

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 47 (1974)
Heft: 3

Artikel: Mesure du paramètre de polarisation dans la réaction K⁺-pK n à 8GeV/c
Autor: Gentit, F.X.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114575>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

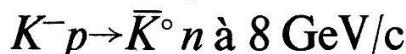
Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Mesure du paramètre de polarisation dans la réaction



par **F. X. Gentit¹⁾**

Ecole polytechnique fédérale de Zürich

(10. I. 74)

Abstract. The $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ polarization has been measured at 8 GeV/c and for $-t$ values ranging from 0 up to 1.2 (GeV/c)². A negative polarization has been found. Experimental technique and method of analysis are explained in detail. Finally, the results are compared with other reactions, to which they are related through SU_3 , and confronted with the phenomenological models. They appear to be in good agreement with the Regge pole + cut models.

Résumé. Le paramètre de polarisation P a été mesuré dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ à 8 GeV/c et dans un domaine de t compris entre 0 et $-1,2$ (GeV/c)². Une polarisation négative a été obtenue. Technique expérimentale et méthode d'analyse sont exposées en détail. Finalement, les résultats sont comparés avec ceux d'autres réactions, liées entre elles par SU_3 , et confrontés avec les modèles phénoménologiques. Ils apparaissent en bon accord avec les modèles de Regge avec coupures.

I. Introduction

I.1. Définition du paramètre de polarisation P

L'objet de ce chapitre est la définition du paramètre de polarisation P en général. Les chapitres II et III traiteront respectivement de la technique de sa mesure et de l'analyse des résultats dans le cas particulier de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$. Enfin, l'intérêt d'une telle mesure sera mis en évidence au chapitre IV, dans lequel nos résultats seront confrontés aux modèles phénoménologiques.

Tout au long de ce travail, nous utiliserons les amplitudes d'hélicité. Pour leur définition et leurs propriétés, nous renvoyons le lecteur à l'article de Jacob et Wick [1].

Nous conviendrons d'affecter les quatre indices (a, b, c, d) aux quatre particules (K^-, p, \bar{K}^0, n). Si s représente le spin, nous avons :

$$s_a = 0 \quad s_b = 1/2 \quad s_c = 0 \quad s_d = 1/2$$

Nous désignerons par la lettre λ la valeur propre de l'opérateur d'hélicité. Nous avons donc quatre amplitudes :

$$F_{\lambda d, \lambda b} \quad \lambda_b = \pm 1/2 \quad \lambda_d = \pm 1/2$$

¹⁾ Adresse actuelle: CERN, division NP.

que nous écrirons, pour alléger l'écriture:

$$\begin{aligned} F_{++} &\equiv F_{+1/2, +1/2} & F_{+-} &\equiv F_{+1/2, -1/2} \\ F_{-+} &\equiv F_{-1/2, +1/2} & F_{--} &\equiv F_{-1/2, -1/2} \end{aligned}$$

Le développement en ondes partielles de ces amplitudes s'écrit. (cf. Ref. [1], p. 413, formule 31):

$$F_{\lambda_a \lambda_b}(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{p} \sum_J (J + \frac{1}{2}) \langle \lambda_a | T^J(E) | \lambda_b \rangle d_{\lambda_a \lambda_b}^J(\vartheta) \cdot e^{-i(\lambda_b - \lambda_a)\varphi} \quad (1)$$

Si l'on définit:

$$f_{\lambda_a \lambda_b}(\vartheta) = \frac{1}{p} \sum_J (J + \frac{1}{2}) \langle \lambda_a | T^J(E) | \lambda_b \rangle d_{\lambda_a \lambda_b}^J(\vartheta)$$

Il suit que l'on peut écrire:

$$\begin{aligned} F_{++}(\vartheta, \varphi) &= f_{++}(\vartheta) & F_{-+}(\vartheta, \varphi) &= f_{-+}(\vartheta) e^{-i\varphi} \\ F_{+-}(\vartheta, \varphi) &= f_{+-}(\vartheta) e^{i\varphi} & F_{--}(\vartheta, \varphi) &= f_{--}(\vartheta) \end{aligned} \quad (2)$$

D'autre part, comme la parité est conservée dans les interactions fortes, nous avons (cf. Ref. [1], p. 417, formule 44):

$$\begin{aligned} F_{-\lambda_a, -\lambda_b}(\vartheta, \varphi) &= \eta_g F_{\lambda_a \lambda_b}(\vartheta, \pi - \varphi) \\ \eta_g &= \eta_c \eta_d / \eta_a \eta_b \cdot (-1)^{s_c + s_d - s_a - s_b} \end{aligned}$$

Dans notre cas η_g est le produit des parités intrinsèques des 4 particules et est égal à 1. Ce qui nous donne:

$$f_{--}(\vartheta) = f_{++}(\vartheta) \quad f_{+-}(\vartheta) = f_{-+}(\vartheta) \quad (3)$$

Nous n'avons donc que deux amplitudes indépendantes.

Dans le formalisme d'hélicité, l'axe des z est choisi parallèle à la direction de l'impulsion de la particule. Nous définirons donc deux systèmes de coordonnées, l'un pour l'état initial, l'autre pour l'état final, et tels que:

$$\vec{Oz} \parallel \vec{p}_i \quad \vec{Oz}' \parallel \vec{p}_f \quad \vec{Oy} \equiv \vec{Oy}' = \frac{\vec{p}_i \wedge \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \wedge \vec{p}_f|}$$

\vec{p}_i impulsion incidente du proton dans le système du centre de masse. \vec{p}_f impulsion sortante du neutron dans le système du centre de masse.

Ces deux systèmes ont une orientation qui dépend des angles (ϑ, ϕ) de l'événement considéré. L'angle ϕ se définit dans un système indépendant de l'événement, tel que:

$\vec{Oz}'' \parallel \vec{p}_i \quad \vec{Oy}'' \parallel \vec{P}_T \quad \vec{P}_T$ polarisation de la cible.

Dans ce dernier système, les angles (ϑ, ϕ) sont simplement les angles du vecteur \vec{p}_f en coordonnées polaires. Il est facile de voir (cf. Fig. 1) que dans le premier système, \vec{P}_T a les composantes :

$$\vec{P}_T = \begin{bmatrix} P_T \sin \varphi \\ P_T \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

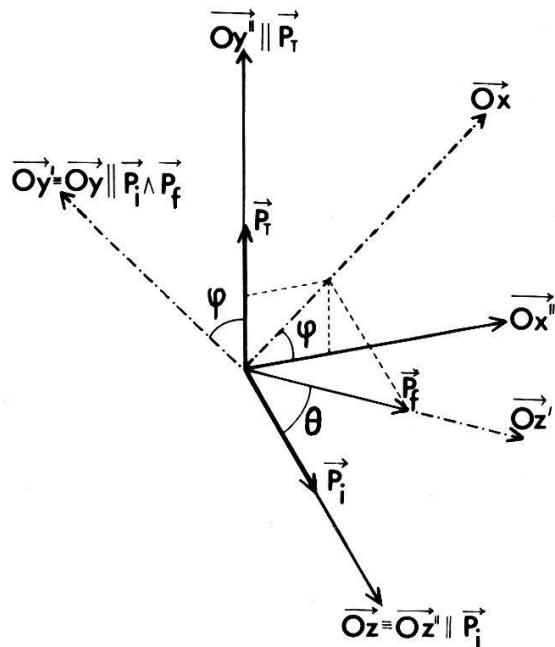


Figure 1

Représente les 3 systèmes de coordonnées définis au paragraphe I.2 et définit les angles ϑ et φ de l'événement

Comme la polarisation de la cible n'atteint pas 100%, l'état initial n'est pas un état pur et il convient de le décrire au moyen d'une matrice densité :

$$\rho^i = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + P_z^i, & P_x^i - iP_y^i \\ P_x^i + iP_y^i, & 1 - P_z^i \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1, & -iP_T e^{i\varphi} \\ iP_T e^{-i\varphi}, & 1 \end{bmatrix}$$

la dernière égalité suivant de (4).

La matrice densité représentant l'état diffusé s'obtient alors au moyen de la formule (cf. Ref. [2]) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^f = c F(\vartheta, \varphi) \rho^i F^\dagger(\vartheta, \varphi) \quad \text{où} \quad F(\vartheta, \varphi) = \begin{bmatrix} F_{++}(\vartheta, \varphi), & F_{+-}(\vartheta, \varphi) \\ F_{-+}(\vartheta, \varphi), & F_{--}(\vartheta, \varphi) \end{bmatrix} \quad (5)$$

c est une constante de normalisation.

Effectuant les deux multiplications matricielles de (5) et tenant compte de (2) et (3), il vient :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= c[|f_{++}|^2 + |f_{-+}|^2 - 2 \cdot P_T \cos \varphi \operatorname{Im}(f_{++} f_{-+}^*)] \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega} P_{x'}^f &= c[P_T \sin \varphi (|f_{++}|^2 - |f_{-+}|^2)] \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega} P_{y'}^f &= c[-2 \operatorname{Im}(f_{++} f_{-+}^*) + P_T \cdot \cos \varphi \cdot (|f_{++}|^2 - |f_{-+}|^2)] \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega} P_{z'}^f &= c[-P_T \cdot \sin \varphi \cdot 2 \cdot \operatorname{Re}(f_{++} f_{-+}^*)]
 \end{aligned} \tag{6}$$

Les formules (6) mènent tout naturellement aux définitions suivantes :

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle &= c[|f_{++}|^2 + |f_{-+}|^2] && \text{section efficace sur cible non polarisée.} \\
 P &= \frac{-2 \cdot \operatorname{Im}(f_{++} f_{-+}^*)}{|f_{++}|^2 + |f_{-+}|^2} && \text{paramètre de polarisation.} \\
 \left. \begin{aligned}
 A &= \frac{2 \cdot \operatorname{Re}(f_{++} f_{-+}^*)}{|f_{++}|^2 + |f_{-+}|^2} \\
 R &= \frac{|f_{++}|^2 - |f_{-+}|^2}{|f_{++}|^2 + |f_{-+}|^2}
 \end{aligned} \right\} && \text{paramètres de rotation de spin.}
 \end{aligned} \tag{7}$$

Ces définitions nous permettent de récrire (6) de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle [1 + P P_T \cos \varphi] \tag{8a}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P_{x'}^f = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle [R P_T \sin \varphi] \tag{8b}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P_{y'}^f = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle [P + R P_T \cos \varphi] \tag{8c}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P_{z'}^f = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle [-A P_T \sin \varphi] \tag{8d}$$

Considérons tout d'abord le cas d'une cible non polarisée ($P_T = 0$). Seul $P_{y'}^f$ est alors différent de zéro : la polarisation de la particule sortante est perpendiculaire au plan de diffusion et proportionnelle à P , d'où la dénomination de paramètre de polarisation.

Dans le cas P_T différent de zéro, l'équation (8a) indique que l'asymétrie de la section efficace différentielle est proportionnelle à P .

Il y a donc deux façons distinctes de mesurer P :

- Ou bien mesurer la direction du spin de la particule sortante dans une réaction sur cible non polarisée.
- Ou bien mesurer l'asymétrie dans la section efficace différentielle sur cible polarisée. C'est cette dernière méthode que nous utiliserons.

II. Technique Expérimentale

II.1. Aperçu général

Ou trouvera sur la Figure 2 le plan d'ensemble de l'appareillage.

Nous disposons du faisceau P7 du synchrotron à protons du CERN, situé dans le hall est et dont les caractéristiques optiques sont présentées sur la Figure 2 et sur la Table I.

L'énergie était de 8 GeV et l'intensité avoisinait 10^6 particules par paquet (2*10⁶ part. par sec.). Compte tenu de la longueur du faisceau, de 50 m, et de la durée de vie du K^- ($c\tau = 371$ cm), le pourcentage de K^- produits atteignant la cible expérimentale est de 43,6%. A ce point, la composition du faisceau était la suivante:

$$\pi^- : 97,4\% \quad K^- : 2,1\% \quad \bar{p} : 0,5\%$$

Deux Čerenkovs séparaient le faisceau en ses divers constituants. Leurs caractéristiques sont les suivantes:

Contenu	Seuil	Longueur	Nombres de photons produits	Pression
Čl éthylène	> K^-	3 m	90 par un K^-	3,2 atm
Č2 H ₂	> π^-	4 m	200 par un π^-	5,0 atm

Les compteurs marqués S_i sur la Figure 2 sont tous aux dimensions du faisceau et utilisés en coïncidence. Au contraire, les compteurs d'anticoïncidence A_i entourent le faisceau et empêchent le déclenchement de l'électronique lors du passage des particules de fond.

A l'intérieur du cryostat et à 1 cm devant la cible les compteurs $S3$ et $S4$, d'un diamètre de 16,5 mm, définissent l'image du faisceau et assurent que ce dernier traverse la cible. Leur conception et leurs conditions extrêmes de fonctionnement seront décrites au paragraphe II.4.

La cible polarisée exigeant un champ magnétique élevé (25 kG) et d'une homogénéité de l'ordre de 10⁻⁴, l'aimant CERN-ETH a été muni de pièces polaires, visibles sur la Figure 2. Sur une distance de 15 cm, les variations du champ magnétique purent être finalement réduites à quelques gauss. Ce résultat remarquable s'obtient par des méthodes purement empiriques, en jouant avec de petits morceaux de fer de toutes formes et de toutes dimensions.

