HAL
open science

# Physique nucléaire avec étrangeté

R. Frascaria

## To cite this version:

R. Frascaria. Physique nucléaire avec étrangeté. École thématique. Ecole Joliot Curie "Nucléons dans le noyau, mais encore..", Maubuisson, (France), du 11-15 septembre 1989 : 8ème session, 1989. cel-00647436

**HAL Id: cel-00647436**

**https://cel.hal.science/cel-00647436v1**

Submitted on 2 Dec 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# PHYSIQUE NUCLEAIRE AVEC ETRANGETE

*R. FRASCARIA*
*I.P.N. - 91406 ORSAY*

# PHYSIQUE NUCLEAIRE AVEC ETRANGETE

*R. FRASCARIA*
*I.P.N. - 91406 ORSAY*

Cours donné à l'Ecole JOLIOT-CURIE 1989
MAUBUISSON (France)

Le but de ce cours est de présenter une revue de base† de la physique nucléaire avec particule(s) étrange(s). Pour cela, nous ferons un bilan/perspectives des différents systèmes hadroniques avec contenu d'étrangeté qui ont été ou qui pourront être étudiés dans un proche futur. Etant à l'articulation entre le domaine élémentariste et celui de la physique nucléaire conventionnelle, nous priviligierons une présentation parallèle à cette dernière : présentation de l'interaction baryon-baryon comme généralisation de l'interaction nucleon-nucleon, présentation de la physique hypernucléaire avec ses différences et ses similitudes par rapport à la physique nucléaire traditionnelle. Ces thèmes seront au centre de ce cours. Nous commencerons cependant par quelques généralités sur la notion d'étrangeté, puis considérerons la production d'étrangeté sur le nucléon du point de vue élémentariste (constantes de couplage, résonances hyperoniques), mais avec l'intérêt du physicien nucléaire qui a besoin d'une bonne connaissance des interactions élémentaires pour aborder des problèmes plus complexes.

---

† *La bibliographie de base utilisée est :*

*D.H. DAVIS and J. SACTON*
*High energy physics, Vol. II p. 365*
*Ed. Burhop, E.H.S., Academic press, N.Y. (1967)*

*B. POVH, Prog. Part. Nucl. Phys. 5(1981)245*

*A. GAL, Advances in Nucl. Phys., Eds. M. BARANGER and E. VOG,*
*Plenum Press, New York 8(1975)1*

*C.B. DOVER and G.E. WALKER*
*Phys. Rep. 89, 1(1982)1-177*

Les références des différentes publications citées sont regroupées en fin de texte.

# I - INTRODUCTION

*L'étrangeté*

Les nucléons, qui sont les constituants de la matière nucléaire conventionnelle, appartiennent à une famille plus large, les baryons, qui comprend les nucléons et les hypérons. Le nombre quantique d'étrangeté S différencie ces deux espèces ; S = 0 pour les nucléons, $-3 \leqslant S \leqslant -1$ pour les hypérons. Ce nombre quantique est conservé dans les interactions forte et électromagnétique, mais pas en interaction faible. Les principales propriétés des baryons étranges sont rappelées dans le tableau suivant :

| S | Nom | $I(J^P)$ | Masse(GeV) | Vie moyenne | Modes principaux (%) |
|---|---|---|---|---|---|
| - 1 | $\Lambda$ | $0(\frac{1}{2}^+)$ | 1.115 | $2.63.10^{-10}$ | $p\pi^-$ (64), $n\pi^0$(36) |
| | $\Sigma^+$ | $1(\frac{1}{2}^+)$ | 1.189 | $0.8.10^{-10}$ | $p\pi^0$(52), $n\pi^+$ (48) |
| | $\Sigma^-$ | $1(\frac{1}{2}^+)$ | 1.197 | $1.48.10^{-10}$ | $n\pi^-$ (100) |
| | $\Sigma^0$ | $1(\frac{1}{2}^+)$ | 1.193 | $7.4.10^{-20}$ | $\Lambda\gamma$ (100) |
| - 2 | $\Xi^0$ | $\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$ | 1.315 | $2.9.10^{-10}$ | $\Lambda\pi^0$(100) |
| | $\Xi^-$ | $\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$ | 1.321 | $1.64.10^{-10}$ | $\Lambda\pi^-$ (100) |
| - 3 | $\Omega^-$ | $0(\frac{3}{2}^+)$ | 1.672 | $0.82.10^{-10}$ | $\Lambda K^-$ (68), $\Xi^0\pi^-$ (24) $\Xi^-\pi^0$(8) |

