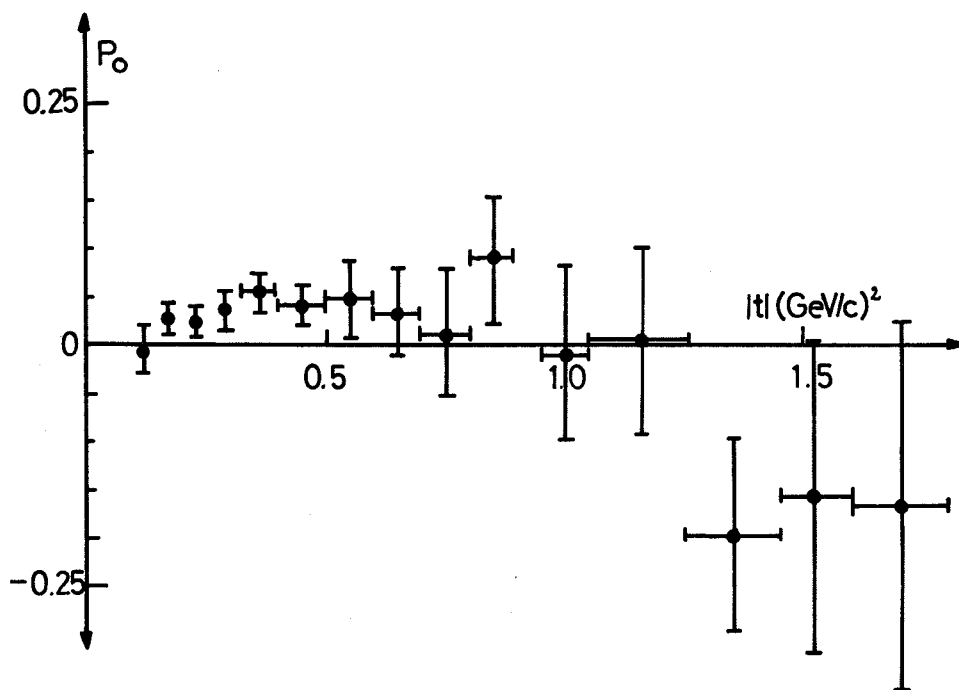


Résultats de polarisation K^-p à 10 GeV/c

Fig. 25



Résultats de polarisation $K^+ p$ à 14 GeV/c



Résultats de polarisation $K^- p$ à 14 GeV/c

Il est alors certain que c'est l'amplitude de renversement d'hélicité correspondant à l'échange de ω qui est responsable de la polarisation positive dans la diffusion K^-p vers l'avant. Cette amplitude doit être alors beaucoup plus importante que celle correspondant à la trajectoire du ρ , et de signe contraire. Le changement de signe dans la diffusion K^-p vers $t = -0,9$ $(\text{GeV}/c)^2$ est alors expliqué, soit par l'annulation de $\alpha_\omega(t)$, soit par celle de $\alpha_{\rho'}(t)$. Dans ce second cas, c'est l'amplitude $F_{++}^{\rho'}$ interférant avec l'amplitude F_{+-}^ω qui change de signe.

Différents mécanismes sont invoqués dans la littérature pour trouver les règles à appliquer dans la paramétrisation des fonctions résidus. Il semble bien, pour le moment du moins, qu'un choix personnel doive être fait. Plaut a choisi, quant à lui, sur la base des arguments ci-dessus, une paramétrisation analogue à celle de Phillips et Rarita¹⁴⁾. Il obtient ainsi un certain nombre de paramètres libres qu'il ajuste aux mesures actuellement disponibles en diffusion KN; les seules mesures de polarisation qu'il considère sont celles de Andersson et al.³⁰⁾ à basse énergie. Etant donné que les résultats de polarisation à basse énergie sont très bien reproduits par ce modèle, nous l'avons utilisé pour calculer les polarisations à 6, 10, 14 et 17,5 GeV/c. Ces résultats sont reproduits par la figure 27b; on remarque que le comportement général de la polarisation dans la diffusion K^-p est relativement bien reproduit, alors que celui de la polarisation K^+p est en très mauvais accord avec nos résultats.

Dass et al., dans un récent article³¹⁾, ont présenté un nouveau modèle d'échange de trajectoires de Regge pour expliquer la diffusion kaon-nucléon dans le domaine $0 \leq t \leq -1$ $(\text{GeV}/c)^2$ et à hautes énergies. En plus des informations que l'on peut obtenir des mesures à hautes énergies, ils utilisent également celles qui peuvent fournir les règles de sommes à énergies finies (FESR) pour les amplitudes à basses énergies. Ce modèle est basé sur l'échange des P , P' , ω , A_2 , ρ et ω' . La trajectoire ω' est introduite ici pour définir le point $t = t_c$ pour lequel $(d\sigma/dt)(K^-p)$ et $(d\sigma/dt)(K^+p)$ se croisent, ce point étant principalement déterminé par $(\omega + \omega')$. En ce qui concerne la polarisation élastique, le terme de non-renversement d'hélicité est principalement dû aux trajectoires P , P' , ω et ω' . Egalement, dans ce modèle, le P et le P' ne donnent qu'une contribution relativement faible aux amplitudes de renversement d'hélicité. A cause des contraintes données par les FESR, l'amplitude de renversement d'hélicité $F_{+-}(P+P')$ a

la même phase que l'amplitude de non-renversement d'hélicité $F_{++}(P+P')$. Les deux pôles ρ et A_2 donnent chacun une importante contribution aux amplitudes de renversement d'hélicité. Si l'on fait l'approximation que l'amplitude F_{++} est dominée par le pôle de Pomeranchuk et que l'amplitude F_{+-} l'est par le couple ρA_2 avec dégénérescence d'échange [$\alpha(t) = 0,5 + t$] on obtient, en utilisant la paramétrisation de ces valeurs :

$$P_0 = \frac{\sin \theta}{16\pi \sqrt{s}} A_0^P B_0^{\rho A_2} \exp (A_1^P t + B_1^{\rho A_2} t) \alpha(\alpha + 1)^{\alpha+1}$$

$$\times \begin{cases} \text{ctg } \pi\alpha & \text{pour la diffusion } K^-p \\ \text{cosec } \pi\alpha & \text{pour la diffusion } K^+p \end{cases},$$

c'est-à-dire :

$$P_0(K^-p) = P_0(K^+p) \times \cos \alpha(t)\pi .$$

Ainsi avec les paramètres A_0^P et $B_0^{A_2}$ positifs, les polarisations en K^-p et en K^+p sont toutes deux positives et $P_0(K^-p)$ changera de signe autour de $t = -1$ (GeV/c)². Bien que l'expression obtenue avec ce modèle soit plus compliquée, la conclusion précédente reste valable. Nous avons calculé les prédictions de Dass et al. en utilisant les paramètres qu'ils ont déterminés, sans tenir compte cependant de mesures de polarisation dans leurs ajustements (voir fig. 27b).

4.2.2 Modèle de Regge "dualiste"

L'absence de résonance dans le canal s et l'absence de creux dans la section efficace différentielle de la diffusion élastique K^+p sont des arguments en faveur du "concept de dualité", qui s'avère être un outil simple et puissant pour la compréhension de cette réaction à haute énergie. Il conduit à une simplification de la paramétrisation de la réaction et rend compte, du moins quantitativement, des caractéristiques de nos mesures de polarisation dans les diffusions élastiques K^+p et K^-p .