Autour de la cible polarisée et à l'intérieur des pièces polaires se trouvent les compteurs d'anticoïncidence R_i et F_i . Leur rôle consiste à interdire dans l'état final toute particule chargée et tout gamma. Ils se présentent sous la forme d'un sandwich de plaques de scintillateur et de plaques de tungstène (dimensions 5 et 3 mm). Le tungstène

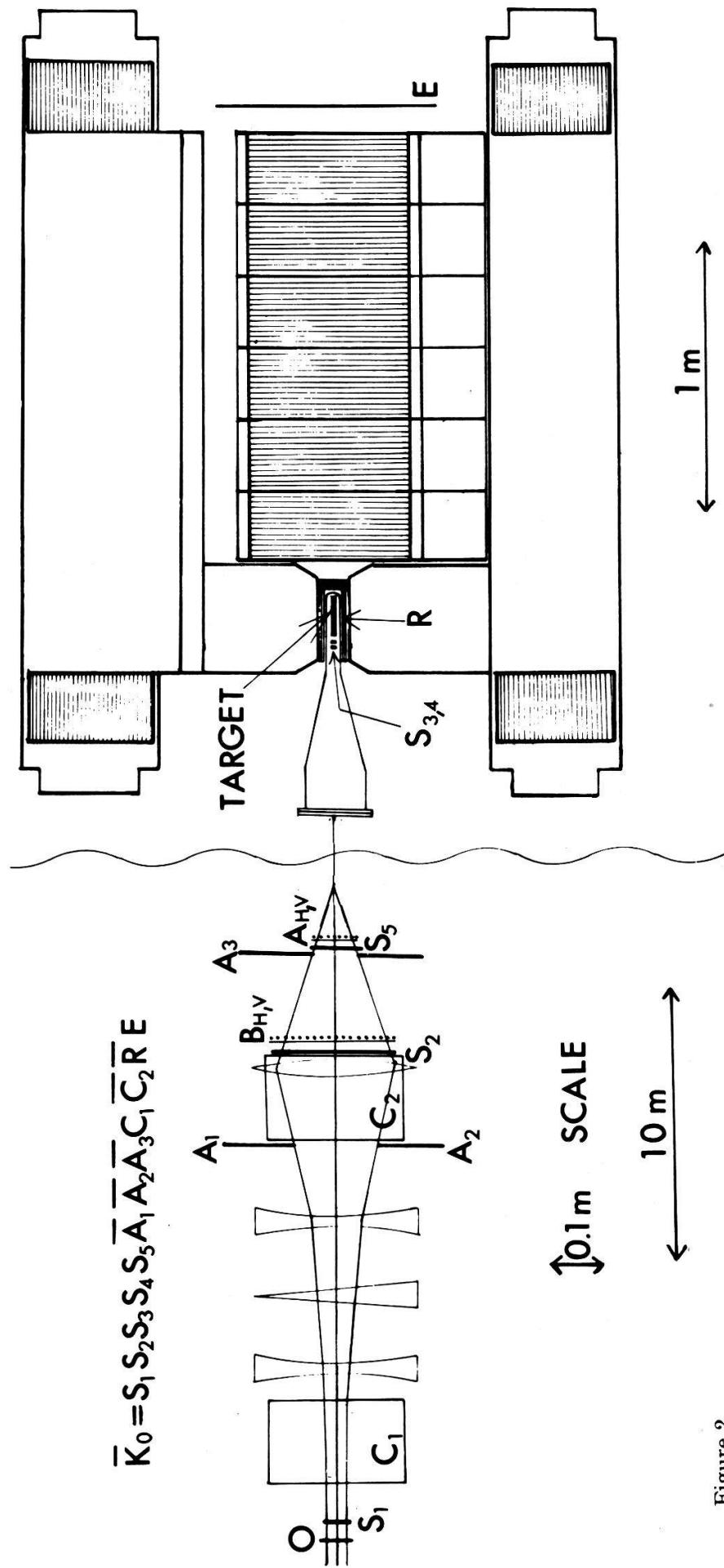


Figure 2
Aperçu général de l'appareillage.

a été retenu malgré les difficultés considérables qu'il réserve au découpage, car l'espace limité entre les pièces polaires nous imposait de choisir le métal ayant la longueur de radiation la plus faible (0,36 cm).

A noter que le rôle des compteurs F_i , placés après la cible, est le plus critique, car ils doivent anticoïncider le faisceau. Leur efficacité, eu égard à la faible section efficace du processus observé, doit être supérieure à 99,9999% sous peine de submerger les bons événements.

Table I
Paramètres du faisceau P7

Energie	8 GeV
Angle de production	45 mrad
Magnification horizontale au collimateur d'impulsion	,33
Magnification verticale au collimateur d'impulsion	5,46
Magnification horizontale à la cible expérimentale	,96
Magnification verticale à la cible expérimentale	1,8
Ouverture horizontale à la cible de production	$\pm 3,4$ mrad
Ouverture verticale à la cible de production	± 10 , mrad
Dispersion au collimateur d'impulsion	7,87 mm pour 1% $\Delta p/p$
Acceptance en impulsions	$\pm 2\%$ $\Delta p/p$

Faisant suite aux compteurs F_i et occupant le volume utile de l'aimant CERN-ETH, 6 chambres à étincelles, observées par une caméra, enregistrent la désintégration du \bar{K}^0 en $\pi^+ \pi^-$. Seul le K_s^0 est donc détecté. Aucune tentative n'est faite pour détecter le neutron.

Le système aimant CERN-ETH, chambres optiques et caméra a été suffisamment décrit [3, 4] pour que nous ne nous y attardions pas.

Nous soulignerons seulement que c'est la première fois qu'il était traversé par un flux de particules aussi intense. Cela n'a été rendu possible qu'en désensibilisant les chambres dans la région du faisceau et en employant un champ de balayage supérieur (100 volts). Le premier résultat s'obtient simplement par collage de rondelles de plastique, aux dimensions du faisceau, sur les plaques d'alu des chambres. Le revers de la médaille est évidemment une inefficacité dans la région des rondelles et un 'staggering' plus grand.

Mais sans ces précautions, compte tenu du temps de mémoire de la chambre à étincelles, l'événement aurait été noyé sous les traces parasites. Il s'agit là d'une limitation qui ne peut être levée que par le passage à une technique nouvelle: chambres proportionnelles ou chambres à dérive.

Nous verrons au chapitre consacré à l'analyse, que pour une mesure de polarisation, une légère inefficacité de détection ou une connaissance imparfaite de l'efficacité de détection ne sont pas critiques, car elles n'ont jamais pour conséquence un biais sur le résultat, mais seulement une diminution de la statistique.

Derrière les chambres optiques se trouve le grand compteur E qui signale la présence d'au moins une des deux traces $\pi_+ \pi_-$.

Le trigger final est donc:

$$(S1S2S3S4S5\bar{A}1\bar{A}2\bar{A}3C1\bar{C}2)\bar{R}i\bar{F}iE \quad (1)$$

II.2. Electronique

Le schéma général de l'électronique qui réalise la condition (1) se trouve sur la Figure 3.

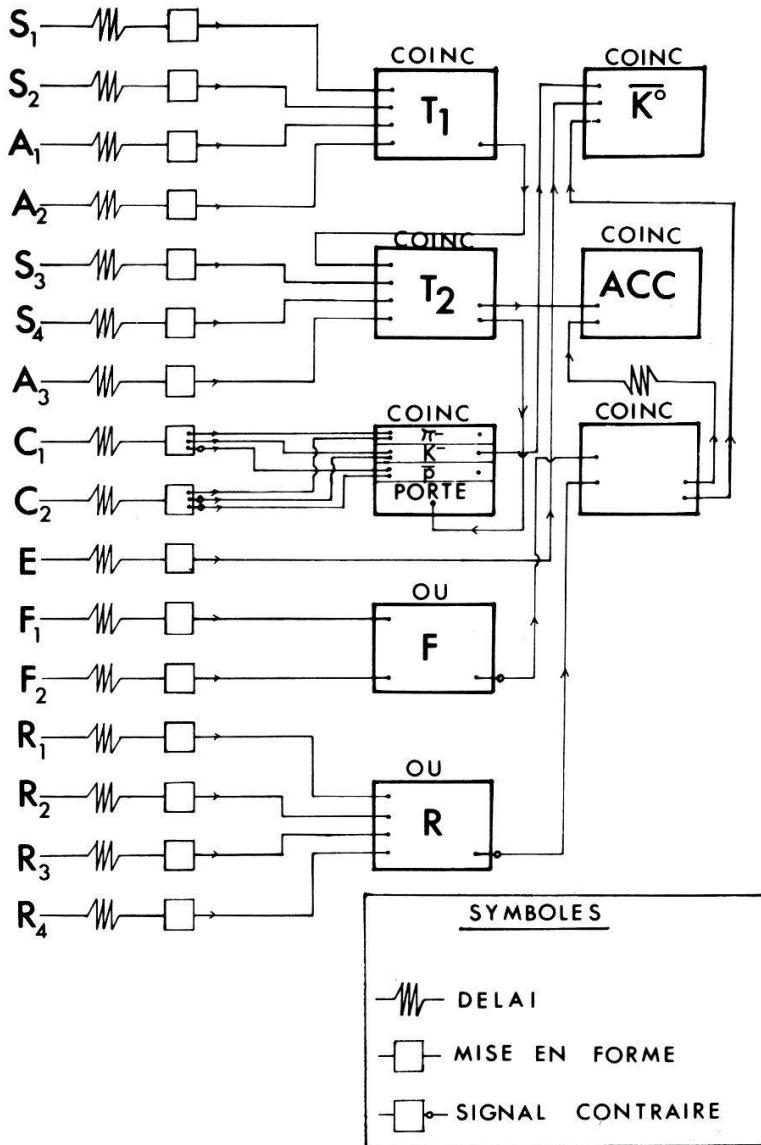


Figure 3
Partie centrale de l'électronique rapide.

Il faut noter que

$$K^- = S_1 S_2 S_3 S_4 S_5 \bar{A}_1 \bar{A}_2 \bar{A}_3 C_1 \bar{C}_2$$

donne le nombre de K^- arrivant sur la cible. Tous les K^- ne sont pourtant pas utilisables pour la production de bons événements. Le processus principal pouvant causer la 'perte' d'un K^- est l'arrivée simultanée d'une autre particule, qui interagit dans la cible et déclenche les compteurs R or F . Le taux de ces pertes accidentielles sera fonction de l'intensité du faisceau et de sa structure. Pour une normalisation correcte de la polarisation, une mesure de ces pertes accidentielles est indispensable. On l'obtient

simplement en avançant le signal de télescope T_2 d'un nombre arbitraire de nanosecondes et en le mettant en coïncidence avec \bar{RF} . Le quotient

$$\frac{T_2 - T_{2\text{avancé}} * \bar{RF}}{T_2} \quad (\text{de l'ordre de 15\% en moyenne dans notre cas})$$

donne le pourcentage de pertes accidentnelles.

II.3. Faisceau

II.3a. Caractéristiques principales (cf. Fig. 4 et Table I). Les propriétés requises pour le faisceau étaient les suivantes:

- haute intensité en K^-
- image expérimentale la plus petite possible
- possibilité de mesurer l'impulsion

Cette mesure, qui sera décrite au paragraphe II.3c, s'effectue au collimateur d'impulsion, à l'endroit de la première image de la cible de production. En ce point, la dispersion en impulsion du faisceau, visible sur la Figure 4, est maximale. Au contraire à l'endroit de la deuxième image (cible expérimentale) la dispersion en impulsion est nulle, afin de minimiser la taille du faisceau.

II.3b. Chambres proportionnelles multifiles. Quatre chambres proportionnelles mesuraient la trajectoire du K^- incident (Fig. 2). Leurs caractéristiques étaient les suivantes:

	Distance à la cible	Distance entre fils	Nb. de fils	Temps mort	Efficacité
Bh, Bv	6 m	3 mm	60	180 ns	90%
Ah, Av	3 m	3 mm	20	180 ns	80%

Les efficacités relativement médiocres sont à imputer à la haute intensité du faisceau. Les chambres Ah et Av sont moins efficaces que Bh et Bv parce qu'à leur endroit le faisceau est concentré sur un plus petit nombre de fils.

Pour 50% des événements environ, nous possédons une mesure de la trajectoire du K^- incident. Pour les autres, les paramètres du faisceau moyen seront utilisés. Nous verrons au chapitre consacré à l'analyse l'utilité (relative) de cette mesure.

L'information des chambres proportionnelles était transférée à un ordinateur en ligne (SDS 920) et accumulée sur bande magnétique, en même temps que d'autres paramètres utiles: numéro de l'événement, date, cible utilisée, mesure de la polarisation de la cible, information des deux hodoscopes.

II.3c. Mesure de l'impulsion. La raison d'utiliser la première partie (B1) pour la mesure de l'impulsion et non la seconde (B3), réside dans la présence dans cette dernière de nombreuses sources de diffusion multiple: compteurs et surtout Čerenkov.