**TABLEAU I - PRINCIPAUX BARYONS ETRANGES**

On constate que la durée de vie des hypérons, exceptée celle du $\Sigma^0$, est de l'ordre de $10^{-10}$ s, caractéristique de l'interaction faible. Ces temps de vie sont longs vis-à-vis des temps caractéristiques de l'interaction forte ($10^{-21}$ s) et c'est pour cela que l'on étend naturellement le champ d'investigation de la physique nucléaire à celui des baryons en interaction. On parle alors d'hyper-systèmes (ou même

super-systèmes si l'on adjoint le baryon non étrange charmé $\Lambda_c$).

Les mésons sont aussi caractérisés par le nombre quantique d'étrangeté S dont la valeur absolue est 0 ou 1. Ils peuvent être d'étrangeté S = + 1 comme le $K^+$ ou S = - 1 comme le $K^-$ ($K^- = \bar{K}^+$), ou d'étrangeté nulle comme les mésons légers $\pi$ ou $\eta$.

Les premières productions de particules étranges ont été réalisées grâce à des faisceaux de protons par réactions dites de production "*associée*" comme :

$$\begin{array}{lcc} & pp \rightarrow & K^+\Lambda p \\ S & 00 & 1\text{-}10 \\ & 0 = & 0 \end{array}$$

Les faisceaux de pions ont permis de réaliser d'autres productions associées comme :

$$\pi^+ \; p \rightarrow K^+ \; \Sigma^+$$

Les productions de mesons K en quantité importante (comme au CERN ou à BNL) ont permis de les regrouper en faisceau et de réaliser des réactions "*d'échange*" d'étrangeté comme :

$$K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+$$

Toutes ces réactions élémentaires ont été utilisées comme processus pour les études de l'interaction hadron-hadron ou de la production d'hypernoyaux.

A côté de ces productions hadroniques, d'autres voies sont possibles. La photoproduction comme :

$$\gamma p \rightarrow \Lambda K^+$$

ou l'électroproduction $ep \rightarrow e'\Lambda K^+$ ont été peu étudiées, à cause des faibles sections efficaces de production et les faibles intensités de faisceau disponibles jusqu'alors, mais constituent un sujet prometteur avec la nouvelle génération d'accélérateur d'électrons comme CEBAF.

Les productions d'hypérons par l'intermédiaire d'ions lourds relativistes ont été jusqu'ici réalisées dans le cadre d'études sur les

mécanismes de production (*"Fire ball model"* par exemple), mais une tendance se développe d'utiliser ces réactions pour tenter de produire des hypersystèmes fondamentaux, comme le H, sur lesquels nous reviendrons plus loin.

La notion d'étrangeté peut être abordée d'un point de vue plus élémentariste, en s'intéressant à la constitution interne des baryons. Les hypérons contiennent explicitement de 1 à 3 quarks étranges. Nous n'aborderons pas ici les modèles des baryons comme cluster de quarks. (Nous renvoyons pour cela les lecteurs à une revue donnée par BLAIZOT (BLA 87)). Rappelons cependant que les nucléons et les baryons étranges sont décrits comme un système de 3 quarks u, d et s, chaque quark pouvant porter 1 couleur parmi 3. Ceci conduit à une classification qui regroupe les baryons en 1 octet et 1 décuplet, l'octet de spin $\frac{1}{2}$ comprend N, $\Sigma$, $\Xi$ et $\Lambda$, le décuplet de spin $\frac{3}{2}$ $\Delta$, $\Sigma^*$ , $\Xi^*$, et $\Omega$.