On appelle désormais "dualité" l'hypothèse de l'équivalence entre la description d'une réaction en termes de résonance dans la voie s d'une part, et en termes d'échange de pôles de Regge dans la voie t d'autre part. Des relations ont été établies entre pôles de Regge et résonances et on a pu calculer³²⁾ les résidus de la trajectoire du ρ à partir des paramètres

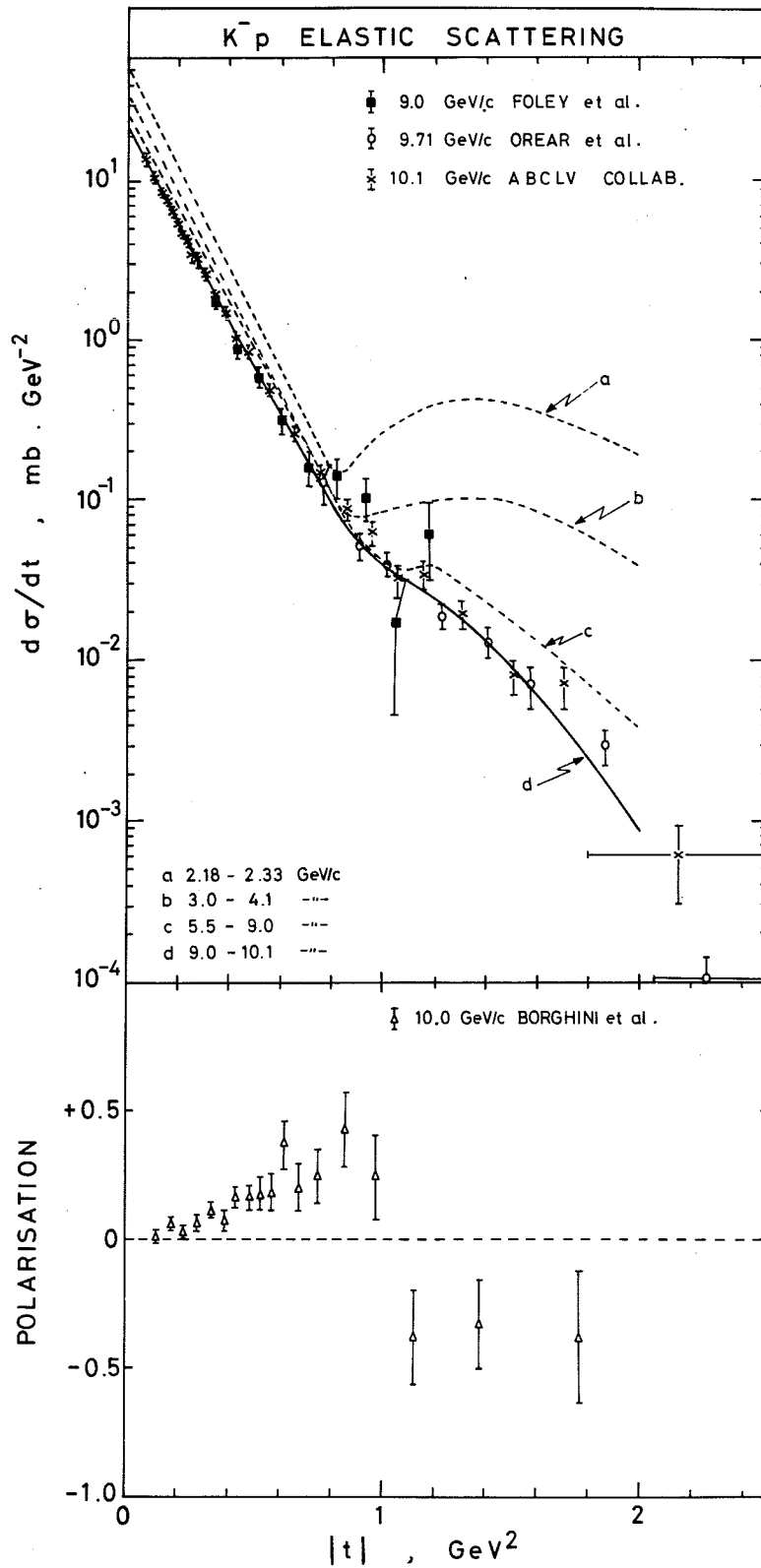


Fig. 27a Comparaison section efficace différentielle et polarisation à 10 GeV/c pour K⁻p. On remarquera la correspondance du changement de signe de la polarisation [$t \approx 1(\text{GeV}/c)^2$] avec le creux de la section différentielle.