Le principe de la mesure est le suivant: si x_0 et x sont les coordonnées horizontales respectivement à la cible de production et au collimateur d'impulsion, et si x'_0 et x' sont les angles dans le plan horizontal aux mêmes points d'une particule quelconque, on a les relations:

$$x = H_{11} x_0 + H_{12} x'_0 + H_{13} \Delta p$$

$$x' = H_{21} x_0 + H_{22} x'_0 + H_{23} \Delta p$$

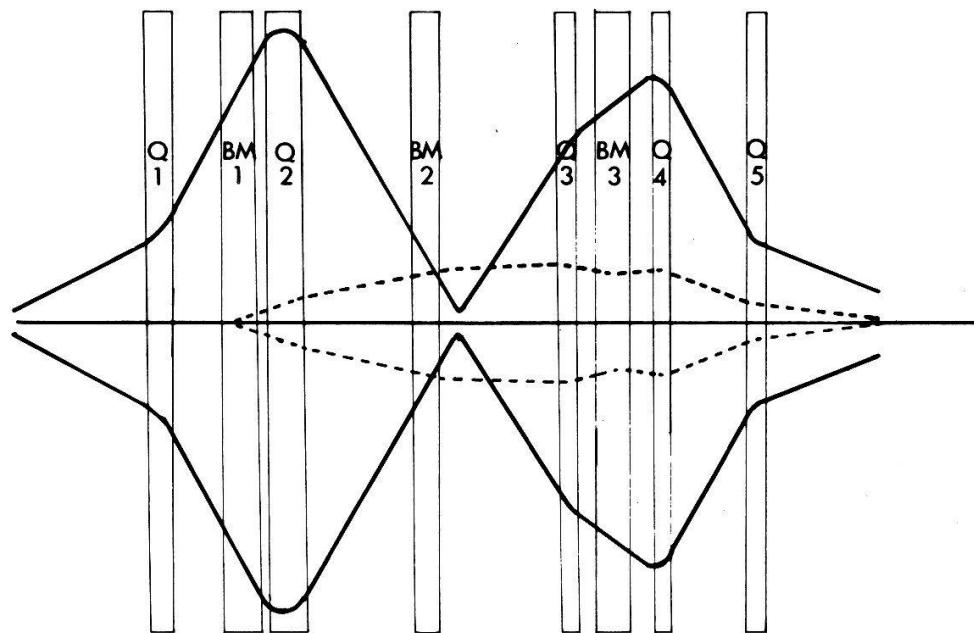


Figure 4a
Faisceau, plan horizontal. Les deux lignes en traitillé représentent les deux trajectoires d'impulsion +2% et -2%.

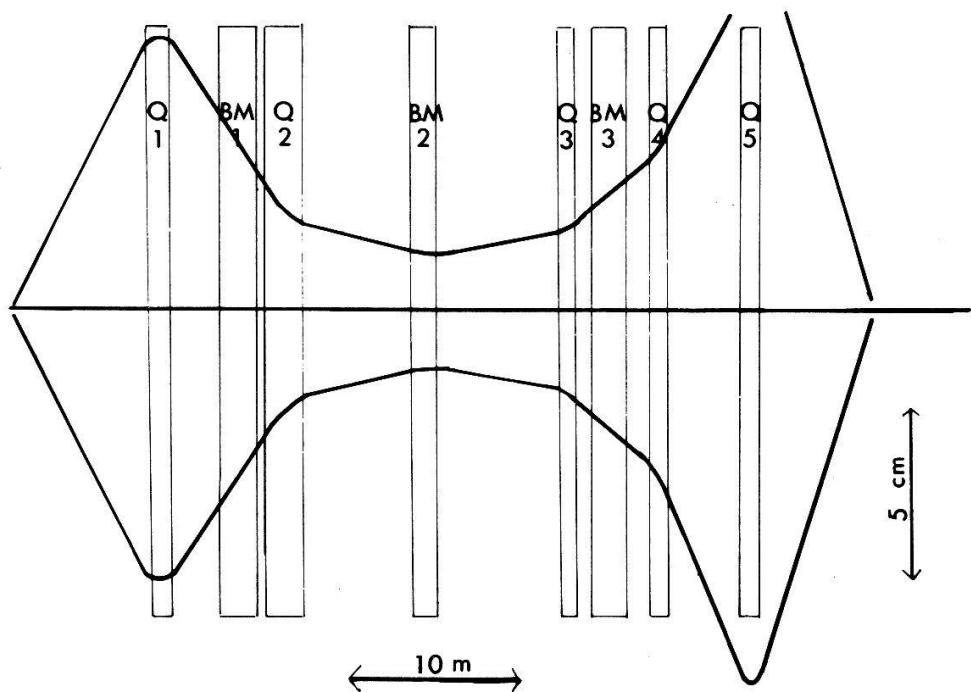


Figure 4b
Faisceau, plan vertical.

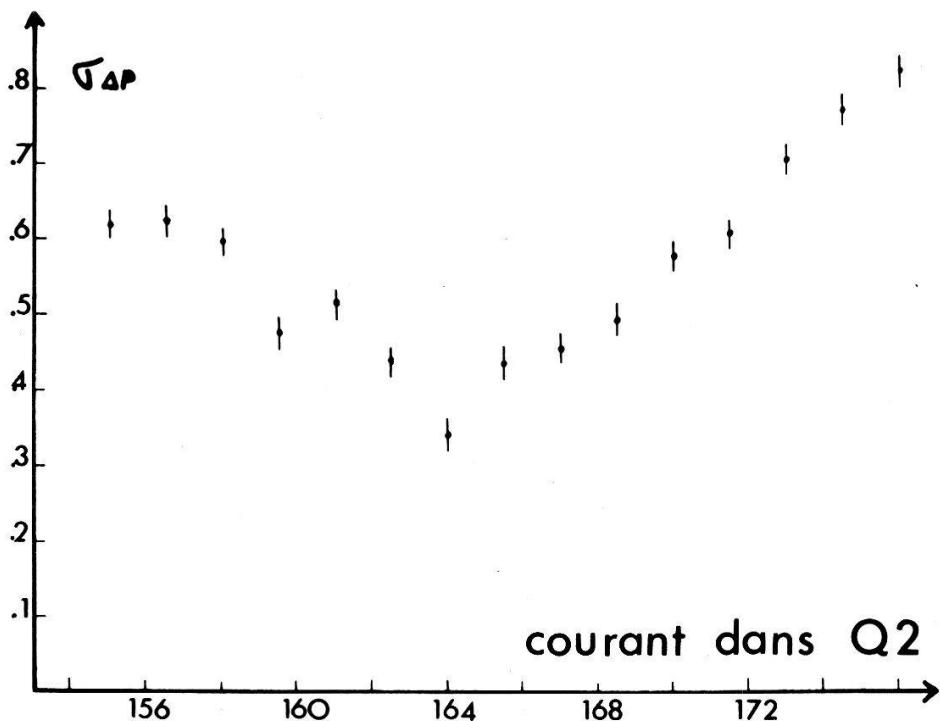


Figure 5a
Valeur de σ_{4p} en fonction de I_{Q2} . Cf. paragraphe II.3c.

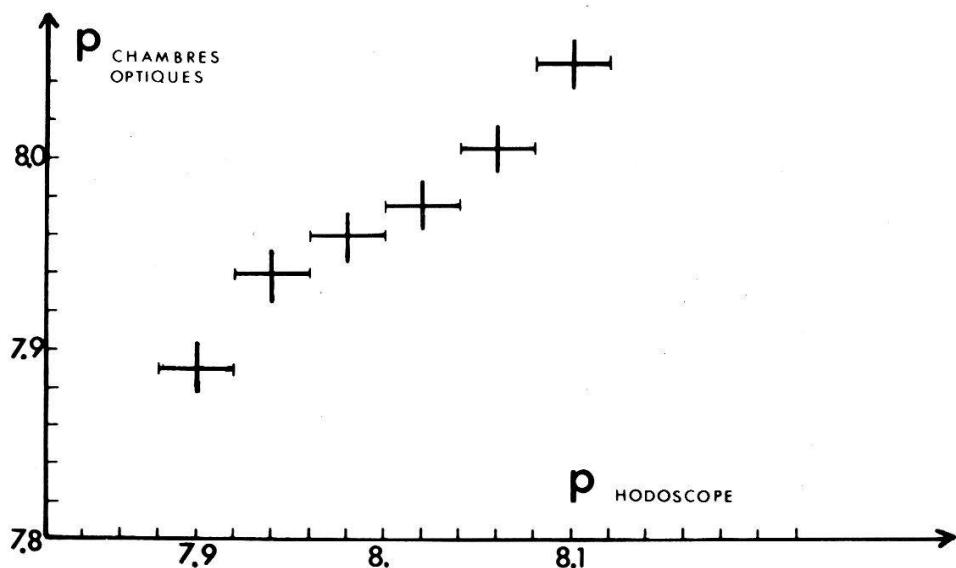


Figure 5b
Est obtenue de la manière suivante: pour un ensemble de 1000 traces de faisceau environ, on possède la valeur de p mesurée par l'hodoscope et mesurée par les chambres optiques. On divise les valeurs de $p_{\text{hodoscope}}$ en intervalles de 40 MeV et on calcule la valeur moyenne de $p_{\text{chambres optiques}}$ dans chaque intervalle, ainsi que l'erreur sur cette valeur moyenne. Dans le cas idéal, on obtient une droite à 45°.

H étant la matrice de transfert de x_0 à x .

Éliminant x'_0 et utilisant la relation $H_{11} \cdot H_{22} - H_{12} \cdot H_{21} = 1$, il vient :

$$\Delta p = \frac{H_{22}x - x_0 - H_{12}x'}{(H_{13}H_{22} - H_{12}H_{23})} \quad (1)$$

Remarquons que :

- x_0 n'est pas mesuré, mais pris égal à zéro. L'erreur ainsi commise est égale à $\sigma_{x_0} = D/\sqrt{12}$, si D est le diamètre de la cible de production.
- x est mesuré au moyen d'un hodoscope de scintillateurs, 0, placé au collimateur d'impulsion. Il comporte 11 éléments de 2,5 mm de large.
- x étant un point image, H_{12} est en principe nul. En réalité H_{12} dépend de Δp et il faut poser : $H_{12} = H_{12}^0 \cdot \Delta p$: il n'est nul que pour une particule d'impulsion nominale. Une mesure de x' , au moins grossière, est donc quand même nécessaire. Elle s'effectuait au moyen d'un deuxième hodoscope, de 3 éléments seulement, situé à 2 m du premier.

En réalité, la difficulté principale de cette méthode réside dans le réglage du faisceau tel que $H_{12} = 0$ (pour $\Delta p = 0$). La dépendance de H_{12} par rapport au courant dans le quadrupole $Q2$ est tellement abrupte en effet qu'il est impossible de se fier au seul calcul (TRAMP) [5] pour réaliser la condition $H_{12} = 0$.

Afin d'obtenir cette condition expérimentalement, nous avons procédé de la manière suivante : nous avons éloigné momentanément les sources de diffusion multiple de la deuxième partie du faisceau (vidange des Čerenkov) et nous nous sommes servis de BM3 et du système de Chambres Charpak qui y est installé pour effectuer *une mesure de l'impulsion des particules passant par un seul élément donné de l'hodoscope 0*. La variance de la distribution en impulsion observée, $\sigma_{\Delta p}^2$, est alors égale à la somme des carrés des résolutions des appareils 1 (0, BM1) et 2 (chambres Charpak, BM3). Il est clair que, compte tenu de (1), $\sigma_{\Delta p}$ sera minimale pour $H_{12} = 0$, c-à-d pour le réglage correct de $Q2$. Le résultat obtenu pour $\sigma_{\Delta p}$ en fonction de I_{Q2} se trouve sur la Figure 5a : un minimum est nettement visible.

Pour contrôler la mesure de l'hodoscope 0, nous avons pris des traces de faisceau dans les chambres optiques. La comparaison des valeurs données par les deux appareils (0 et aimant CERN-ETH) laisse apparaître d'excellentes corrélations (Fig. 5b).

II.4. Cible polarisée

II.4a. Généralités. Du principe de fonctionnement nous relèverons simplement qu'il consiste à :

- a) - Utiliser une substance (ici le butanol, de formule chimique $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}_2\text{OH}$) dans laquelle on a introduit une impureté (porphyreyde) contenant des électrons paramagnétiques,
- b) - Polariser ces électrons au moyen d'un champ magnétique statique de 25 kG, à une température de 0,5 K,
- c) - Utiliser la polarisation de ces électrons pour polariser les protons, au moyen d'un champ électromagnétique de très haute fréquence (70,3 GHz, 50 mWatt).

Les mécanismes impliqués dans le point (c) sont multiples et complexes et nous renvoyons à la littérature [6, 7] pour leur description.

II.4b. Description technique. La section efficace relativement basse de la réaction étudiée imposait à l'échantillon de butanol d'avoir une longeur inhabituelle pour une cible polarisée: cylindre de 150 mm de long et de 20 mm de diamètre.

La solution la plus élégante étant donné ces dimensions consistait à faire coïncider l'axe du cryostat avec celui du faisceau, contrairement à l'usage. Les difficultés résultant de cette géométrie sont les suivantes:

- Le faisceau traversant le cryostat de part en part, il est nécessaire de minimiser la quantité de matière qu'il rencontre, sans pourtant qu'il en résulte un afflux de chaleur intolérable. Dans notre cas, le faisceau traversait 0,1 mm d'acier inox plus 0,1 mm d'aluminium.
- Pour s'assurer que le faisceau passe bien au travers du cylindre de butanol, il faut placer juste devant deux compteurs à scintillation, fonctionnant à l'intérieur du cryostat.

La Figure 6 représente l'ensemble cible-cryostat. Le refroidissement s'opère au moyen de deux systèmes, le premier à He^4 , le second à He^3 . Le prérefroidissement à He^4 s'effectue par évaporation. Son rôle est de liquéfier le gaz He^3 à son arrivée et d'abaisser sa température jusqu'à 2,5 K. Le refroidissement final à He^3 utilise l'effet Joule-Thompson et permet d'atteindre 0,5 K.

II.4c. Scintillateurs à 0,5 K. Les deux scintillateurs S_3 et S_4 présentèrent les problèmes suivants:

Réalisation – Aucun collage ne résistant à cette température, le guide-lumière dut être réalisé d'une seule pièce, et ce, malgré sa forme tourmentée. Quant au scintillateur, sa jonction avec le guide s'opère au moyen d'un ressort en bronze-beryllium, alliage qui conserve sa souplesse dans le froid. Le guide est percé de deux petits trous de 0,5 mm pour y accrocher le ressort.