Les modèles de quarks constituants reproduisent assez bien les états fondamentaux des baryons, même dans leur forme la plus simple, c'est à dire lorsque les degrés de liberté des quarks sont traités en cinématique non relativiste avec des potentiels interquarks à un gluon échangé et un terme potentiel à 2 corps pour rendre compte du confinement.

Le tableau II suivant montre la comparaison entre les résultats d'un tel modèle et les masses expérimentales [YAZ 88], ainsi que les moments magnétiques pour l'octet des baryons. Les masses des quarks ont été ajustées pour reproduire les moments magnétiques du proton et du lambda et valent $m_u = m_d = 330$ MeV, $m_s = 510$ MeV. Le spectre d'excitation des baryons est aussi décrit avec succès, sans faire intervenir une interaction spin-orbite entre quarks, l'exception étant la paire $\Lambda(1405)(\frac{1}{2}^-)$ et $\Lambda(1520)(\frac{3}{2}^-)$ dont la prévision théorique conduit à une seule masse dégénérée de 1490 MeV. Le *splitting* peut être introduit par le couplage de ces deux $\Lambda$ aux voies méson-baryon $\pi\Sigma$ et $\bar{K}N$. Une approche phénoménologique [YAZ 88] découple alors les masses des 2 $\Lambda$ dans la bonne direction avec le bon ordre de grandeur. Il n'existe malheureusement pas de modèles potentiels non relativistes valables qui décrivent les baryons en termes de quarks et mésons.

| Baryon | Masse (MeV) exp. | th. | Moment magnétique exp. | th. |
|---|---|---|---|---|
| p | 938.3 | 940 | 2.79 | 2.79 |
| n | 939.6 | | - 1.91 | - 1.86 |
| $\Lambda$ | 1115.6 | 1110 | - 0.61 | - 0.61 |
| $\Sigma^+$ | 1189.4 | | 2.38 | 2.68 |
| $\Sigma^\circ$ | 1192.5 | 1190 | 1.62 | 1.59 $\lvert\mu_{\Sigma\Lambda}\rvert$ |
| $\Sigma^-$ | 1197.3 | | - 1.14 | - 1.03 |
| $\Xi^\circ$ | 1315 | | - 1.25 | - 1.42 |
| $\Xi^-$ | 1321 | 1325 | - 0.69 | - 0.50 |

**TABLEAU II - MASSES ET MOMENTS MAGNETIQUES DE L'OCTET DES BARYONS (YAZ 88)**

Ce contenu d'étrangeté faisant intervenir la structure interne des baryons n'a d'intérêt pour le physicien nucléaire que s'il est capable de mettre en évidence des "*effets de quarks*" dans le comportement des systèmes nucléaires qu'il étudie. La physique nucléaire avec contenu explicite d'étrangeté est potentiellement à même de répondre à cette problématique des courtes distances, à savoir s'il existe un déconfinement partiel au coeur de la matière nucléaire. Le bilan actuel des expériences effectuées et leur analyse ne permet pas de révéler incontestablement de tels effets de quarks. Il n'empêche que cette problématique est la question majeure de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires et que cet aspect apparaitra tout au long de ce cours, au moins au niveau des perspectives des laboratoires impliqués dans cette physique hypernucléaire.