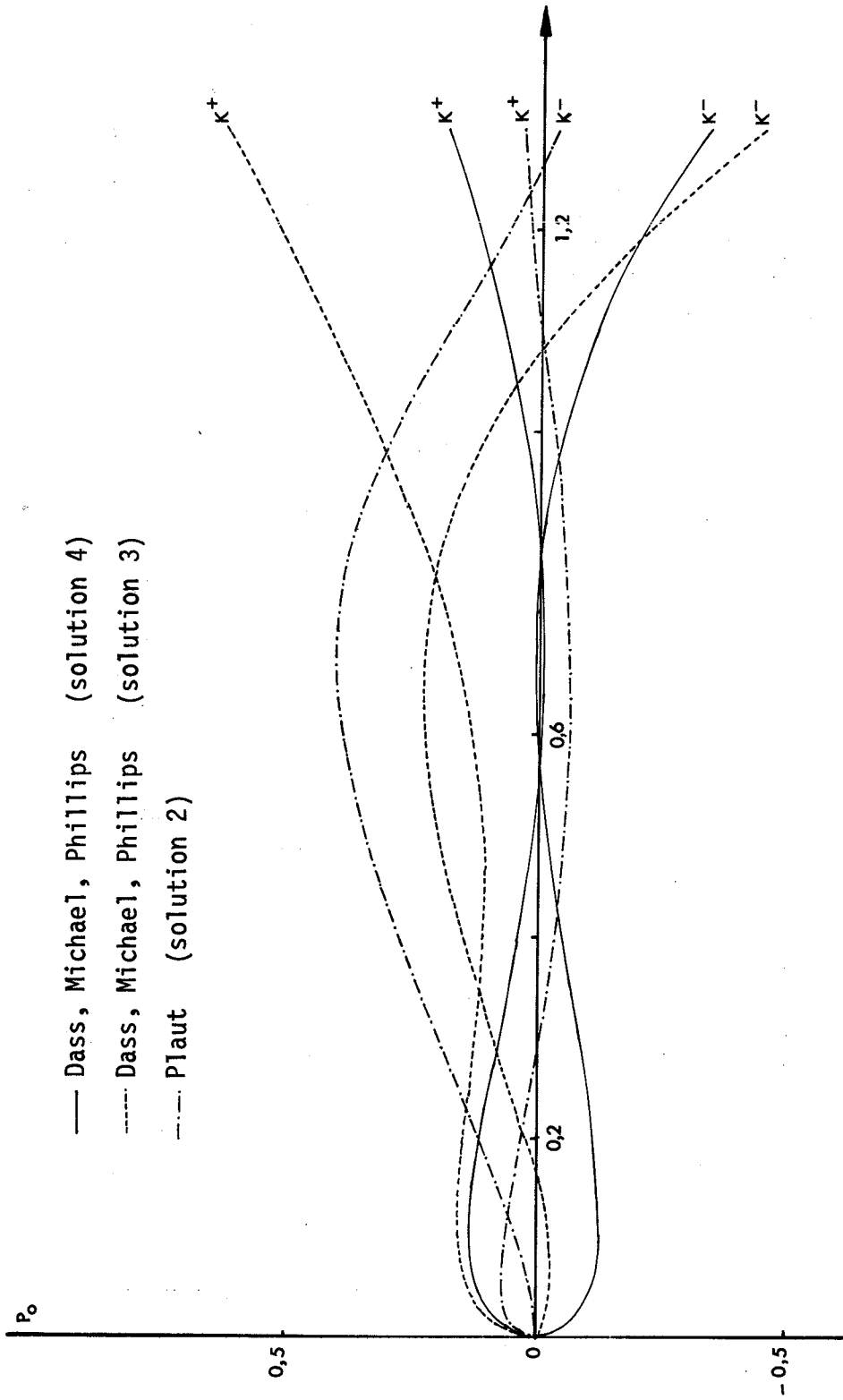


Fig. 27b Comparaison entre les divers modèles pour K^{\pm} p à 6 GeV/c

des résonances π -nucléon. D'autre part, Schmid³³⁾ a montré qu'en développant en ondes partielles l'amplitude d'échange d'un pôle de Regge on obtient des boucles dans le diagramme d'Argand. Ces boucles, si elles n'ont pas toutes les caractéristiques de vraies résonances, sont considérées comme vestiges des résonances π -nucléon; elles ont leur origine dans le terme $e^{-i\pi\alpha}$, dont la phase varie avec t .

Les contraintes nouvelles qu'apporte la dualité proviennent essentiellement des réactions qui n'ont pas de résonance dans la voie s , et dont les amplitudes ne devront donc pas contenir de terme $e^{-i\pi\alpha}$.

Afin d'éliminer les termes en $e^{-i\pi\alpha(t)}$ on est conduit à postuler un terme de Pomeranchuk purement imaginaire, ainsi que la dégénérescence des termes d'échange; c'est-à-dire que les trajectoires doivent être identiques ainsi que les résidus pour des pôles P' et ω d'une part, et ρ et R d'autre part. On aura :

$$\alpha_{P'}(t) = \alpha_{\omega}(t) = \alpha_R(t) = \alpha_{\rho}(t) \equiv \alpha(t)$$

avec :

$$\alpha(t) = 0,5 + 0,9t \quad ,$$

et

$$\gamma_{P'}(t) = \gamma_{\omega}(t) \equiv \gamma_1$$

$$\gamma_R(t) = \gamma_{\rho}(t) \equiv \gamma_2$$

$$\beta_{P'}(t) = \beta_{\omega}(t) \equiv \beta_1$$

$$\beta_R(t) = \beta_{\rho}(t) \equiv \beta_2 \quad .$$

On obtient alors comme résultat pour les deux amplitudes d'hélicité :

$$\begin{aligned} F_{++}(K^+p) &= -i\gamma_P(t) \frac{S}{S_0} \frac{2(\gamma_1 + \gamma_2)}{\sin \pi\alpha(t)} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)} \\ &= -i\gamma_P(t) \frac{S}{S_0} + g_1(t) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)} \quad , \end{aligned}$$

$$F_{+-}(K^+p) = -i\beta_p(t) \frac{S}{S_0} + \frac{2\sqrt{\alpha}(\beta_1 + \beta_2)}{\sin \pi\alpha(t)} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)}$$

$$= -i\beta_p(t) \frac{S}{S_0} + g_2(t) \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)},$$

$$F_{++}(K^-p) = -i\gamma_p \frac{S}{S_0} + g_1(t) e^{-i\pi\alpha(t)} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)}$$

$$F_{+-}(K^-p) = -i\beta_p \frac{S}{S_0} + g_2(t) e^{-i\pi\alpha(t)} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha(t)},$$

et pour le paramètre de polarisation :

$$P_0(K^+p) = \frac{2 \left[\beta_p g_1 - \gamma_p g_2 \right] \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha+1}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_+}$$

$$P_0(K^-p) = \frac{2 \cos \pi\alpha(t)}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_-} \left[\beta_p g_1 - \gamma_p g_2 \right] \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha+1},$$

c'est-à-dire :

$$P_0(K^-p) = P_0(K^+p) \cos \pi\alpha(t).$$

Les équations précédentes nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

1) Pour $|t| \leq 1,2$, $P_0(K^-p)$ et $P_0(K^+p)$ sont positives;

Pour $|t| \geq 1,2$, $P_0(K^-p)$ et $P_0(K^+p)$ sont de signe opposé;

$P_0(K^-p) < 0$.

- 2) Comme l'amplitude de renversement d'hélicité se comporte aux petits transferts comme \sqrt{t} on doit avoir :

$$P_0(K^+p) \sim t^{1/2}$$

et

$$P_0(K^-p) \sim t^{3/2} .$$

- 3) Le comportement en énergie de P_0 est donné par :

$$s^{\alpha(t)-1} .$$

Nos mesures sont en parfait accord avec ces conclusions; de meilleures données en K^-p seraient cependant nécessaires pour mieux tester le modèle, et en particulier pour étudier le comportement des facteurs résidus g_1 et g_2 . Cet accord qualitatif est d'autant plus remarquable que les modèles orthodoxes n'ont su prédire ni le signe, ni l'allure de ces polarisations.

4.2.3 Autres modèles

Arnold et Logan³⁴⁾ interprètent la polarisation élastique dans la diffusion kaon-nucléon par une interférence entre le P et le couple ($\rho - A_2$). Ils se servent des amplitudes d'hélicité définies dans le canal s et postulent que les résidus du ρ et du A_2 sont égaux pour les amplitudes de non-renversement d'hélicité et de signe opposé pour les amplitudes de renversement d'hélicité. Ils arrivent aux résultats intéressants suivants :

$$P_0(K^-p) \approx 2 \left[\frac{\frac{d\sigma}{dt}(K^-p \rightarrow K^0n)}{\frac{d\sigma}{dt}(K^-p \rightarrow K^-p)} \right]^{1/2}$$