Fonctionnement – Les guides de lumière se trouvent très proches du faisceau à leur extrémité. Pour éviter que des particules passant par le guide ne donnent un signal par lumière Čerenkov, il faut exiger la coïncidence de deux compteurs.

La forme très accidentée du guide-lumière eut pour conséquence une médiocre transmission de lumière, de l'ordre de 2,5% seulement, ce qui nous a imposé une épaisseur minimale de 7 mm pour la pastille de scintillateur.

Bien que le froid n'ait affecté en rien le processus de la scintillation, il est apparu que l'efficacité baissait avec le temps. Ce phénomène est dû aux dégâts provoqués par le faisceau au scintillateur, qui rendent celui-ci progressivement opaque. Ces dégâts ne se manifestent pas à la température ordinaire car l'agitation thermique les résorbe. Dans notre cas, il suffisait de réchauffer momentanément la cible, puis de la refroidir à nouveau, pour retrouver l'efficacité initiale.

II.4d. Mesure de la polarisation de la cible. Elle est basée sur le principe de la résonance nucléaire magnétique. Le chapitre 16 de Kittel 'Introduction to solid state physics' contient l'essentiel sur ce processus.

Une self de quelques spires entoure la cible. Si l'on crée, au moyen de la self, un champ magnétique variable $B(t) = B_1 \sin(\omega t)$, le système de spin absorbe la puissance:

$$\mathcal{P} = \frac{\omega \gamma M_z T_2 B_1^2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2} \quad (\text{cf. Kittel, 16.29}) \quad (1)$$

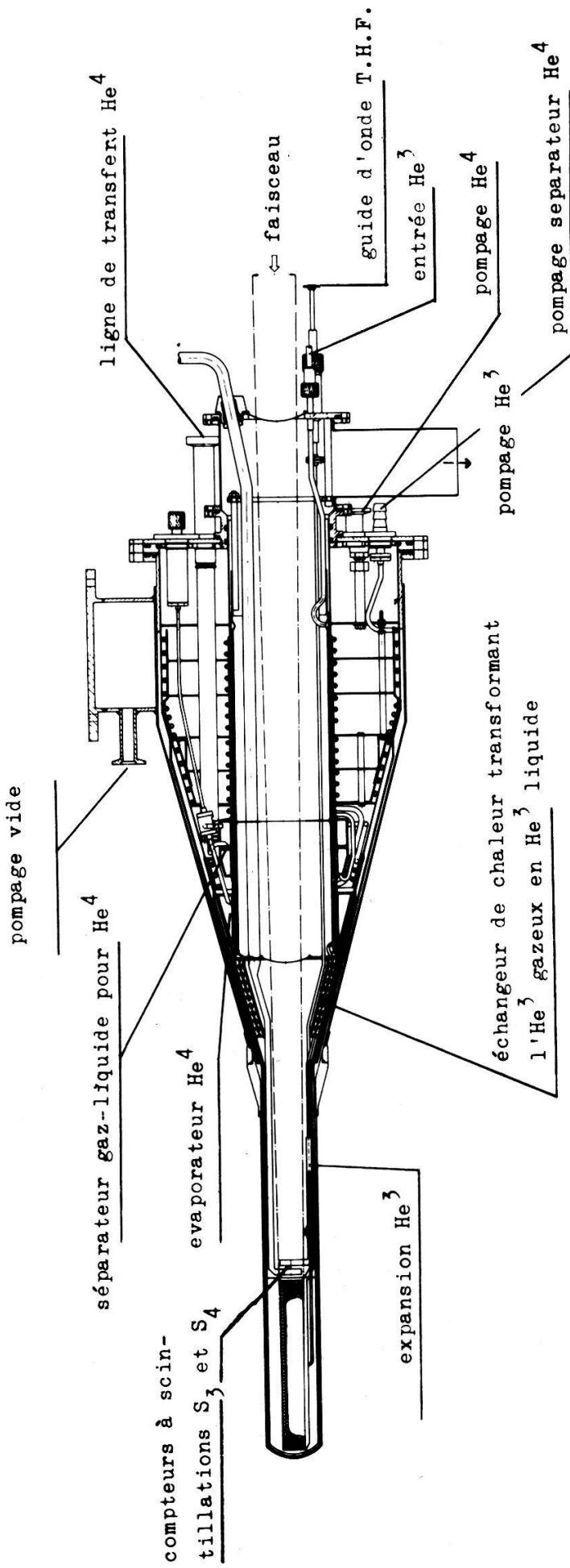


Figure 6
Représente la cible polarisée et son cryostat.

avec

- γ = quotient du moment magnétique par le moment angulaire.
 ω_0 = fréquence de la résonance magnétique nucléaire.
 T_2 = temps de relaxation transverse, dépendant de la substance.
 M_z = magnetization (=polarisation) de la cible.

On mesure sous deux conditions :

- Une première fois, sans l'excitation T.H.F. Les protons libres de la cible ne sont alors polarisés que très faiblement (0,3%) par le champ magnétique statique. Sous ces conditions, à l'équilibre thermique, la polarisation de la cible est connue et donnée par :

$$M_{z|stat} = N\mu \tanh(\beta\mu B) \quad (\text{cf. Kittel, 14.20}) \quad (2)$$

- Une seconde fois, dans les conditions standards, excitation T.H.F. enclenchée et polarisation de l'ordre de 62% (polarisation dynamique).

$M_{z|dyn}$ s'obtient alors au moyen de (1) et (2) :

$$M_{z|dyn} = M_{z|stat} \cdot \frac{\mathcal{P}_{dyn}}{\mathcal{P}_{stat}} \quad (3)$$

III. Analyse

III.1. Recherche des V_0

Première opération nécessaire : transférer l'information sur un support accessible à l'ordinateur. L'appareil de mesure HPD (Hough-Powell-Device) digitalise le contenu de la photographie et l'inscrit sur bande magnétique.

Le programme HPD2 effectue ensuite les opérations suivantes :

- Assemblage des étincelles en traces et rejet des étincelles parasites.
- Lorsqu'il y a plus d'une trace par vue, assignement correct des traces des deux vues, sur la base de leur courbure.
- Détection des V_0 .

Nous verrons plus loin que pour une mesure de polarisation, une connaissance très précise de l'efficacité de détection est superflue. Néanmoins, il fallait s'assurer qu'elle n'était pas médiocre, afin de ne pas diminuer sensiblement la statistique. Dans ce but, 30% des photos ont fait l'objet d'un 'scanning' préalable. Sur ce lot, il a été constaté que l'efficacité du programme sur les V_0 vus au 'scanning' dépassait 90%. Comme en fait les moyens d'investigation du programme sont supérieurs à ceux du 'scanning', puisqu'il peut voir dans l'espace, la majorité des 10% de V_0 perdus n'étaient probablement pas authentiques et en conséquence l'efficacité du programme avoisinait 100%.

Sur 385 000 photos au total, 180 000 contenaient un V_0 .

III.2. Reconstruction géométrique précise

A la sortie de HPD2, chaque étincelle est assignée à une trace et ne sont retenues que les traces appartenant à un V_0 .

Le programme THRESH modifié spécialement pour cette expérience réalise ensuite les opérations suivantes :

- a) – Pour chacune des traces, calcul des grandeurs
 - \vec{x}_0 point de départ de la trace
 - λ, ϕ angles de la trace au point de départ
 - p impulsion

Ces valeurs sont obtenues en cherchant parmi les solutions des équations du mouvement dans le champ magnétique variable, celle qui passe au mieux au travers des étincelles.

- b) – Calcul du vertex du V_0 selon la méthode décrite dans [4] et rejet de ce V_0 si la convergence des deux traces n'est pas satisfaisante.
- c) – Extrapolation de la trace de faisceau (lorsqu'elle a été mesurée par les chambres proportionnelles) jusqu'au centre de la cible.
- d) – Reconstruction, au moyen des équations de conservation de l'énergie-impulsion, de la trace neutre du \bar{K}^0 et recherche de son intersection dans la cible avec la trace de faisceau, lorsque celle-ci a été mesurée. Dans le cas contraire, le centre de la cible est pris comme vertex de production.

Comme la précision dans la reconstruction de la coordonnée longitudinale du vertex dans la cible n'est pas meilleure que ± 5 cm (du fait que l'on recherche l'intersection entre deux traces presque parallèles, et dont l'une n'est pas mesurée, mais reconstruite et extrapolée jusqu'à la cible) on voit que la précision gagnée grâce aux chambres proportionnelles n'est pas considérable.

III.3. Contraintes cinématiques et tests d'hypothèses

Si nous admettons avoir eu la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, nous disposons de deux contraintes :

au vertex du \bar{K}^0 : la masse invariante du système $\pi_+ \pi_-$ doit être celle du \bar{K}^0 ;

au vertex de production : les seules grandeurs physiques non mesurées sont les 3 composantes de l'impulsion du neutron. La conservation de l'énergie-impulsion donnant 4 équations, il reste une contrainte.

Le programme GRIND utilise les grandeurs déterminées dans THRESH et leurs erreurs pour satisfaire aux contraintes en modifiant le moins possible les valeurs mesurées. Pour chaque ajustage, GRIND calcule la valeur du χ^2 et la probabilité correspondante. Nous avons rejeté tous les cas pour lesquels la probabilité était inférieure à 0,03.

Au vertex du \bar{K}^0 , sur le lot de 180 000 événements contenant un V_0 , nous avons testé les hypothèses suivantes :

- tests (1) \bar{K}^0 satisfait 141 196 fois
- (2) $\Lambda \rightarrow p \pi^-$
- (3) $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$
- (4) $\gamma \rightarrow e^+ e^-$

Au vertex de production:

- (5) $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$
- (6) $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$
- (7) $K^- p \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ (non physique!)

92 845 'bons' événements ont satisfait aux tests (1) et (5). Parmi ceux-ci,

2576 satisfaisaient aussi au test (2)

2187 satisfaisaient aussi au test (3)

806 satisfaisaient aussi aux tests (2) et (6)

477 satisfaisaient aussi aux tests (3) et (7)

Ces derniers, étant non physiques (non conservation du nombre baryonique ni de l'étrangeté), nous renseignent sur la capacité de discernement du programme. Le programme ayant vu 477 fois l'état final \bar{K}^0 ambigu avec l'état final $\bar{\Lambda} \pi^0$, exclu par principe, il est probable que son taux d'erreurs en $\Lambda \pi^0$ est du même ordre de grandeur, ce qui nous laisse une contamination effective en $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$ de l'ordre de 329, c-à-d 0,35%.

III.4. Méthode de calcul de la polarisation

III.4a. Événements sur noyaux. La substance contenant les protons libres polarisés est le butanol, de formule $C_4H_{10}O$. En conséquence, une proportion non négligeable (66%) d'échanges de charge auront lieu sur noyaux. Les protons des noyaux n'étant pas polarisés, le seul effet de ce fond est de diminuer apparemment la polarisation de la cible. Afin d'en rendre compte quantitativement, il faut connaître les sections efficaces d'échange de charge sur noyau.

Pour cela, des événements ont été pris sur les cibles suivantes:

Cible	Abréviation	Nombre d'événements
Butanol polarisé +	$p+$	39840
Butanol polarisé -	$p-$	37455
Carbone	C	5178
CH_2	CH_2	6665
Butanol sans helium	but(-He)	1439
Cible polarisée vide	v	805
Support des autres cibles, vide	w	321

La section efficace sur oxygène n'a pas été mesurée. Comme elle est proche de celle sur carbone, nous avons utilisé le modèle de Glauber [8] pour déterminer la grandeur $\sigma_0 - \sigma_c$, c-à-d que σ_0 est obtenu à partir de σ_c par extrapolation. Le modèle donne:

$$\sigma_0 = 1,20 \cdot \sigma_c \quad (1)$$

III.4b. Notations. Nous définirons les notations suivantes:

N_y : Nombre de K^- incidents sur cible de type (y).

n_y : Nombre de \bar{K}^0 produits sur cible de type (y) ($y = p+, p-, C, CH_2, v, w$, ou $but(-He)$).

m_x^y : Nombre de noyaux de la sorte (x) dans la cible (y), par cm^2 . Par exemple:

$m_C^{CH_2}$ nombre de noyaux de carbone, par cm^2 , dans la cible CH_2 .

σ_x : Section efficace différentielle sur noyau (x), intégrée sur l'intervalle en t considéré.

$A(\phi)$: Acceptance expérimentale en fonction de l'angle azimutal ϕ . On définira également:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\phi) d\phi \quad \alpha_2 = \int_0^{2\pi} A(\phi) \cos \phi d\phi$$

t_y : Taux de comptage, pour un K^- incident, sur cible (y), si $A(\phi)$ était égal à 1.

$$t_y = n_y / \alpha_1 N_y$$

A noter: toutes les grandeurs définies plus haut concernent un intervalle de t donné, sauf évidemment N_y et m_x^y .