## II - AMPLITUDES ELEMENTAIRES - PROPRIETES STATIQUES DES HYPERONS - CONSTANTES DE COUPLAGE

Les processus élémentaires que nous discutons ici sont $p(\gamma,K^+)\Lambda^*$ et les réactions de production hadroniques $n(K^-,\pi^-)\Lambda^*$ et $n(\pi^+,K^+)\Lambda^*$ ainsi que les processus analogues conduisant à la production de $\Sigma^*$ au lieu de $\Lambda^*$. Pour chaque cas, la conservation de l'étrangeté étant imposée et puisque les hypérons produits $\Lambda^*$ et $\Sigma^*$ ont l'étrangeté $S = -1$, nous avons des transitions $K \to \pi$, $\pi \to K$ ou $\gamma \to K$ de type $\Delta S = +1$. L'étude de ces réactions permet d'atteindre simultanément les amplitudes de transition et les constantes de couplage telles que $g_{K\Lambda N}$ ou $g_{K\Sigma N}$. Actuellement, il existe de très grandes différences entre les valeurs des constantes de couplage KYN déterminées soit à partir des interactions hadroniques, soit à partir des expériences de photoproduction. L'origine de ce désaccord est multiple : du côté de l'hadroproduction et à cause de la nature même de l'interaction forte entre particules dans la voie d'entrée et la voie de sortie l'extraction d'informations quantitatives est très modèle dépendant ; du côté de la photoproduction ce sont surtout les données expérimentales qui ne sont pas suffisamment précises ou complètes pour contraindre les paramètres. Le tableau III présente les différentes valeurs de $g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$ obtenues par différents auteurs après analyses des données soit en photon, soit en hadron production.

*Valeurs de $g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$ obtenue par différents auteurs*

| ANALYSE DES DONNEES DE PHOTOPRODUCTION | $\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}}$ | AUTEURS |
|---|---|---|
| KUO "*63*" | 2 | [KUO 63] |
| THOM "*66*" | 2.49 | [THOM 66] |
| RENARD "*71*" | 1.1 à 2.8 | [REN 71] |
| PICKERING "*73*" | 2.8 à 3.4 | [PIC 73] |
| ADELSECK, BENNHOLD et WRIGHT "*85*" | 1.29 | [ADE 85] |
| ROSENTHAL "*88*" | 0.29 | [ROS 88] |
| ADELSECK et WRIGHT "*88*" | 4.3 | [ADE 88] |
| ADELSECK et SAGHAI "*89*" | 2.4 à 4.3 | [ADE 89] |
| ANALYSE DES DONNEES DE HADROPRODUCTION | | |
| GRANOVSKII et STARIKOV "*68*" | 2.43 | [GRA 68] |
| DOVER et WALKER "*83*" | 4.62 | [DOV 83] |
| KNUDSEN et PIETARNINEN "*73*" | 3.5 ± 2.5 | [KNV 73] |
| DUMBRAJS "*83*" | 3.73 | [DUM 83] |
| BOZOIAN et al. "*83*" | 4.13 | [BOZ 83] |

TABLEAU III

En fait, la symétrie SU(3) relie les différentes constantes de couplage KYN [SWA 63] à la constante $\pi NN$ bien connue ($g^2_{\pi NN} = 13.9 \pm 0.39$). En symétrie SU(6) GURSEY (GUR 64) obtient les relations suivantes :

$$\frac{g^2_{K\Lambda N}}{4\pi} = 15, \quad \frac{g^2_{K\Sigma N}}{4\pi} = 0.6 \text{ et donc}$$

$$\left|\frac{g_{K\Lambda N}}{g_{K\Sigma N}}\right| = 5.$$

L'utilisation des mesures de sections efficaces totales de diffusion $K^{\pm}N$ effectuées sur un large domaine d'énergie conjointement avec des relations de dispersion, permet de prédire les constantes de couplage $g^2_{K\Lambda N}$ et $g^2_{K\Sigma N}$, ainsi que les parties réelles des amplitudes $K^{\pm}N$ à l'avant. La difficulté essentielle de ces analyses est l'incertitude que l'on introduit dans le calcul due à l'extrapolation des amplitudes $\bar{K}N$ sous le seuil, dans la région non physique. La constante de couplage $g_{\Sigma KN}$ est donnée par les analyses des données $K^{\pm}p$ et $K^{\pm}n$ alors que $g_{\Lambda KN}$ est obtenu à partir des seules données $K^{\pm}p$.