et

$$P_0(K^+p) \approx P_0(K^-p) \cotg \pi\alpha(t) .$$

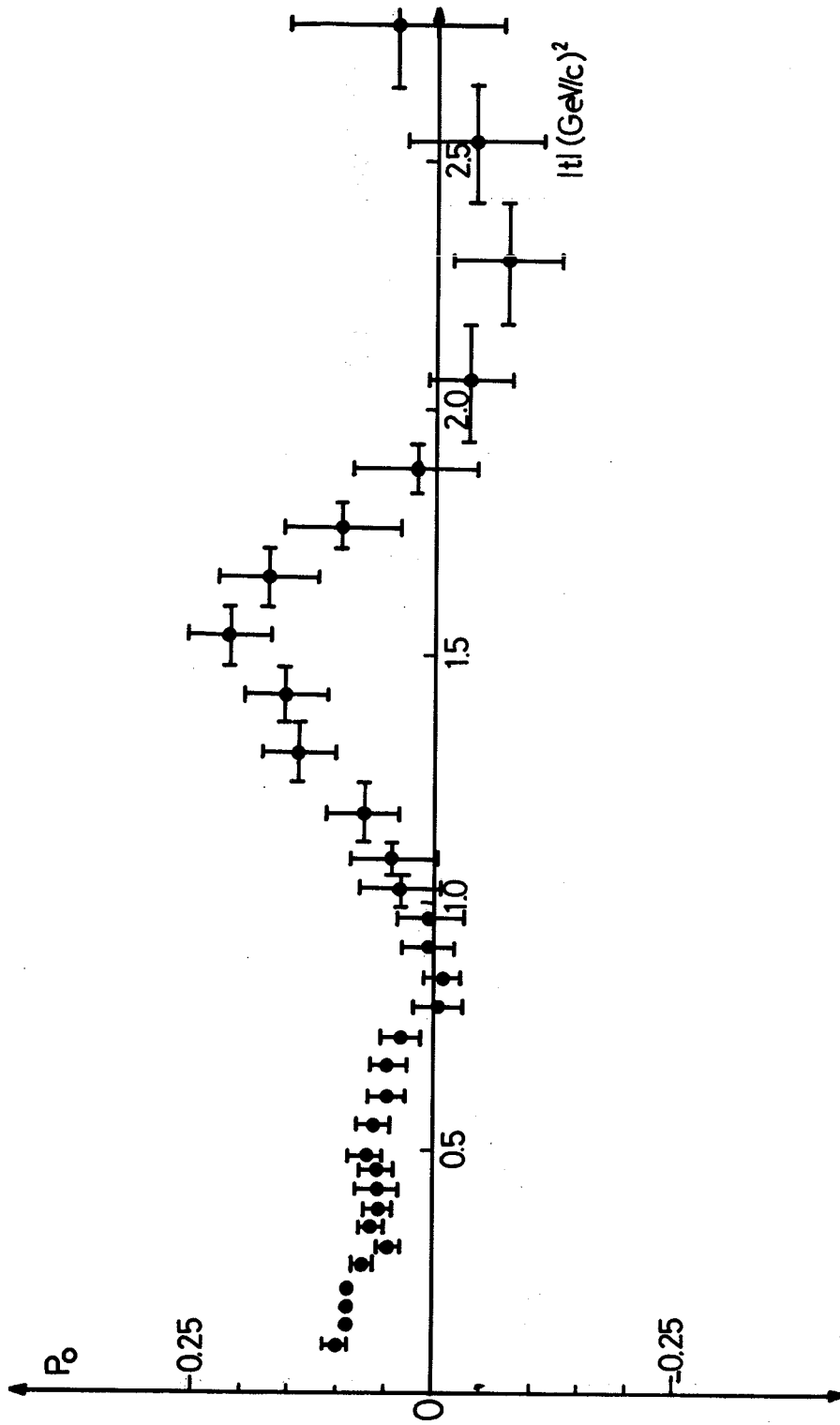


Fig. 29 Résultats de polarisation pp à 10 GeV/c

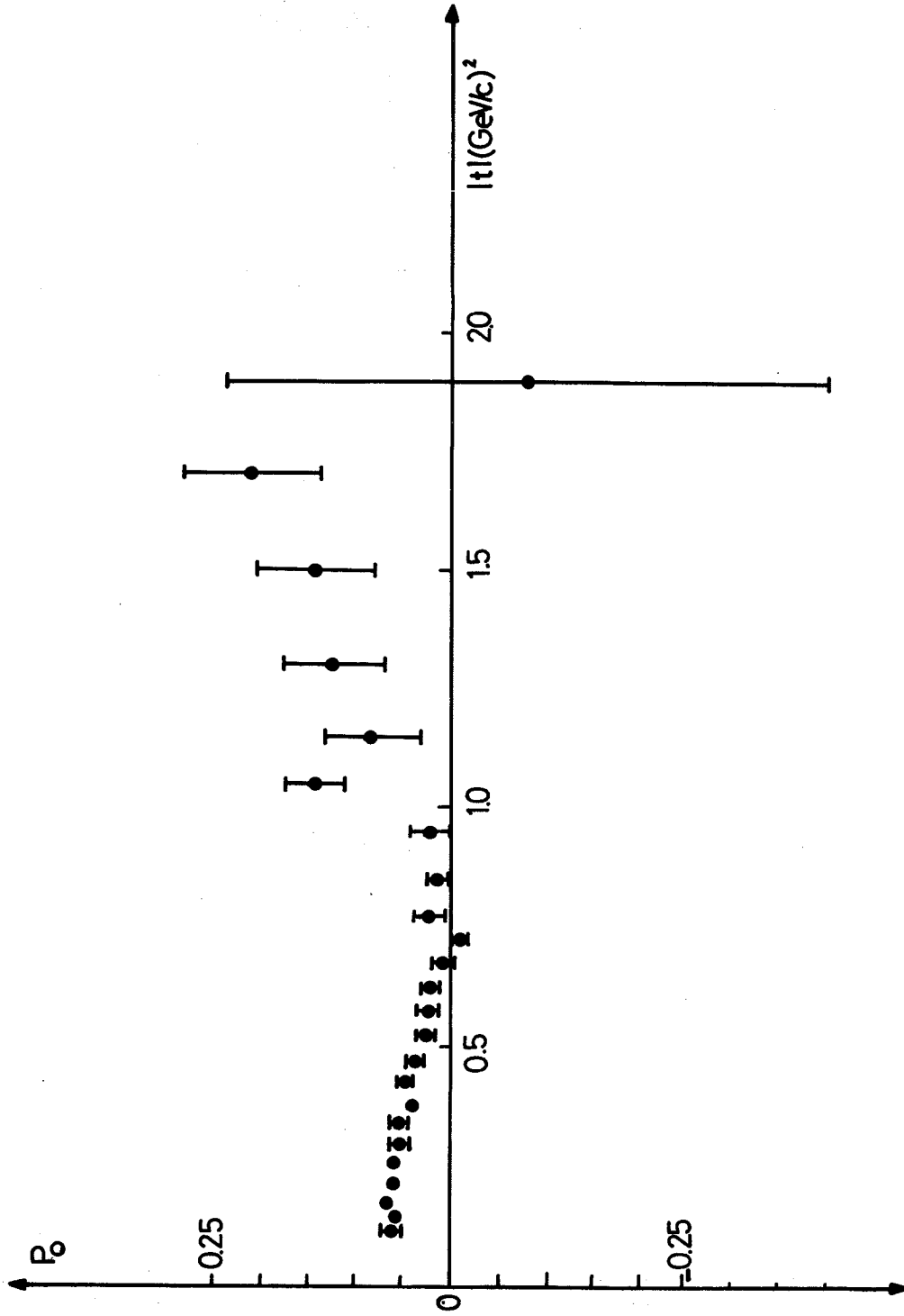


Fig. 30 Résultats de polarisation pp à 14 GeV/c