III.4c. Probabilité d'obtenir un événement et définition du facteur R . La probabilité d'obtenir, pour un K^- incident, un événement \bar{K}^0 , dans l'intervalle en t considéré, et avec un angle ϕ compris entre ϕ et $\phi + d\phi$, sur la cible polarisée + (respectivement-) est donnée par:

$$\begin{aligned} p_{(+)}(\phi) d\phi &= \frac{A(\phi) d\phi}{2\pi} [m_H^p \sigma_H (1 + P|P_T| \cos \phi) + m_C^p \sigma_C \\ &\quad + m_O^p \sigma_O + t_{He} + t_v] \end{aligned} \quad (2)$$

Afin d'alléger la formule (2), on introduit les définitions suivantes:

$$R = \frac{m_H^p \sigma_H + m_C^p \sigma_C + m_O^p \sigma_O + t_{He} + t_v}{m_H^p \sigma_H} = \frac{t_{p(0)}}{m_H^p \sigma_H} \quad (3)$$

$$\tilde{P}_T = \frac{|P_T|}{R} \quad \text{polarisation apparente de la cible.}$$

(2) peut alors s'écrire:

$$p_{(+)}(\phi) d\phi = \frac{R \cdot A(\phi) d\phi \cdot m_H^p \cdot \sigma_H}{2\pi} \cdot (1 + P \tilde{P}_T \cos \phi) \quad (4)$$

La probabilité contraire est donnée par

$$\bar{p}_{(+)} = 1 - \int_0^{2\pi} p_{(\pm)}(\phi) d\phi = 1 - R m_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2\pi} P \tilde{P}_T \right) \quad (4)'$$

Les définitions III.4b permettent d'écrire les relations suivantes:

$$t_C = m_C^p \sigma_C + t_w$$

$$t_{CH_2} = m_H^{CH_2} \sigma_H + m_C^{CH_2} \sigma_C + t_w$$

$$t_{p(0)} = m_H^p \sigma_H + m_C^p \sigma_C + m_O^p \sigma_O + t_{He} + t_v \quad (5)$$

$t_{p(0)}$ étant le taux de comptage, pour une acceptance de 100%, sur cible butanol non polarisée.

Sur les variables apparaissant dans (5), on peut faire les remarques suivantes :

- $m_C^C, m_H^{CH_2}, m_C^{CH_2}$: sont connues, par analyse chimique, pesage et mensuration des cibles.
- $\alpha_1 t_c, \alpha_1 t_v, \alpha_1 t_w, \alpha_1 t_{CH_2}$: sont mesurés, et obtenus au moyen de la formule :

$$\alpha_1 t_y = \frac{n_y}{N_y} \quad (6)$$

- $\alpha_1 t_{p(0)}$: peut être obtenu de la façon suivante: si l'on impose $N_+ = N_-$ ²⁾ (en retranchant p.e. un petit lot d'événements afin de satisfaire cette équation exactement) on aura en fait une cible non polarisée, et donc :

$$\alpha_1 t_{p(0)} = \frac{n_+ + n_-}{N_+ + N_-} \quad (7)$$

- $\alpha_1 t_{He}$: s'obtient par soustraction à l'aide des événements pris en cible butanol sans hélium, au moyen de

$$\alpha_1 t_{He} = \alpha_1 t_{p(0)} - \frac{n_{But(-He)}}{N_{But(-He)}} \quad (8)$$

- $m_H^p, \sigma_H, \sigma_C$: sont les inconnues à déterminer au moyen de (5). m_H^p , la quantité d'hydrogène dans la cible polarisée, n'est pas considérée comme connue, car l'opération de remplissage de la cible doit se faire très rapidement et à froid, ce qui interdit tout pesage. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de prendre des événements en cible CH_2 .
- σ_0 : se détermine à partir de σ_c par (1)
- $m_C^p = \frac{4}{10} m_H^p, m_0^p = \frac{1}{10} m_H^p$: en vertu de la formule chimique du butanol.

Une fois résolu le système (5), le facteur R est déterminé par (3). Le coefficient d'acceptance α_1 disparaît de la formule, R étant un quotient. Tous les calculs concernant un intervalle de t fixé, on obtient un facteur R dépendant de t : $R(t)$.

III.4d. Résultats expérimentaux obtenus pour $R(t)$. La Figure 7 représente $R(t)/P_T$ en fonction de t . Les résultats ne sont pas compatibles avec une valeur de R constante. La chute de R pour les valeurs grandes de t s'explique par le fait qu'à grand transfert le 'fit' de $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ dans GRIND devient sensible au mouvement de Fermi des protons dans le noyau. Ces événements ont une valeur $P(\chi^2)$ trop faible et sont rejettés en partie.

La chute de R pour les petites valeurs de t s'explique probablement par le phénomène suivant :

Si l'on considère l'ensemble des événements sur noyau peuplant l'intervalle $t = t_0$, on peut le diviser en deux catégories

A) ceux ayant fait échange de charge sur proton du noyau, avec $t = t_0$;

²⁾ Nombre de K^- en cible polarisée + = nombre de K^- en cible polarisée -.

- B) ceux pour lesquels l'échange de charge (avec $t = t_1$) a été suivi ou précédé par une diffusion élastique sur un autre nucléon (avec $t = t_2$) et tels que:

$$\sqrt{t_0} = \sqrt{t_1} + \sqrt{t_2} \quad \text{car} \quad t_1 \sim \varphi_1^2, \quad t_2 \sim \varphi_2^2 \quad \text{et} \quad \varphi_0 = \varphi_1 + \varphi_2^3)$$

La probabilité de l'événement (B) n'est pas négligeable par rapport à (A). En effet, les deux sections efficaces différentielles (de diffusion élastique et d'échange de charge) ayant un pic à l'avant, il peut être plus favorable d'atteindre la valeur $t = t_0$ au moyen

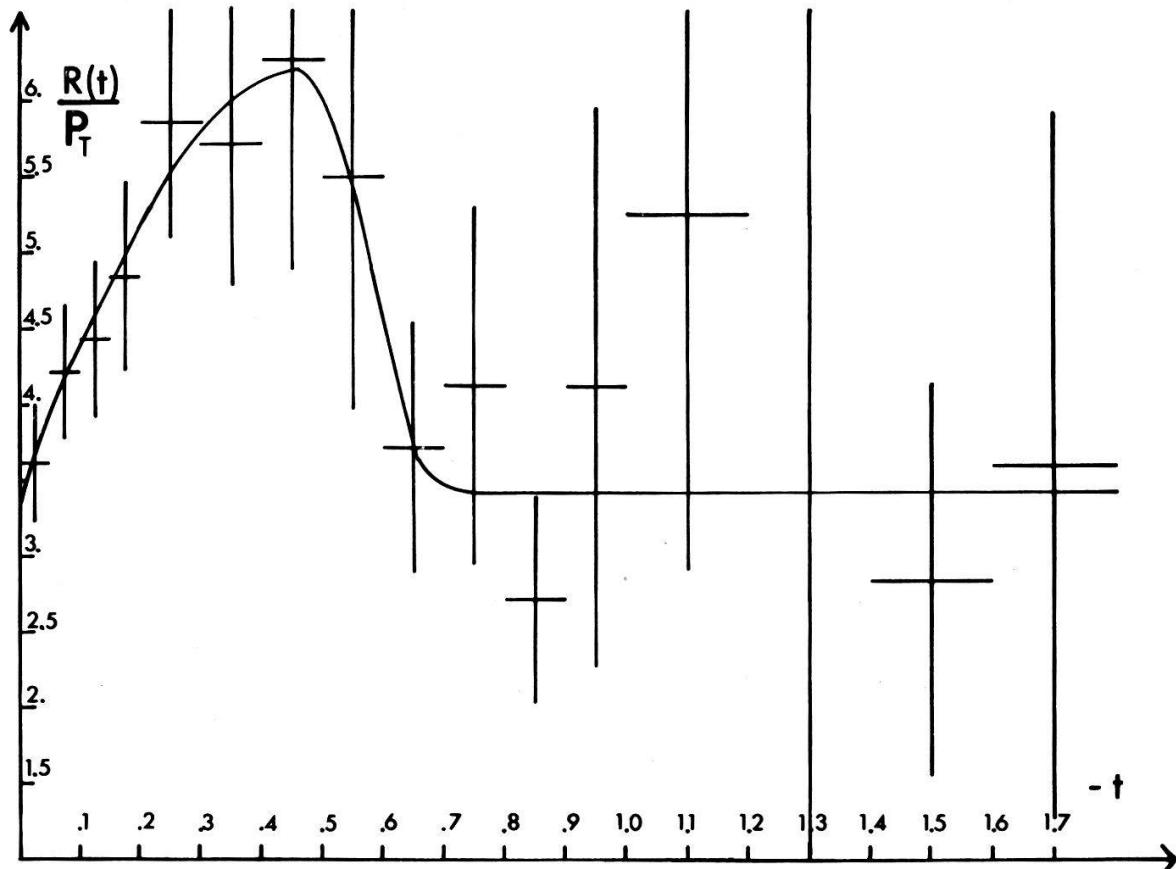


Figure 7

Valeurs expérimentales obtenues pour R/P_T en fonction de t (cf. paragraphe III.4d). Certaines barres d'erreur sont coupées dans le haut par les limites de l'épure.

de deux diffusions à des t plus petits (t_1 et t_2) qu'au moyen d'une seule.

Le processus (B) aura évidemment pour conséquence une pente plus faible pour la section différentielle sur noyau que sur proton libre et peut donc expliquer la chute de R aux petites valeurs de t .

Afin de se défaire dans la mesure du possible des fluctuations statistiques, et étant donné que les processus physiques décrits plus haut ne sont pas susceptibles de produire des variations brutales, les résultats pour $R(t)$ n'ont pas été pris tels quels, mais ont fait l'objet d'un lissage

par un polynome du 3^{ème} degré de $-t = 0$ à $-t = 0,7$

par un polynome du 0^{ème} degré de $-t = 0,7$ à $-t = 1,7$

³⁾ Formules valables si le plan de diffusion est le même pour les deux réactions. Dans le cas général, la formule est plus compliquée, sans que cela ne change rien à l'argumentation.

- La raison de traiter à part le domaine de t compris entre 0,7 et 1,7 réside dans le fait que toutes les tentatives de lissage par un polynôme couvrant tout le domaine de t
- ou bien se révélèrent médiocres à petit t (si le degré était petit)
 - ou bien faisaient apparaître à grand t des structures trop compliquées, manifestement dues aux fluctuations statistiques.

Dans le calcul d'erreur final, ce sont les erreurs après lissage qui ont été prises en considération.

III.4e. Fonction de vraisemblance de l'expérience. Nous prenons comme événement élémentaire l'arrivée d'un K^- sur la cible. L'équation (4) donne alors la probabilité d'avoir un événement \bar{K}^0 dans l'intervalle de t considéré, avec un angle ϕ compris entre ϕ et $\phi + \Delta\phi$. L'équation (4)' donne la probabilité contraire.

La fonction de vraisemblance s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} = & \sum_{i=1}^{n_+} \ln (\rho_+(\phi_i^+) \Delta\phi) + (N_+ - n_+) \ln \bar{\rho}_+ \\ & + \sum_{j=1}^{n_-} \ln (\rho_-(\phi_j^-) \Delta\phi) + (N_- - n_-) \ln \bar{\rho}_- \end{aligned} \quad (9)$$

ϕ_i^+ (resp. ϕ_j^-) : angle du $i^{\text{ème}}$ ($j^{\text{ème}}$) événement pris en cible polarisée +(-).

Dérivant (9) par rapport à P , il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial P} = 0 = & \sum_{i=1}^{n_+} \frac{\tilde{P}_T \cot \phi_i^+}{1 + P \tilde{P}_T \cos \phi_i^+} - \sum_{j=1}^{n_-} \frac{\tilde{P}_T \cos \phi_j^-}{1 - P \tilde{P}_T \cos \phi_j^-} \\ & - (N_+ - n_+) \frac{Rm_H^p \sigma_H \frac{\alpha_2}{2\pi} \tilde{P}_T}{1 - Rm_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2\pi} P \tilde{P}_T \right)} \\ & + (N_- - n_-) \frac{Rm_H^p \sigma_H \frac{\alpha_2}{2\pi} \tilde{P}_T}{1 - Rm_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 - \frac{\alpha_2}{2\pi} P \tilde{P}_T \right)} \end{aligned} \quad (10)$$

(10) se simplifie considérablement si l'on tient compte du fait que, en vertu de (4) :

$$\begin{aligned} n_{\pm} &= N_{\pm} Rm_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 \pm \alpha_2 \frac{P \tilde{P}_T}{2\pi} \right) \\ \Rightarrow N_+ - n_+ &= N_+ \left[1 - Rm_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2\pi} P \tilde{P}_T \right) \right] \\ N_- - n_- &= N_- \left[1 - Rm_H^p \sigma_H \left(\alpha_1 - \frac{\alpha_2}{2\pi} P \tilde{P}_T \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Portant ce résultat dans (10), il vient :

$$\sum_{i=1}^{n_+} \frac{\cos \varphi_i^+}{1 + P \tilde{P}_T \cos \varphi_i^+} - \sum_{j=1}^{n_-} \frac{\cos \varphi_j^-}{1 - P \tilde{P}_T \cos \varphi_j^-} - (N_+ - N_-) R m_H^p \sigma_H \frac{\alpha_2}{2\pi} = 0 \quad (12)$$

(12) est l'équation de base pour l'obtention de P . On voit que si l'on effectue l'expérience de telle sorte que $N_+ = N_-$, l'acceptance disparaît totalement de la formule déterminant P . Le résultat d'une mauvaise acceptance ne sera qu'une diminution de la statistique (n_+ et n_-), jamais un biais, ce qui confirme l'assertion du paragraphe III.1.