Bien que les valeurs obtenues pour $g_{\Lambda Kp}$ (voir tableau III) et $g_{\Sigma Kp}$ soient assez disparates selon les analyses, il y a cependant un accord général pour conclure que $g_{N\Sigma p}$ est petit devant $g_{N\Lambda p}$ avec la relation [DUM 83].

$$G^2_y/4\pi = G^2_{N\Lambda K}/4\pi + 0.84\ G^2_{N\Sigma K}/4\pi$$

Martin [MAR 81] obtient par exemple :

$$[16.7 \pm 2.8] = [13.9 \pm 2.6] + 0.84\ [3.3 \pm 1.1]$$

L'insuffisance des données expérimentales en photoproduction est particulièrement bien mise en évidence dans le travail récent effectué par ADELSECK et SAGHAI [ADE 89]. L'analyse des données existantes, comprenant

les sections efficaces différentielles entre 1-4 GeV, ainsi que les mesures d'asymétrie de la polarisation des $\Lambda$ dans un modèle de diagrammes de Feynman incluant plusieurs résonances baryoniques échangées, privilégie des valeurs pour $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ différentes de celles prédites en symétrie SU(6) : l'analyse en $\chi^2$ conduit à un $\chi^2$ minimal lorsque $g^2_{K\Lambda N}/4\pi = 18.49$ et $g^2_{K\Sigma N}/4\pi = 5.15$, soit $|g_{K\Lambda N}/g_{K\Sigma N}| = 1.89$.