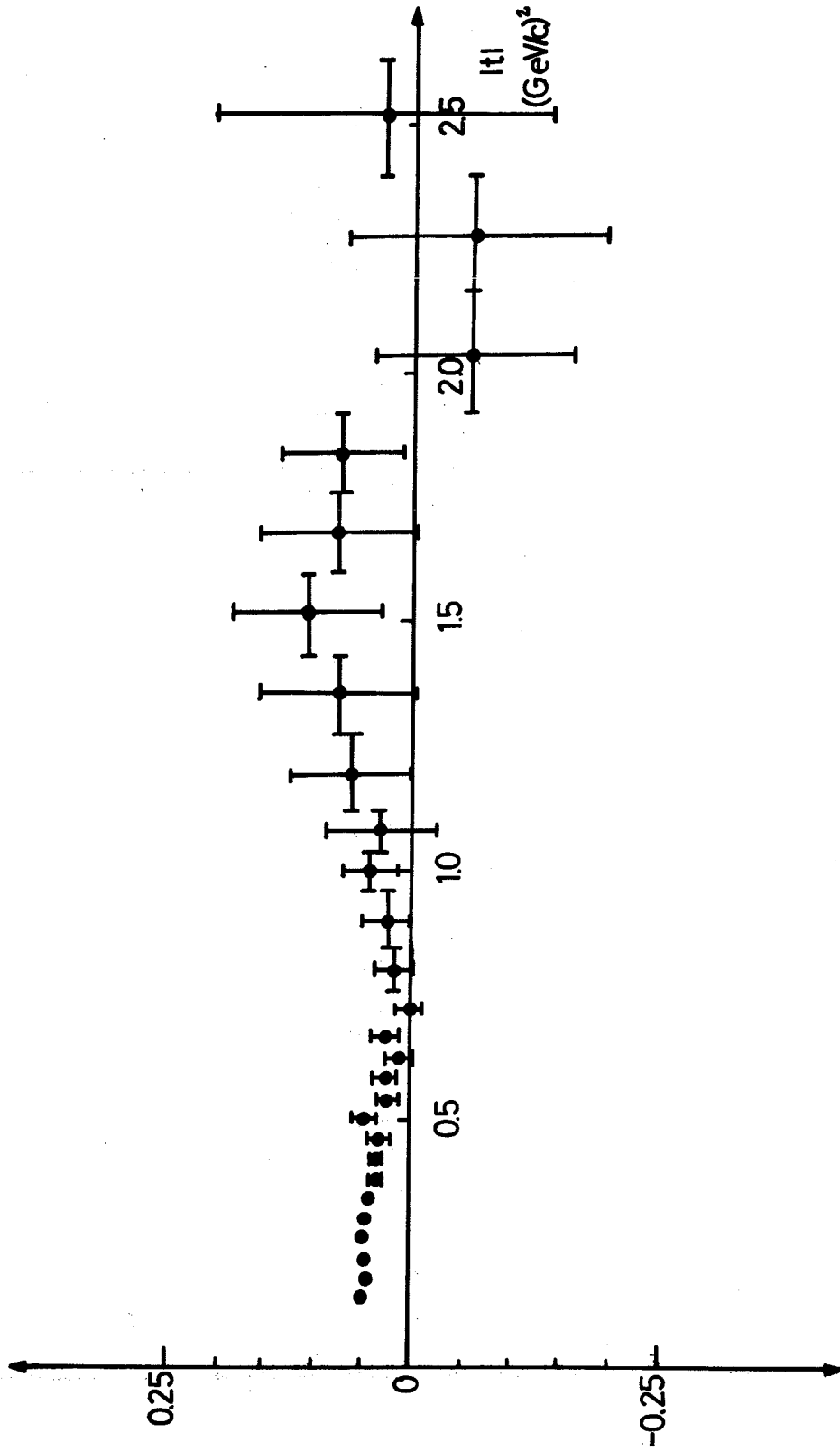


Fig. 31 Résultats de polarisation pp à 17,5 GeV/c

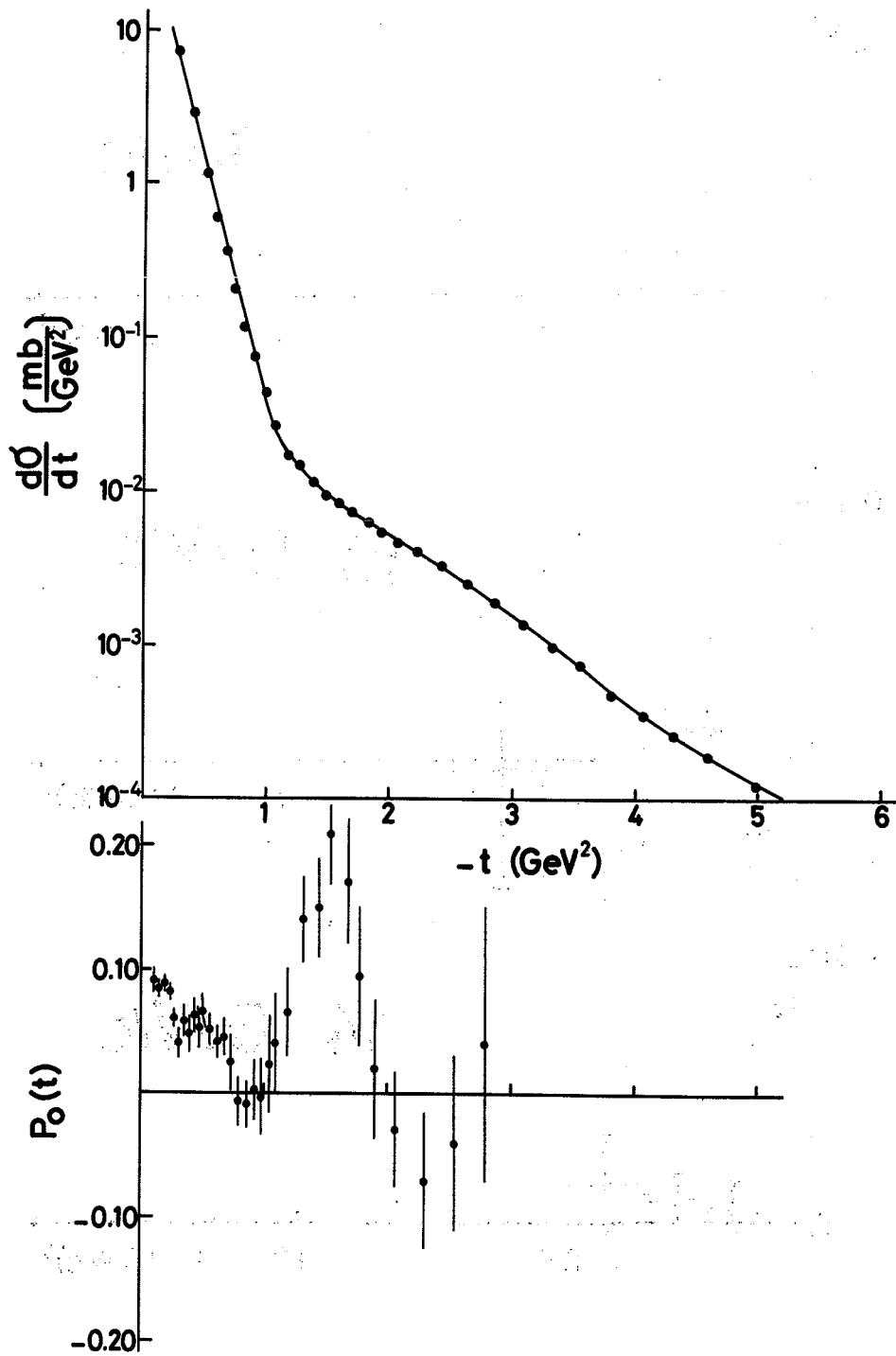


Fig. 32 Comparaison entre section efficace différentielle et polarisation à 10 GeV/c