$P * \tilde{P}_T$ étant petit ($\tilde{P}_T \cong 0,2$), on peut écrire :

$$\frac{\cos \varphi_i^+}{1 + P \tilde{P}_T \cos \varphi_i^+} \cong \cos \varphi_i^+ [1 - P \tilde{P}_T \cos \varphi_i^+]$$

$$\frac{\cos \varphi_j^-}{1 - P \tilde{P}_T \cos \varphi_j^-} \cong \cos \varphi_j^- [1 + P \tilde{P}_T \cos \varphi_j^-]$$

Ce qui donne :

$$P \cong \frac{\sum_{i=1}^{n_+} \cos \varphi_i^+ - \sum_{j=1}^{n_-} \cos \varphi_j^- - (N_+ - N_-) R m_H^p \sigma_H \frac{\alpha_2}{2\pi}}{\tilde{P}_T \left(\sum_{i=1}^{n_+} \cos^2 \varphi_i^+ + \sum_{j=1}^{n_-} \cos^2 \varphi_j^- \right)} \quad (13)$$

Nous nous sommes servis de (13) comme point de départ d'une itération (méthode de Newton) pour la solution de (12). En passant de (13) à (12), la valeur de P ne change pas de plus de 0,5%.

Le terme correcteur d'acceptance dans (12) :

$$(N_+ - N_-) R m_H^p \sigma_H \frac{\alpha_2}{2\pi} \quad (14)$$

est presque négligeable, car dans notre cas, $N_+ = N_-$ à 5% près, et α_2 est petit ($\alpha_2 = 0$ pour une acceptance de 100%). Nous l'avons calculé de la manière suivante :

Si l'on divise le domaine de ϕ en intervalles, et si l'on prend un lot d'événements pour lequel $N_+ = N_-$ (c-à-d pour lequel la cible n'est pas polarisée), le nombre d'événements $n(\phi)$ dans chaque intervalle de ϕ sera proportionnel à $A(\phi)$. Comme en fait :

$$R m_H^p \sigma_H = t_{p(0)} = \frac{n_+ + n_-}{\alpha_1 (N_+ + N_-)} \quad [\text{cf. (7)}]$$

c'est le quotient α_2/α_1 qui apparaît dans (14). Par conséquent :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\int_0^{2\pi} n(\varphi) \cos \varphi d\varphi}{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} n(\varphi) d\varphi}$$

On peut donc calculer le terme (14), aux erreurs statistiques sur $n(\phi)$ près.

III.4f. Vérifications. (A) *Vérification de la normalisation.* Si l'on calcule P seulement à l'aide des événements 'à gauche' ($-\pi/2 < \phi < \pi/2$) (respectivement 'à droite' ($\pi/2 < \phi < 3\pi/2$)), on a

$$\alpha_2^G = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A(\varphi) \cos \varphi d\varphi \quad \text{resp. } \alpha_2^D = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} A(\varphi) \cos \varphi d\varphi$$

α_2^{GD} n'est en aucun cas petit, même pour une acceptance de 100%. La valeur obtenue pour P_{gauche} (resp. P_{droite}) à l'aide de (12) sera beaucoup plus sensible au terme (14). Le fait d'obtenir $P_{\text{gauche}} \neq P_{\text{droite}}$ serait alors le signe d'une mauvaise normalisation, c-à-d d'une mauvaise détermination expérimentale de N_+ et N_- .

Dans notre cas, les deux valeurs P_{gauche} et P_{droite} étaient parfaitement compatibles statistiquement.

(B) *Vérification de la méthode (12).* Un procédé plus courant, mais moins exact, pour la détermination de P consiste à diviser le domaine de ϕ en intervalles de largeur finie $\Delta\phi$. En vertu de (4), le nombre d'événements obtenus en polarisation + et - à l'intérieur de l'intervalle ϕ_i est donné par :

$$n_+^i = N_+ R m_H^p \sigma_H \left[\alpha_1^i + \alpha_2^i \frac{P \tilde{P}_T}{2\pi} \right]$$

$$n_-^i = N_- R m_H^p \sigma_H \left[\alpha_1^i - \alpha_2^i \frac{P \tilde{P}_T}{2\pi} \right]$$

avec

$$\alpha_1^i = \frac{1}{2\pi} \int_{\phi_i}^{\phi_i + \Delta\phi} A(\varphi) d\varphi$$

$$\alpha_2^i = \int_{\phi_i}^{\phi_i + \Delta\phi} A(\varphi) \cos \varphi d\varphi \cong 2\pi \alpha_1^i \cos \phi_i$$

la deuxième égalité n'étant valable que pour $\Delta\phi$ petit. A l'aide de ces équations, on obtient :

$$P^i = \frac{\frac{n_+^i}{N_+} - \frac{n_-^i}{N_-}}{\frac{n_+^i}{N_+} + \frac{n_-^i}{N_-}} \cdot \frac{1}{\tilde{P}_T \cos \varphi_i} \quad (15)$$

Pour chaque intervalle ϕ_i , on obtient une valeur de $P:P^i$. On calcule ensuite l'erreur sur cette grandeur ΔP^i et la valeur finale de P s'obtient à partir des P^i comme moyenne pondérée :

$$P = \sum_i \left(P^i \cdot \frac{1}{(\Delta P^i)^2} \right) \Big/ \sum_{i'} \frac{1}{(\Delta P^i)^2} \quad (16)$$

L'intérêt de cette deuxième méthode réside dans la commodité de son maniement. Elle peut être exécutée à la main, alors que la méthode (12) exige un ordinateur. Elle permet ainsi de vérifier les résultats du programme.

Son désavantage est d'imposer une subdivision du domaine de ϕ en intervalles, et d'être par conséquent sensible à la largeur $\Delta\phi$ choisie. D'autre part, elle ne maximise pas exactement la fonction de vraisemblance, même pour $\Delta\phi \rightarrow 0$. En effet, (15) converge vers (13), et non vers (12), pour $\Delta\phi \rightarrow 0$.

Nos résultats finaux ont été obtenus à l'aide de la méthode (12) et nous ne nous sommes servis de (15) que pour vérification.

III.4g. Calcul d'erreurs. L'équation (12) détermine la grandeur $A = P\tilde{P}_T$, baptisée asymétrie. L'erreur sur cette grandeur sera donnée par :

$$\sigma_A^2 = - \left[\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial A^2} \right]^{-1} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n_+} \frac{\cos^2 \varphi_i^+}{(1 + P\tilde{P}_T \cos \varphi_i^+)^2} + \sum_{j=1}^{n_-} \frac{\cos^2 \varphi_j^-}{(1 - P\tilde{P}_T \cos \varphi_j^-)^2}} \quad (17)$$

Comme

$$\tilde{P}_T = \frac{|P_T|}{R}, \quad P = \frac{A}{|P_T|} R, \quad \sigma_P^2 = \frac{1}{P_T^2} [R^2 \cdot \sigma_A^2 + P^2 \cdot \sigma_R^2] \quad (18)$$

σ_R comme déjà signalé au paragraphe III.4d, représente l'erreur sur R , calculée sur la base du système (5), mais prise après lissage par un polynôme.

La contribution principale à σ_P est dans tous les intervalles déterminée par σ_A . Eussions-nous pris pour σ_R les erreurs *avant* lissage, cela n'aurait changé σ_P faiblement que dans les deux intervalles $0,5 < -t < 0,7$ (par 20% environ).

Les erreurs de la Table II, calculées à l'aide de (17) et (18), ne tiennent pas compte d'une erreur systématique possible de $\pm 3\%$ sur la polarisation de la cible.

III.4h. Resultats. Les résultats se trouvent sur la Figure 8 et sur la Table II. Les barres verticales indiquent l'erreur σ_P . Par contre, les barres horizontales représentent la largeur des intervalles en t choisis et n'ont rien à voir avec des erreurs. L'erreur sur t est, en effet, partout significativement plus petite que l'intervalle.

Les valeurs obtenues à petit t sont tellement proches de zéro que, compte tenu des erreurs, il n'est pas possible de décider si la polarisation y est positive ou négative. Néanmoins, l'ajustage d'un polynôme du 4^{ème} degré à travers nos points (visible sur

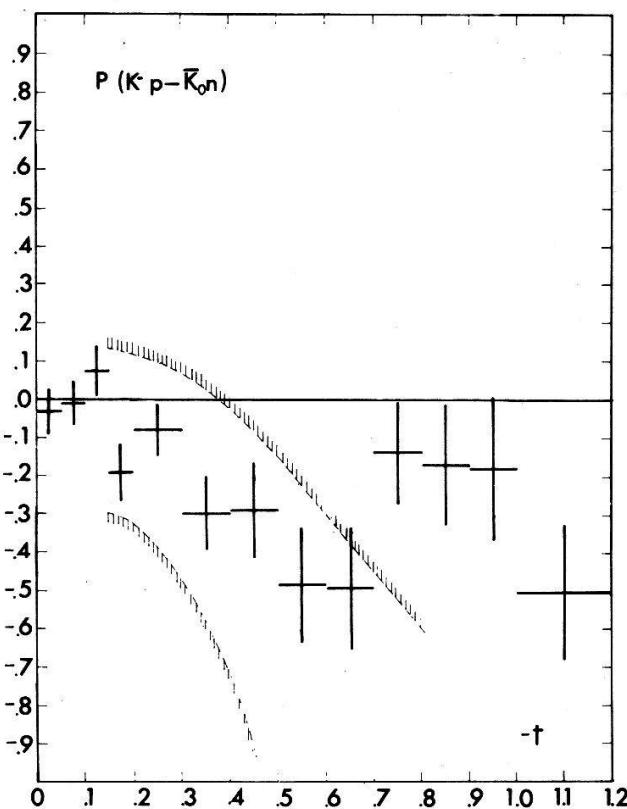


Figure 8
Résultats pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ ainsi que limites obtenues par la symétrie SU_3 à partir des résultats pour $P(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)$.

Table II
 $P(t)$ dans $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ à 8 GeV

Intervalle de $-t$	$P(t)$
,0 → ,05	-0.029 ± 0.056
,05 → ,1	-0.008 ± 0.056
,1 → ,15	$+0.073 \pm 0.062$
,15 → ,2	-0.191 ± 0.074
,2 → ,3	-0.078 ± 0.066
,3 → ,4	-0.296 ± 0.094
,4 → ,5	-0.287 ± 0.123
,5 → ,6	-0.483 ± 0.150
,6 → ,7	-0.491 ± 0.159
,7 → ,8	-0.136 ± 0.134
,8 → ,9	-0.170 ± 0.158
,9 → 1,0	-0.177 ± 0.188
1,0 → 1,2	-0.503 ± 0.176

la Figure 11) favorise le signe positif jusqu'à $-t = 0,12$. Dans tout le reste du domaine de t , la polarisation est négative.

Ces résultats seront discutés au chapitre suivant.

IV. Confrontation des résultats avec les modèles phénoménologiques

IV.1. Application de la symétrie SU_3

Nous serons amenés par la suite à relier nos résultats pour $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ aux réactions suivantes:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n, \quad \pi^- p \rightarrow \eta^0 n, \quad K^+ n \rightarrow K^0 n, \quad \pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$$

Le pont entre ces divers processus est réalisé par la symétrie SU_3 , appliquée dans le canal t .

On fait pour cela les suppositions suivantes:

- A) – Les réactions d'échange de charge et d'hypercharge procèdent uniquement par échange d'un méson vecteur (ρ, K^*) ou d'un méson tenseur (A_2, K^{**}). En conséquence nous désignerons les amplitudes respectivement par V ou T .
- B) – La forme générale de l'amplitude est donc:

$$V = V_M P V_B \quad T = T_M P T_B$$

V_M, T_M vertex du haut, mésonique,

V_B, T_B vertex du bas, baryonique,

P propagateur.

C'est sur V_M, T_M, V_B, T_B que l'on appliquera la symétrie SU_3 .

- C) – Le quotient des couplages F et D est le même pour les deux types d'échanges, vectoriels et tensoriels. (Cf. équation 1 plus bas.)

Ces hypothèses sont de caractère suffisamment général pour être considérées comme presque indépendantes de tout modèle.

Le Tableau III donne les nombres quantiques dans la voie t pour les réactions qui nous intéressent:

Tableau III

Réaction	B	S	I	G	P	J	Échange	Amplitude
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	0	0	1	1	-1	1	ρ	V
$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$	0	0	1	-1	1	2	A_2	T
$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$	0	0	1	x	1	1, 2	ρ, A_2	V, T
$K^+ n \rightarrow K^0 p$	0	0	1	x	1	1, 2	ρ, A_2	V, T
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	0	-1	1/2	x	1	1, 2	K^*, K^{**}	V, T

Au vertex mésonique, nous avons à coupler deux mésons pseudoscalaires appartenant à la représentation (8) avec, soit un méson vecteur, soit un méson tenseur appartenant aussi à la représentation (8). On a:

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8_F \oplus 8_D \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 27$$

Il y a donc, en principe, deux possibilités de couplages, soit avec 8_F , soit avec 8_D .

Mais il faut tenir compte des règles de sélection suivantes, imposées par l'invariance sous conjugaison de charge :

- Il n'y a pas de couplage D pour un méson vecteur 1^- avec deux mésons pseudo-scalaires.
- Il n'y a pas de couplage F pour un méson tenseur 2^+ avec deux mésons pseudo-scalaires.

Au vertex du haut, il n'y a donc pas de mélange des couplages F et D . Par contre, les deux types de couplage apparaissent au vertex du bas.