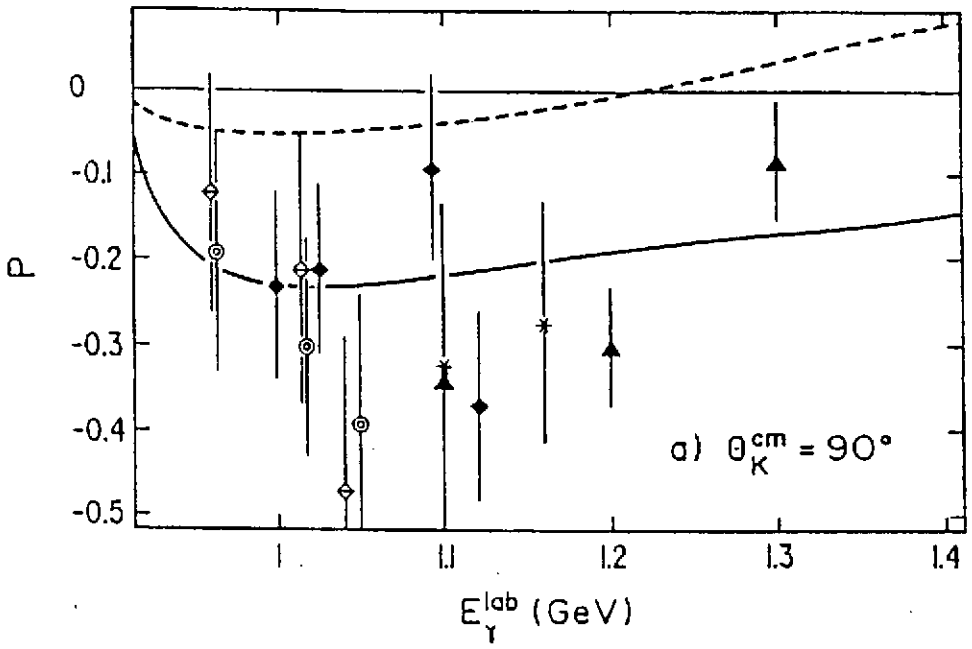



*Fig. 1 - Polarisation P dans $\gamma p \to K^+\Lambda$ (Réf. ADE 89)*

La figure 1 montre le résultat théorique obtenu en asymétrie pour la polarisation du $\Lambda$. Les deux courbes correspondent à deux modèles conduisant au même $\chi^2$ de l'analyse de l'ensemble de données sélectionnées en photoproduction de kaons. Le résultat montre clairement la sensibilité des données de polarisation aux valeurs des différentes constantes de couplage nucléoniques ou hyperoniques utilisées, et que même avec des données de mauvaise qualité un choix entre deux jeux de valeurs peut être fait. La mauvaise qualité des données expérimentales ne produit pas de contraintes suffisantes sur les paramètres libres du modèle. La sensibilité des mesures de polarisation à la détermination des constantes de couplage apparaît clairement sur la variable de double polarisation $C_x$ : ADELSECK et SAGHAI font varier de ± 10 % autour de la valeur trouvée précédemment : on peut voir l'effet de cette variation sur la figure 2 où l'observable de double

polarisation $C_x$ (faisceau-$\Lambda$ de recul) est représentée à $E_\gamma^{lab}$= 1.2 GeV en fonction de l'angle d'émission du kaon. En photoproduction de particules pseudoscalaires on peut construire 16 observables distinctes qui ne sont pas indépendantes : on n'a en fait, à une énergie donnée, besoin que de 7 mesures indépendantes. Il est clair que la détermination expérimentale des constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ passe par les mesures précises des observables de spin dans les futures expériences de photoproduction d'étrangeté auprès des nouveaux accélérateurs d'électrons (CEBAF...).