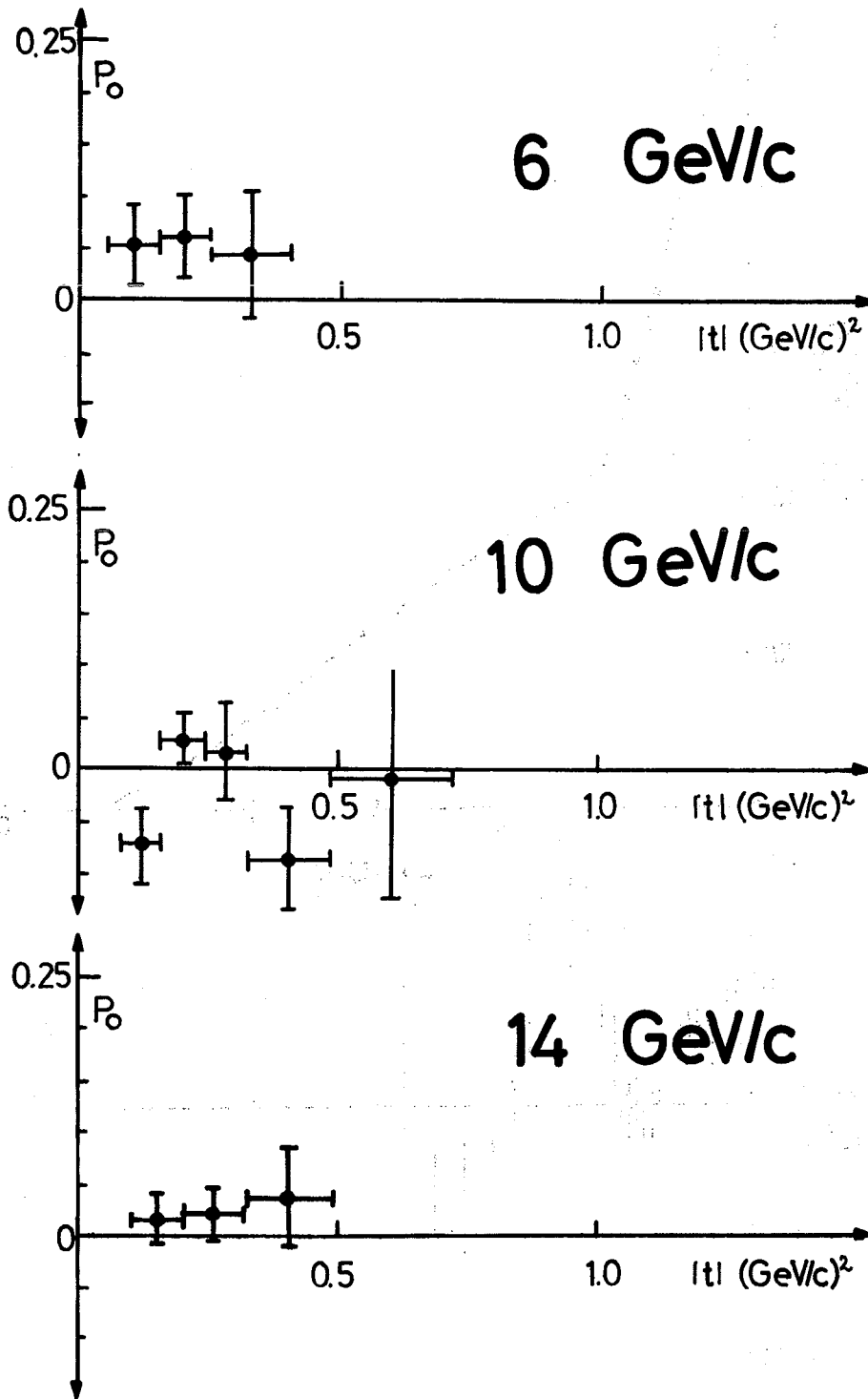


Fig. 33 Résultats de polarisation $\bar{p}p$

ANNEXE

FORMALISME DE POLARISATION

Nous rappelons les expressions des paramètres de polarisation caractérisant une diffusion à deux corps. Ces résultats sont bien connus, et nous les exprimons ici dans le formalisme de l'hélicité, qui nous paraît être le mieux adapté pour discuter les phénomènes de polarisation.

Un processus de diffusion à deux corps :

$$a + b \rightarrow c + d \quad (A.1)$$

est décrit par un ensemble de $(2s_a + 1) \times (2s_b + 1) \times (2s_c + 1) \times (2s_d + 1)$ amplitudes d'hélicité qui, développées en ondes partielles dans le système du centre de masse, s'écrivent :

$$T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d} = \sum_j (2j + 1) T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}^j d_{\lambda \lambda'}^j(\theta), \quad (A.2)$$

où $\lambda_a \lambda_b$ et $\lambda_c \lambda_d$ sont respectivement les hélicités de l'état initial et de l'état final et $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$, $\lambda' = \lambda_c - \lambda_d$. Ces amplitudes sont fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse s et du moment transféré t .

Les propriétés d'invariance associées à l'isotropie de l'espace et du temps réduisent le nombre d'amplitudes nécessaires à l'analyse d'un tel processus; un étude détaillée donne les résultats suivants :

$$T_{-\lambda_a - \lambda_b, -\lambda_c - \lambda_d} = \eta T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}$$

dans le cas de la conservation de la parité, et :

$$T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d} = \eta T_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}$$

lorsque l'invariance par renversement du temps est satisfaite. (η est le produit des parités intrinsèques des particules qui interagissent.)

L'utilisation du formalisme de l'hélicité signifie que nous attachons au nucléon initial un système de coordonnées droit x, y, z dont l'axe z est dirigé suivant sa direction de mouvement et l'axe y le long de la normale au plan de la diffusion :

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_N \times \vec{k}_{N'}}{|\vec{k}_N \times \vec{k}_{N'}|}$$

D'une façon analogue le système x', y', z' est attaché au nucléon dans l'état final à son axe z' le long de la ligne de vol et l'axe y' parallèle à la normale n . Dans ce système, l'hélicité est alors la projection du spin, le long de l'axe z (resp. z') dans le système du nucléon cible (resp. de recul).

Pour décrire les expériences de polarisation, il est commode d'utiliser le formalisme de la matrice densité introduit par Wolfenstein.

Si la polarisation de l'état initial est donnée par une matrice densité $\rho^{(i)}$, les éléments de la matrice densité finale s'écrivent :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \rho_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}^{(f)} = \sum_{\substack{\lambda_a \lambda_b \\ \lambda_c \lambda_d}} T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}(s, \theta) T_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}^* \cdot \rho_{\lambda_a \lambda_b, \lambda_c \lambda_d}^{(i)}$$

ce qui donne, en notation matricielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \rho^f(s, \theta) = T(s, \theta) \rho^i T^*(s, \theta) \quad (A.3)$$

Sachant que la valeur moyenne d'un opérateur de spin quelconque est définie par :

$$\langle \rho^f \rangle = \text{Trace } \rho^{(i)} \cdot \xi \quad (A.4)$$

nous pouvons exprimer toutes les mesures de polarisation en fonction des amplitudes d'hélicité $T_{(\lambda)}$ et de la polarisation initiale définie par la matrice densité initiale $\rho^{(i)}$.