Le Tableau IV présente le résultat de l'application de SU_3 aux deux vertex pour

Tableau IV

Réaction	Partie vécctorielle vertex mésonique	Partie vécctorielle vertex baryonique
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	$V_{\pi^-\pi^0\rho} = \frac{-1}{\sqrt{3}} V_M^F$	$V_{p^-\pi\rho} = \frac{-1}{\sqrt{6}} V_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} V_B^D$
$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$	—	—
$K^-\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 n$	$V_{K^0\rho} = \frac{-1}{\sqrt{6}} V_M^F$	$V_{p^-\pi\rho} = \frac{-1}{\sqrt{6}} V_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} V_B^D$
$K^+ n \rightarrow K^0 \bar{p}$	$V_{K^+\bar{K}^0\rho} = \frac{1}{\sqrt{6}} V_M^F$	$V_{p^-\pi\rho} = \frac{-1}{\sqrt{6}} V_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} V_B^D$
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$V_{\pi^+K^-\Sigma^*} = \frac{1}{\sqrt{6}} V_M^F$	$V_{p^-\Sigma K^*} = \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{2} V_B^F - \frac{3\sqrt{5}}{10} V_B^D \right]$
	Partie tensorielle vertex mésonique	Partie tensorielle vertex baryonique
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	—	—
$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$	$T_{\pi^-\eta A_2} = \frac{1}{\sqrt{5}} T_M^D$	$T_{p^-\eta A_2} = \frac{-1}{\sqrt{6}} T_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} T_B^D$
$K^-\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 n$	$T_{K^-\bar{K}^0 A_2} = \frac{-\sqrt{30}}{10} T_M^D$	$T_{p^-\bar{K}^0 A_2} = \frac{-1}{\sqrt{6}} T_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} T_B^D$
$K^+ n \rightarrow K^0 \bar{p}$	$T_{K^+\bar{K}^0 A_2} = \frac{-\sqrt{30}}{10} T_M^D$	$T_{\bar{n}-p A_2} = \frac{-1}{\sqrt{6}} T_B^F - \frac{\sqrt{30}}{10} T_B^D$
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$T_{\pi^+K^-\Sigma^{**}} = \sqrt{\frac{3}{10}} T_M^D$	$T_{p^-\Sigma^+ K^-} = \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{2} T_B^F - \frac{3\sqrt{5}}{10} T_B^D \right]$

les réactions considérées. L'indice supérieur (F, D) indique s'il s'agit d'un couplage F ou D , et l'indice inférieur (M, B) s'il s'agit du vertex mésonique ou baryonique.

On définit maintenant :

$$F = \frac{\frac{1}{\sqrt{6}} V_B^F}{\frac{1}{\sqrt{6}} V_B^F + \frac{\sqrt{30}}{10} V_B^D} = \frac{\frac{1}{\sqrt{6}} T_B^F}{\frac{1}{\sqrt{6}} T_B^F + \frac{\sqrt{30}}{10} T_B^D} \quad \begin{array}{l} \text{pourcentage de} \\ \text{couplage } F \text{ dans} \\ \pi N \end{array} \quad (1)$$

La deuxième égalité suit de (C) et repose sur la dualité (dégénérescence d'échange)

$$\begin{aligned} -V &= \frac{1}{\sqrt{6}} V_M^F P \left(\frac{1}{\sqrt{6}} V_B^F + \frac{\sqrt{30}}{10} V_B^D \right) & \text{partie vectorielle} \\ & & \text{et tensorielle} \\ -T &= \frac{\sqrt{30}}{10} T_M^D P \left(\frac{1}{\sqrt{6}} T_B^F + \frac{\sqrt{30}}{10} T_B^D \right) & \text{de l'échange dans} \\ & & KN \end{aligned} \quad (2)$$

A l'aide des définitions (1) et (2) et du Tableau IV on obtient facilement les relations suivantes entre les amplitudes des 4 réactions considérées :

- a) $F(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = -\sqrt{2} * V$
- b) $F(\pi^- p \rightarrow \eta^0 n) = \sqrt{2/3} * T$
- c) $F(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) = -(V + T)$
- d) $F(K^+ n \rightarrow K^0 p) = (V - T)$
- e) $F(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) = -(2F - 1) * (V + T)$ (3)

Comme la symétrie SU_3 n'est pas couplée au spin, les relations (3) sont valables aussi bien pour les amplitudes F_{++} que F_{-+} .

IV.2. Relation entre $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ et $P(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)$

A. D. Martin, C. Michael et R. J. N. Phillips [23] ont étendu le genre de calculs effectués au paragraphe IV.1 à l'ensemble des réactions d'échange de charge et d'hypercharge.

Ils ont inclus la possibilité d'une brisure de la symétrie SU_3 pour rendre compte du fait expérimentalement établi que la trajectoire $K^* - K^{**}$ est plus basse que la trajectoire $\rho - A_2$. Un facteur λ apparaît donc devant les amplitudes V et T lorsqu'il y a échange d'hypercharge.

L'ensemble des mesures existantes permet ensuite d'ajuster les grandeurs V , T , F_+ , F_- , et λ , V et T étant fonction de t , F_+ , F_- , et λ étant constants. (L'hypothèse F_+ et F_- constants est en effet compatible avec les résultats expérimentaux).

De (3e) et (3c), on obtient :

$$P \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+} = |\lambda|^2 (2F_+ - 1)(2F_- - 1) P \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n} \quad (4)$$

La mesure de $P(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)$ fournit donc une prédition pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$. La qualité de cette prédition constitue un test à la fois de la symétrie SU_3 et des hypothèses (A), (B) et (C) du paragraphe IV.1.

Les limites de la prédition ainsi obtenue sont représentées sur la Figure 8. Jusqu'à $-t = 0,6$, l'accord est excellent. Etant donné qu'à grand transfert la notion d'échange dans la voie t perd son sens, l'hypothèse (A) du paragraphe IV.1 n'est pas satisfaite et le désaccord pour les grands t ne peut être considéré comme un échec de la symétrie SU_3 .

Il n'est pas possible, à ce stade, de prédire la polarisation dans (3c) à l'aide de (3a) et (3b) sans préciser davantage les amplitudes V et T . C'est ce que nous ferons dans le paragraphe suivant.

IV.3. Modèle de Regge

Selon le Tableau III, deux pôles peuvent être échangés, le ρ et le A_2 . Dans le cadre du modèle simple des pôles de Regge, les amplitudes V et T s'écrivent :

$$\begin{aligned} V_+ &= \beta_\rho^+(t) \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\rho(t)}}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} \cdot \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_\rho(t)} \\ V_- &= \beta_\rho^-(t) \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\rho(t)}}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} \cdot \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_\rho(t)} \\ T_+ &= -\beta_{A_2}^+(t) \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_{A_2}(t)}}{\sin \pi\alpha_{A_2}(t)} \cdot \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{A_2}(t)} \\ T_- &= -\beta_{A_2}^-(t) \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_{A_2}(t)}}{\sin \pi\alpha_{A_2}(t)} \cdot \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_{A_2}(t)} \end{aligned} \quad (5)$$

Le modèle ne dit malheureusement rien au sujet de la dépendance des résidus par rapport à t . On peut néanmoins se risquer à poser pour $\beta_i^\pm(t)$ une fonction simple de t , dépendant d'un très petit nombre de paramètres, et à se servir des mesures existantes de section efficace différentielle en $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ et des relations (3) afin d'obtenir un ajustage de ces paramètres, de même que des paramètres déterminant les trajectoires. A l'aide des résultats de cet ajustage, on sera en mesure de faire une prédition pour la polarisation dans $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$. C'est ce qu'ont tenté plusieurs auteurs [10, 11, 12, 13] (cf. Fig. 9).

La diversité des résultats reflète la trop grande liberté laissée dans la paramétrisation des résidus. Remarquons néanmoins :

- a) – Que tous les auteurs prédisent une polarisation grande en valeur absolue.
- b) – Qu'aucune prédition n'est compatible avec les résultats.

L'échec est encore plus flagrant si l'on tente de calculer la polarisation dans $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ou $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, où une seule trajectoire est échangée. La phase des amplitudes F_{++} et F_{-+} étant la même, on obtient en effet une polarisation nulle, en contradiction avec les résultats expérimentaux.

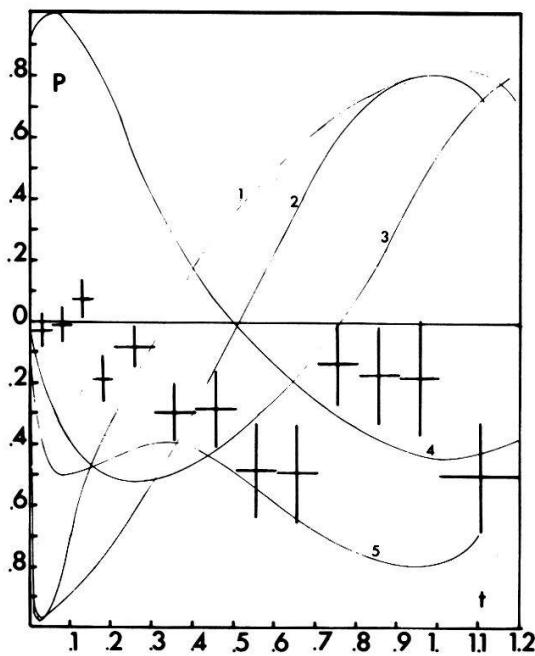


Figure 9
Résultats comparés aux prédictions basées sur le modèle de Regge sans absorption.

IV.4. Modèle de Regge et dualité

La remarque (a) du paragraphe précédent contredit l'une des conséquences de la dualité, appliquée au modèle de Regge. En effet, les règles de somme à énergie finie, appliquées à $K^+ n \rightarrow K^0 \rho$ (réaction dans laquelle le signe de l'amplitude V est changé par rapport à $K^- \rho \rightarrow \bar{K}^0 n$, mais non celui de l'amplitude T : comparer (3c) et (3d)) donnent :

$$\int_{v_0}^N \text{Im } F^\pm(v, t) dv = \beta_\rho^\pm(t) \frac{N^{\alpha_\rho(t)+1}}{\alpha_\rho(t) + 1} - \beta_{A_2}^\pm(t) \frac{N^{\alpha_{A_2}(t)+1}}{\alpha_{A_2}(t) + 1} \quad (6)$$

avec $v = (s - u)/2$

Or le membre de gauche portant sur les basses énergies et le canal s étant exotique, on s'attend à une valeur très petite de l'intégrale, ceci pour tout t . A la limite où elle serait nulle, on devrait avoir :

$$\alpha_\rho(t) = \alpha_{A_2}(t) \quad \beta_\rho^\pm(t) = \beta_{A_2}^\pm(t) \quad \forall t \quad (7)$$

On dit qu'on a dégénérescence d'échange entre les trajectoires et les résidus du ρ et du A_2 . Mais si l'on porte les restrictions (7) dans (5) et calcule à nouveau $P(K^- \rho \rightarrow \bar{K}^0 n)$ on obtient 0, la phase de l'amplitude $V_+ + T_+$ étant rendue identique à celle de $V_- + T_-$ par (7). La dualité exige donc une valeur très petite de la polarisation.

Ce résultat est également en contradiction avec les mesures expérimentales. L'explication du paradoxe se trouve dans le cadre des modèles de Regge avec absorption.

IV.5. Modèle de Regge avec absorption.

Une supposition essentielle dans la dérivation du modèle de Regge est, qu'après avoir effectué la transformation de Sommerfeld-Watson, l'on puisse déformer le

contour d'intégration dans le plan complexe de t sans rencontrer aucune singularité autre que des pôles. En théorie du potentiel, on peut montrer que tel est bien le cas.

Assez tôt cependant, certains physiciens [14, 15, 16] devaient se rendre compte qu'il y avait de fortes raisons théoriques de penser qu'il n'en allait plus de même dans le cadre plus général de la théorie quantique des champs.

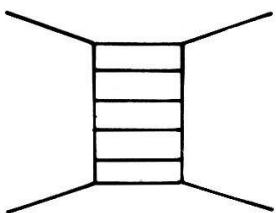


Figure 10a

Graphe de type échelle. La sommation sur tous les graphes de ce type donne un comportement de pôle de Regge.

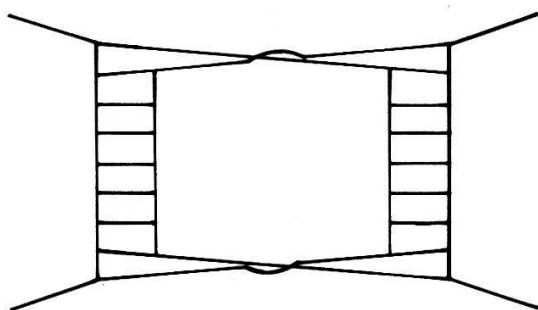


Figure 10b

La sommation sur tous les graphes de ce type donne un comportement de coupure de Regge.

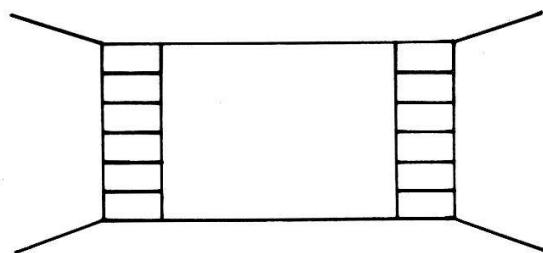


Figure 10c

Type de graphe ne contribuant pas à l'amplitude.

Un indice important dans cette direction était fourni par Amati, Fubini et Stanghellini [14] lorsqu'ils montrèrent que la sommation sur tous les graphes de type échelle (Fig. 10a) donnait un comportement 'à la Regge'. En effet, si des graphes du type de la Figure 10a contribuent à l'amplitude, il n'y a aucune raison pour n'avoir pas également des graphes du type de la Figure 10b. (La nécessité de considérer le graphe non planaire de la Figure 10b et non celui, plus simple, de la Figure 10c, a été signalée par Mandelstam.)

Or, si les premiers donnent lieu à des pôles de Regge, on peut montrer que les seconds, qui correspondent à l'échange de deux Reggéons, engendrent des coupures.