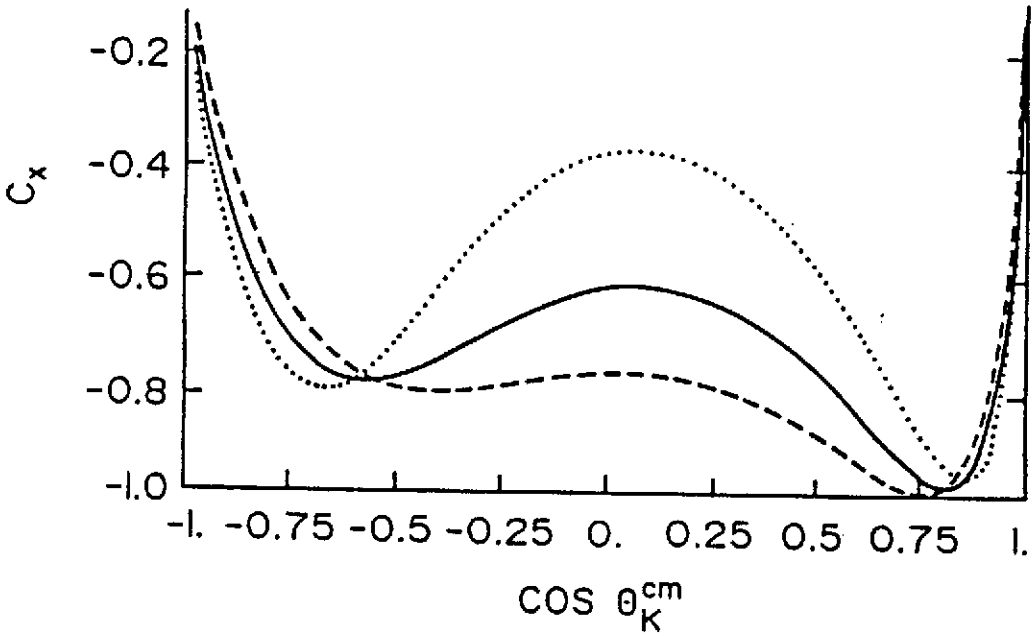



*Fig. 2 - Calcul de $C_x$ (ADE 89).*

# III - INTERACTION HYPERON-NUCLEON

## III.1 *Diffusion hyperon-nucléon à basse énergie*

A partir de l'idée originale de Yukawa que la force entre nucléons est réalisée par l'échange de mésons, un pari a été tenté par les théoriciens de déduire les propriétés des systèmes à N baryons, à partir de certaines hypothèses concernant les couplages des baryons aux mésons. L'importance de la qualité et de la complétude des données expérimentales nucléon-nucléon a été déterminante dans l'avancée de nos connaissances sur ce sujet. Pour décrire la partie à longue portée du potentiel nucléon-nucléon, il est bien établi que le potentiel d'échange d'un pion (OPEP) joue le rôle le plus important. Des différences apparaissent entre les potentiels pour traiter les parties à moyenne et à courte portée de l'interaction : pour les potentiels microscopiques, comme le potentiel de Paris (VIN 82), ce sont l'échange des mésons $\sigma(2\pi)$ et $\rho$ qui traduisent la partie à moyenne portée, le $\omega$ étant responsable en partie de la répulsion à courte portée. A courte distance une difficulté apparaît : le nucléon a une taille finie et une structure interne. L'effet de taille finie du nucléon est prise en compte phénoménologiquement par l'introduction d'un facteur de forme ad-hoc au vertex méson nucléon.

La généralisation de ces études au système baryon-baryon permet d'affiner ces théories potentielles qui décrivent l'interaction forte entre deux baryons. En effet, différents bosons échangés contribuent selon le type des baryons en présence : bosons d'isospin 0 et 1 pour $NN \rightarrow NN$, d'isospin 0 et $\frac{1}{2}$ pour $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$, d'isospin 0, $\frac{1}{2}$ et 1 pour $\Sigma N \rightarrow \Sigma N$, d'isospin $\frac{1}{2}$ et 1 pour $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$. La diffusion élastique $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$, où l'on ne peut échanger ni $\pi$ ni $\rho$, est différente de $NN \rightarrow NN$, et fait jouer un rôle plus important a la partie à portée plus courte de l'interaction avec une dépendance en spin plus faible. L'absence de $\rho$ échangé modifie fortement la partie spin orbite du potentiel, quand on passe de NN à $\Lambda N$.

Les données expérimentales hypéron-nucléon sont rares et quelque peu disparates. Si l'on prend la diffusion $\Lambda p$, la plus étudiée les données proviennent uniquement de deux expériences en chambre à bulles des années 60 (SEC 64, ALE 68). Les $\Lambda$ sont produits dans la chambre et reconnus par leur voie de décroissance $p\pi^-$, ce qui limite la gamme utile de quantité de mouvement entre 120 et 320 MeV/c pour des $\Lambda$ produits avec des $K^-$ à l'arrêt, et de 300 à 1500 MeV/c avec des $K^-$ en vol. Les données mondiales obtenues en sections efficaces totales $\sigma_T$ à ce jour sont présentées sur la