Considérons le cas de la réaction méson-baryon, dans laquelle les deux mésons ont un spin nul et les deux baryons un spin 1/2, et supposons

qu'il y ait conservation de P. La relation (A.2) implique que le nombre d'amplitudes d'hélicité indépendantes est dans ce cas réduit de 4 à 2, habituellement écrites sous la forme d'une matrice :

$$M(s,t) = f_1(s,t) \mathbb{1} + f_2(s,t) \vec{\sigma} \vec{P}_f \vec{P}_i$$

avec :

$$\begin{aligned} T_{++}(s,t) &= (f_1 - f_2) \cos \frac{\theta}{2}, \\ T_{+-}(s,t) &= -(f_1 + f_2) \sin \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \tag{A.5}$$

La matrice densité initiale d'une particule de spin 1/2 est définie par :

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{P} \vec{\sigma}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix}. \tag{A.6}$$

A l'aide des relations (A.5) et (A.6), nous obtenons les expressions de la section efficace et les valeurs moyennes de trois composantes de la polarisation du nucléon dans l'état final :

$$\frac{d\sigma}{dt} = |T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2 - \eta P_y^i 2 \operatorname{Im} (T_{++} T_{+-}^*) = I_0 (1 + \eta P_y^i P_0)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \cdot P_y^f = -2 \operatorname{Im} (T_{++} T_{+-}^*) + \eta P_y^i (|T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2) = I_0 (P_0 + \eta P_y^i)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \cdot P_x^f = \eta P_x^i (|T_{++}|^2 - |T_{+-}|^2) + P_z^i 2 \operatorname{Re} (T_{++} T_{+-}^*) = I_0 (R P_x^i + A P_z^i)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \cdot P_z^f = -\eta P_x^i 2 \operatorname{Re} (T_{++} T_{+-}^*) + P_z^i (|T_{++}|^2 - |T_{+-}|^2) = I_0 \eta (-A P_x^i + R P_z^i).$$

Les expressions de droite définissent les paramètres de Wolfenstein. Dans le cas particulier d'une diffusion méson-nucléon on peut calculer les deux amplitudes f_1 et f_2 :

$$|f_1|^2 = I_0 \frac{(1 - R \cos \theta - A \sin \theta)}{2 \sin^2 \theta}$$

$$|f_2|^2 = I_0 \frac{(1 - R \cos \theta + A \sin \theta)}{2 \sin^2 \theta}$$

$$\text{Im} (f_1 f_2^*) = - \frac{P_0}{2 \sin \theta} I_0 .$$

Exprimés en fonction des amplitudes d'hélicité, ces paramètres s'écrivent :

$$I_0(\theta) = |T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2$$

$$P_0(\theta) = - \frac{2 \text{Im} (T_{++} T_{+-}^*)}{|T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2}$$

$$A(\theta) = \frac{2 \text{Re} (T_{++} T_{+-}^*)}{|T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2}$$

$$R(\theta) = \frac{|T_{++}|^2 - |T_{+-}|^2}{|T_{++}|^2 + |T_{+-}|^2} .$$

Des formules précédentes, on déduit trois expériences à faire à l'aide d'une cible de protons polarisés :

- 1) Le nucléon cible est polarisé suivant la direction de la normale au plan de la diffusion \vec{n} , $\vec{P}_t = (P_t \cdot \vec{n})$, et le nucléon de recul est analysé le long du même axe. Des équations précédentes nous tirons que le nucléon de recul est polarisé suivant \vec{n} avec une polarisation donnée par :

$$P_n = \frac{P_0 + P_c}{1 + P_0 P_c} .$$

- 2) Le nucléon cible est polarisé dans le plan de diffusion, perpendiculairement à la direction du faisceau incident, $\vec{P}_t = P_t \cdot \vec{x}_t$, alors que la polarisation du nucléon de recul est analysée suivant l'axe \vec{x}_r : c'est l'expérience R.
- 3) Le nucléon cible est polarisé longitudinalement, $\vec{P}_t = P_t \cdot \vec{z}_t$, et l'analyse du nucléon de recul est poursuivie comme pour le cas précédent : c'est l'expérience A.

Ainsi, pour les diffusions πN et KN nous nous trouvons dans une situation favorable où ces trois expériences, accompagnées des mesures de sections efficaces différentielles, sont suffisantes pour avoir une connaissance complète des amplitudes d'hélicité et leur phase relative.

Pour d'autres processus élastiques, tels que la diffusion proton-proton, un plus grand nombre de mesures de polarisation est nécessaire pour déterminer toutes les amplitudes indépendantes, qui sont au nombre de cinq écrites sous la forme de la matrice :

$$T(s,t) = a + ic(\vec{\sigma}_1 + \sigma_2)\vec{N} + m\sigma_1 \vec{N} \vec{\sigma}_2 \vec{N} \\ + (g + h)\vec{\sigma}_1 \vec{P} \vec{\sigma} \vec{P} + (g - h)\vec{\sigma}_1 \vec{K} \vec{\sigma}_2 \vec{K},$$

où σ_1, σ_2 sont les opérateurs de Pauli relatifs aux deux particules, et \vec{N}, \vec{P} et \vec{K} des vecteurs unités respectivement définis suivant les directions $(\vec{k}_i \times \vec{k}_f), (\vec{k}_i + \vec{k}_f), (\vec{k}_i - \vec{k}_f)$. a, c, m, g et h sont des fonctions scalaires de l'énergie et de l'angle de diffusion et sont reliées aux amplitudes d'hélicité par les expressions suivantes :

$$a = \frac{1}{4} \left[T_{++,++} - T_{++,--} + T_{+-,+-} - T_{+,-,-} \right. \\ \left. + \cos \theta (T_{++,++} + T_{++,--} + T_{+-,+-} - T_{+,-,-}) - 4 \sin \theta T_{++,-} \right]$$

$$c = -\frac{1}{i4} \left[T_{++,++} + T_{++,--} + T_{+-,+-} - T_{+,-,-} \right] + 4 \cos \theta T_{++,-}$$

$$m = \frac{1}{4} \left[-(T_{++,++} - T_{++,--} + T_{+-,+-} + T_{+,-,-}) + \cos \theta (T_{++,++} + T_{++,--} \right. \\ \left. + T_{+-,+-} - T_{+,-,-}) - 4 \sin \theta T_{++,-} \right]$$

$$g = \frac{1}{4} [T_{+-,+} + T_{+-,-} - T_{++,+} + T_{++,-}]$$

$$h = \frac{1}{4} [T_{+-,+} - T_{+-,-} - T_{++,+} - T_{++,-}] .$$

Ces cinq amplitudes sont complètement déterminées si, en plus des paramètres I_0 , P_0 , R et A , nous mesurons le paramètre de dépolarisation D_{NN} et le paramètre de corrélation de spin C_{NN} .