Du côté expérimental, la polarisation non nulle dans l'échange de charge $\pi^- p$ fut l'une des premières manifestations des coupures de Regge. Par la suite, la plupart des mesures de polarisation devaient confirmer l'échec du modèle de Regge sans

coupures. Les difficultés et les contradictions rencontrées au paragraphe précédent indiquent que nos résultats pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ ne font pas exception.

Si l'on compare les amplitudes mesurées avec celles données par le modèle de Regge, on constate que, toujours, celui-ci donne une contribution trop forte dans les basses ondes partielles (petites valeurs de 1).

Il faut donc que l'effet des nouvelles singularités à introduire, les coupures, soit une absorption des petites valeurs de 1. L'image physique derrière ce processus est la suivante : si la réaction a lieu avec un 1 petit, c-à-d avec un paramètre d'impact $b = \hbar l/P$ petit, cela implique une très forte interpénétration des deux particules et par voie de conséquence une forte probabilité d'émission de particules supplémentaires. La réaction 2 corps \rightarrow 2 corps est défavorisée par rapport aux réactions 2 corps $\rightarrow n$ corps, avec $n > 2$.

Mathématiquement, ces idées se traduisent de la manière suivante :

Si l'on désigne par (α) l'ensemble des canaux 2 corps \rightarrow 2 corps et par S_l^α la restriction de la matrice S_l à ce sous-ensemble de canaux (α) , la condition d'unitarité s'écrit

$$S_l^\alpha S_l^{\alpha+} = 1 - 2\mathcal{F}_l^\alpha < 1 \quad (8)$$

La matrice \mathcal{F}_l^α contient tout ce qui est n corps, avec $n > 2$. Les termes diagonaux de \mathcal{F}_l^α sont des sommes de nombres positifs, un pour chaque canal n corps. Par contre les termes non diagonaux sont des sommes de nombres complexes de phase quelconque. C'est pourquoi l'on fait en général l'approximation de considérer la matrice \mathcal{F}_l^α comme diagonale.

$$\mathcal{F}_l^\alpha = \delta_{ij} f_{il} (s) \quad (9)$$

S_l^α n'est pas unitaire, en vertu de (8). On définit une matrice Ω_l^α , unitaire, au moyen de

$$S_l^\alpha = \sqrt{1 - 2\mathcal{F}_l^\alpha} \Omega_l^\alpha \quad (10)$$

Et l'on décompose Ω_l^α en

$$(\Omega_l^\alpha)_{ij} = \delta_{ij} + 2i R_{ij}^l (s) \quad (\text{analogue du passage de la matrice } S \text{ à la matrice } T) \quad (11)$$

La matrice T , elle, s'écrit :

$$T_l^{ij} (s) = \frac{1}{2i} [S_l^\alpha_{ij} - \delta_{ij}] = \frac{1}{2i} [\sqrt{1 - 2f_l(s)} (\delta_{ij} + 2i R_{ij}^l(s)) - \delta_{ij}^l] \quad (12)$$

(12) prend une forme beaucoup plus expressive si l'on définit

$$\mathcal{P}_l (s) = \frac{1}{2i} [\sqrt{1 - 2f_l(s)} - 1] \quad (13)$$

Alors

$$T_l^{ij} (s) = \mathcal{P}_l (s) \delta_{ij} + R_{ij}^l (s) + 2i \mathcal{P}_l (s) R_{ij}^l (s) \quad (14)$$

- (14) donne le pourquoi des définitions (11) et (13) ; En effet, on postule maintenant
- que $\mathcal{P}_1(s)$ est le Poméron. Dans les modèles d'absorption, le Poméron n'est pas un pôle de Regge, mais le reflet dans l'amplitude des canaux à n corps, avec $n > 2$,
 - que $R_{i,j}^l(s)$ est la contribution des pôles de Regge,
 - que $\mathcal{P}_l(s) R_{i,j}^l(s)$ représente la coupure de Regge.

Avec (14), on dispose en même temps de la 'recette' pour le calcul de la coupure d'absorption : il suffit de multiplier les ondes partielles du Poméron et du Reggeon. Aucun paramètre nouveau n'est introduit.

Les difficultés qui demeurent sont les suivantes :

- une trop grande liberté dans le choix de la fonction $\mathcal{P}_1(s)$,
- la dégénérescence d'échange est remise en question par la coupure,
- l'action de la coupure va presque toujours dans le bon sens, mais semble souvent insuffisante.

La conséquence de ces difficultés est une division des phénoménologues en un grand nombre d'écoles.

Cette division s'est accentuée encore à la suite des récents résultats de polarisation en $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. En effet, toutes les prédictions calculées selon la méthode (14) donnaient un zéro de P à $t = -0,2$, en contradiction avec les résultats.

Les modifications les plus diverses ont été proposées pour sortir de cette difficulté, ce qui a multiplié le nombre de modèles. Par le fait que nos résultats ne sont pas incompatibles avec toutes les prédictions, on peut espérer qu'ils n'engendreront pas à nouveau un tel foisonnement, mais contribueront à clarifier la situation. Dans cette optique, nous avons dessiné sur la Figure 11 quelques-unes des prédictions de modèles d'absorption pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ au côté des résultats.

IV.6. Confrontation des résultats avec quelques modèles d'absorption

Modèle 'eiconal' de Blackmon et Goldstein [17] (courbe n°2, Fig. 11). On sait que ce type de modèles a échoué pour $P(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$. La prédition qu'il fournit pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ est néanmoins excellente.

Modèle de Holden et Robertson [18] (courbe 1). Il s'agit d'un modèle différent de ceux basés sur l'équation (14). Ici, la coupure est introduite par l'intermédiaire de la dépendance en j de la masse effective de l'objet échangé. L'avantage est une description qualitativement correcte de $P(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$. Par contre, il semble que le modèle échoue en $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$.

Modèle de Ringland, Roberts et Tran Thanh Van [19]. Ce modèle suit le mode de calcul (14), à ceci près que la phase de la coupure est changée par $\pi/2$. Cette modification, que l'on ne tente pas de justifier sur le plan théorique, fait disparaître bien des défauts du modèle standard ; en particulier :

- le zéro de $P(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$ à $t = -0,2$,
- $\sigma(K^+ n \rightarrow K^0 p) > \sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$, en accord avec l'expérience et en désaccord avec le modèle non modifié.

Deux types de prédictions ont été faits dans le cadre de ce modèle :

- A) - La première, avec coupure seulement dans F_{++} (courbe 5).
- B) - La seconde, avec coupure dans les deux amplitudes F_{++} et F_{-+} (courbe 3).

Alors que jusqu'à maintenant les résultats expérimentaux favorisaient plutôt la première solution (l'accentuation de la pente de $d\sigma/dt$ en fonction de l'énergie (shrinkage) dans $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ suggère l'absence de coupure dans F_{-+}), nos résultats sont en meilleur accord avec le modèle (B), en particulier à petit t .

Modèle de B. J. Hartley et G. L. Kane [20]. On admet ici que les difficultés du modèle standard sont dues à une mauvaise description du terme $\mathcal{P}_l(s)$ dans (14), en particulier de sa phase. D'autre part, on abandonne la dégénérescence d'échange.

Une nouvelle paramétrisation de $\mathcal{P}_l(s)$ est proposée, relativement compliquée, mais décrivant correctement l'ensemble des mesures. La prédiction pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ est qualitativement correcte, mais trop positive aux petites valeurs de t .

Modèle de Saclay [21] (courbe 6). Le procédé de calcul (14) est considéré ici comme correct et l'on se refuse à y effectuer des modifications arbitraires. S'il y a encore des désaccords entre modèle et expérience, ils sont dus au fait que (14) ne calcule que jusqu'au deuxième ordre (coupure Poméron–Reggeon). En particulier, le paradoxe de $P(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$ peut être résolu en calculant le terme d'ordre supérieur (coupure Reggeon–Poméron–Reggeon). D'autre part, on conserve la dégénérescence d'échange. La prédiction de ce modèle pour $P(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$ est bonne jusqu'à $t = -0,7$.

IV.7. Conclusion

Les prédictions que nous venons de passer en revue peuvent dans leur majorité, être considérées comme excellentes. L'amélioration apportée par les corrections d'absorption, si l'on compare les Figures 9 et 11, est frappante. Peut-on voir là une convergence des modèles vers une théorie? Il semble en tout cas que des mesures toujours plus poussées soient désormais nécessaires. Dans cette optique, les expériences qui se révéleront probablement les plus fructueuses dans l'avenir seront celles où l'amplitude est mesurée complètement, avec les paramètres de rotation de spin A et R . L'emploi

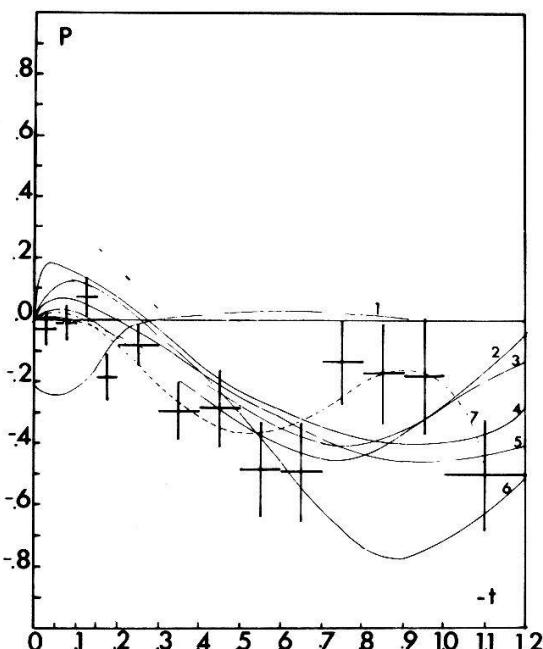


Figure 11

Résultats comparés aux prédictions basées sur le modèle de Regge avec absorption.

d'une cible polarisée, conjugué avec l'utilisation de la désintégration faible des hypérons rend de telles mesures possibles.

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Jean-Pierre Blaser, qui a rendu possible mon travail au CERN. Le Fonds National Suisse et l'EPFZ ont fourni l'appui financier nécessaire.

Je remercie également toutes les personnes ayant participé à cette expérience, qui réunissait des gens du CERN, de Imperial College, de Saclay et de l'EPFZ. Ma gratitude s'adresse tout spécialement aux docteurs W. Beusch, D. Websdale et O. Guisan, qui m'ont le plus assisté de leurs conseils.

Monsieur Werner Wetzel a eu l'amabilité de relire la partie théorique de ce travail.

REFERENCES

- [1] M. JACOB et G. C. WICK, Ann. Phys. 7, 404 (1959).
- [2] R. G. NEWTON, *Scattering Theory of Waves and Particles* (McGraw-Hill Book Company).
- [3] P. ASTBURY, G. FINOCCHIARO, A. MICHELINI, D. WEBSDALE, C. H. WEST, W. BEUSCH, B. GOBBI, M. PÉPIN, E. POLGAR et M. A. POUCHON, Nucl. Instr. Meth. 46, 61 (1967).
- [4] P. MÜHLEMANN et J. D. WILSON, Rapport jaune CERN 70-17.
- [5] TRAMP, Tracking and Matching Program, par J. W. Gardner et D. Whiteside, Rutherford High Energy Laboratory, N.I.R.L./m/21.
- [6] M. BORGHINI, Rapport jaune CERN 68-32.
- [7] M. BORGHINI, IInd International Conference on Polarised Targets, September 1971, Lawrence Berkeley Laboratory.
- [8] K. S. KÖLBIG et B. MARGOLIS, Nuclear Physics B6, 85 (1965).
- [9] V. D. BARGER et D. B. CLINE, *Phenomenological Theories of High Energy Scattering* (W. A. Benjamin Inc.).
- [10] R. J. N. PHILLIPS, pré-tirage UCRL-16185.
- [11] D. D. REEDER et K. V. V. SARMA, Nuovo Cimento LI, 169 (1967).
- [12] R. C. ARNOLD et R. K. LOGAN, Phys. Rev. 177, 2318 (1969).
- [13] A. DEREM et G. SMADJA, Nuovo Cimento LXII A, 681 (1969).
- [14] D. AMATI, A. STANGHELLINI et S. FUBINI, Nuovo Cimento 26, 896 (1963).
- [15] G. COHEN-TANNOUDJI, Physics Letters 19, 62 (1965).
- [16] R. C. ARNOLD, Phys. Rev. 140, B1022 (1965).
- [17] M. L. BLACKMON et G. R. GOLDSTEIN, Phys. Rev. 179, 1480 (1969).
- [18] J. P. HOLDEN et D. C. ROBERTSON, *Meson Charge Exchange Reactions in a Regge-cut van Hove Model*, pré-tirage 14947 (University of Oregon).
- [19] G. A. RINGLAND, R. G. ROBERTS et D. P. ROY, pré-tirage KPP-C-34, Rutherford Laboratory.
- [20] B. J. HARTLEY et G. L. KANE, Nuclear Physics B27, 157 (1973).
- [21] G. GIRARDI, R. LACAZE, R. PESCHANSKI, G. COHEN-TANNOUDJI, P. HAYOT et H. NAVELET, Nucl. Phys. B47, 445 (1972).
- [22] P. BONAMY, P. BORGEAUD, M. CROZON, J. P. GUILLAUD, O. GUISAN, P. LE DÛ, P. SONDER-REGGER, J. K. BIENLEIN, S. MANGO, L. PAUL et H. DINTER, Nuclear Physics, B52, 392 (1973).
- [23] A. D. MARTIN, C. MICHAEL et R. J. N. PHILLIPS, Nuclear Physics B43, 13 (1972).