Ces paramètres, exprimés en fonction de a , c , m , g et h , s'écrivent :

$$I_0 = |a|^2 + |m|^2 + 2|c|^2 + 2|g|^2 + 2|h|^2$$

$$I_0 P_0 = 2 \operatorname{Re} [c^*(a + m)]$$

$$I_0(1 - D) = 4|g|^2 + 4|h|^2$$

$$I_0 R = [|a|^2 - |m|^2 - 4 \operatorname{Re} (hg^*)] \cos \frac{\theta}{2} + 2 \operatorname{Re} [ic(a^* - m^*)] \sin \frac{\theta}{2}$$

$$I_0 A = - [|a|^2 - |m|^2 - 4 \operatorname{Re} (hg^*)] \sin \frac{\theta}{2} + 2 \operatorname{Re} [ic(a^* - m^*)] \cos \frac{\theta}{2}$$

$$I_0(1 - C_{NN}) = |a - m|^2 + 4|g|^2$$

Remerciements

Je tiens à remercier ici tout particulièrement le Professeur J.-P. Blaser qui m'a permis de joindre le groupe CERN-Orsay-Pise, ainsi que le Dr. L. Dick pour toute la confiance qu'il m'a témoignée, ce qui m'a grandement stimulé à écrire cette thèse.

Aux Professeurs G. Cocconi et P. Preiswerk, je tiens à exprimer ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au CERN dans la Division NP, où j'ai pu entreprendre ce travail dans d'excellentes conditions.

Cet ouvrage est le résultat d'un travail de groupe : je remercie tout particulièrement les Drs M. Borghini, D. Cronenberger, G. Grégoire, K. Kuroda, M. Poulet, A. Michalowicz, G. Bellettini, L. di Lella, P.L. Braccini, T. Del Prete, L. Foà, G. Sanguinetti et M. Valdata, pour toutes les discussions intéressantes et constructives que nous avons eues, pour toute l'aide et le soutien moral qu'ils m'ont apportés constamment, et pour leurs travaux, sans lesquels toute rédaction eût été impossible.

REFERENCES

- 1) K.H. Reich, Courrier CERN 5, 148 (1965).
- 2) B. Jordan, rapport CERN 65-12 (1965).
- 3) R. Wit, Nuovo Cimento 69 A, 312 (1970).
- 4a) A. Abragam et M. Borghini, Dynamic polarization of a nuclear target, Progr. in Low Temp. Phys. 4, 384 (1964).
- 4b) S. Mango, Ö. Runólfsson et M. Borghini, Nuclear Instrum. Methods 72, 45 (1969).
- 5) P. Roubeau, Cryostat horizontal pour cible polarisée, Thèse, Université de Grenoble (1967), non publié.
P. Roubeau, J. Ezratti, H. Glättli, J. Vermeulen et M. Borghini, Nuclear Instrum. Methods 82, 323 (1970).
- 6) C. Ryter, M. Borghini et P. Roubeau, Nuclear Instrum. Methods 49, 259 (1967).
- 7) M. Borghini, P. Roubeau et C. Ryter, Nuclear Instrum. Methods 49, 248 (1967).
- 8) A. Looten, Nuclear Instrum. Methods 71, 141 (1969).
- 9) M. Borghini, L. Dick et J.-C. Olivier; H. Aoi, D. Cronenberger, G. Grégoire, Z. Janout, K. Kuroda, A. Michalowicz, M. Poulet et D. Sillou; G. Bellettini, P.L. Braccini, T. Del Prete, L. Foà, P. Laurelli, G. Sanguinetti et M. Valdata, Polarization in π^+p , K^+p , pp and $\bar{p}p$ forward elastic scattering at high energy from 6 to 17.5 GeV/c, présenté à IInd Conf. on Polarized Targets, Université de Californie, LRL, 1971.
- 10) SEN (Société d'électronique nucléaire), manuel SPADAC (Genève).
- 11) R. Omnès et M. Froissart, Mandelstam theory and Regge poles (Benjamin, New York, 1963).
S.C. Frautschi, Regge poles and S-matrix theory (Benjamin, New York, 1963).
A.P. Contogouris, pré tirage CERN TH-656 (1966).
- 12) G.F. Chew et S.C. Frautschi, Phys. Rev. Letters 8, 41 (1963).
- 13) V. Barger et M. Olsson, Phys. Rev. Letters 15, 930 (1965).
- 14) R.J.N. Phillips et W. Rarita, Phys. Rev. 139 B, 1336 (1965).
- 15) G. Höhler, J. Baacke, H. Schlaile et P. Sonderegger, Phys. Letters 20, 79 (1966).
- 16) C.B. Chiu, R.J.N. Phillips et W. Rarita, Phys. Rev. 153, 1485 (1967).

- 17) O. Guisan, J. Kirz, P. Sonderegger, A.V. Stirling, P. Borgeaud, C. Bruneton et P. Falk-Vairant; B. Amblard, C. Caversasio, J.-P. Guillaud et M. Yvert, Phys. Letters 18, 200 (1965).
- 18) V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Rev. Letters 22, 116 (1969) et Phys. Letters 26 B, 730 (1968).
- 19) V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Rev. Letters 20, 564 (1968).
- 20) B.E.Y. Svensson, High-energy phenomenology and Regge poles, *in* Proc. 1967 CERN School of Physics, Rättvik (CERN report 67-24, 1967), Vol. II.
- 21) N.E. Booth, Phys. Rev. Letters 21, 465 (1968).
- 22) V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Letters 29 B, 503 (1969).
- 23) I. Kimel et H. Miyazawa, rapport EFINS 67-13 (1967).
- 24) C.B. Chiu et J. Finkelstein, Nuovo Cimento 48 A, 820 (1967).
V. de Lany, D.J. Gross, I.J. Muzinich et V.L. Teplitz, Phys. Rev. Letters 18, 149 (1967).
- 25) G. Cohen-Tanoudji, A. Morel et H. Navelet, Phys. Letters 19, 62 (1965) et Nuovo Cimento 48 A, 2827 (1967).
- 26) R. Henzi, Nuovo Cimento 52 A, 772 (1967) et pré tirage CERN TH-874 (1968).
- 27) N. Byers et C.N. Yang, Phys. Rev. 142, 976 (1966).
N. Byers, Phys. Rev. 156, 1703 (1967).
- 28) G. Berlad, A. Dar et G. Eilam, Simple interpretation of polarization in high energy $\pi\pi$ scattering, pré tirage Technion (Haifa) (1970).
- 29) G. Plaut, Regge poles and polarization in $\bar{K}p$ elastic scattering, pré tirage Orsay (1968).
- 30) S. Andersson, C. Daum, F.C. Erné, J.-P. Lagnaux, J.C. Sens, C. Schmid et F. Udo, Proc. Int. Conf. on High-Energy Collisions, Stony Brook, 1969 (Gordon and Breach, New York, 1969), p. 21.
- 31) G.V. Dass, C. Michael et R.J.N. Phillips, Nuclear Phys. B9, 549 (1969).
- 32) R. Dolen, D. Horn et C. Schmid, Phys. Rev. 166, 1768 (1968).
- 33) C. Schmid, Phys. Rev. Letters 20, 689 (1968).
- 34) R.C. Arnold et R.K. Logan, Phys. Rev. 177, 2318 (1969).
- 35) M.L. Blacmon et G.R. Goldstein, Phys. Rev. 179, 1480 (1969).