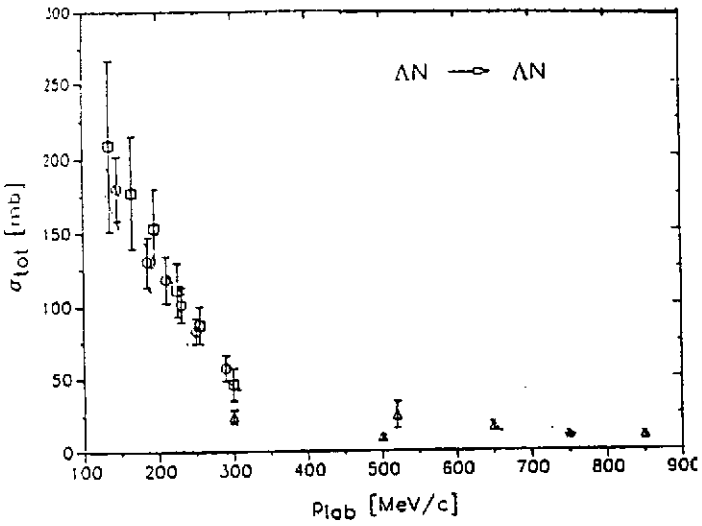
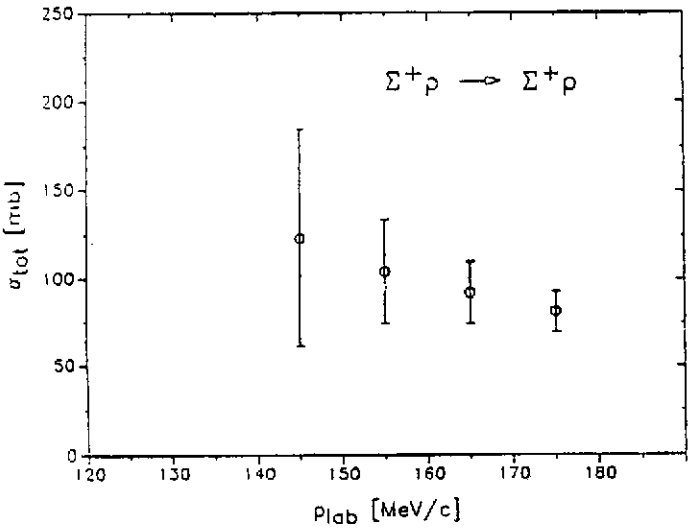
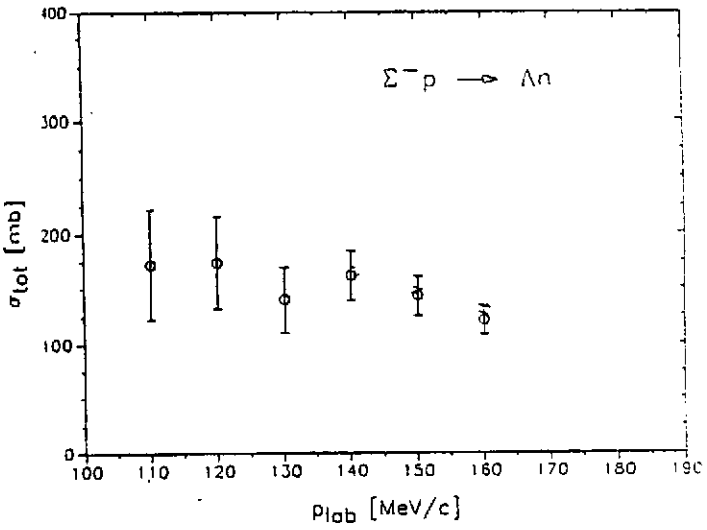
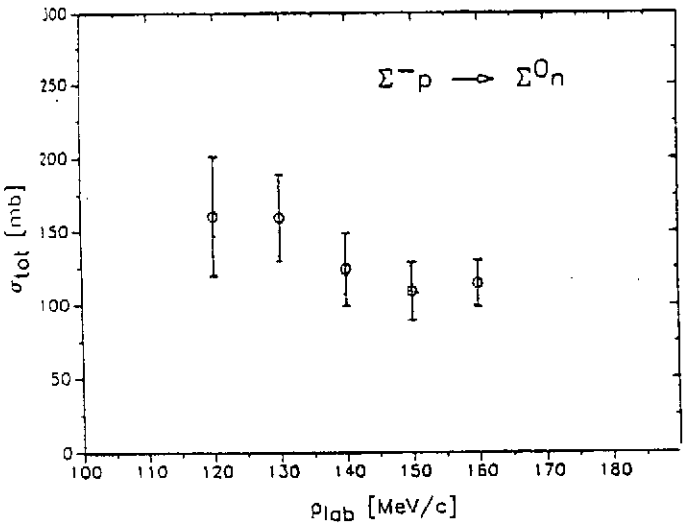



*Fig. 3 : Données mondiales des sections efficaces totales hypéron-nucléon à impulsion laboratoire inférieure à 1 GeV/c.*



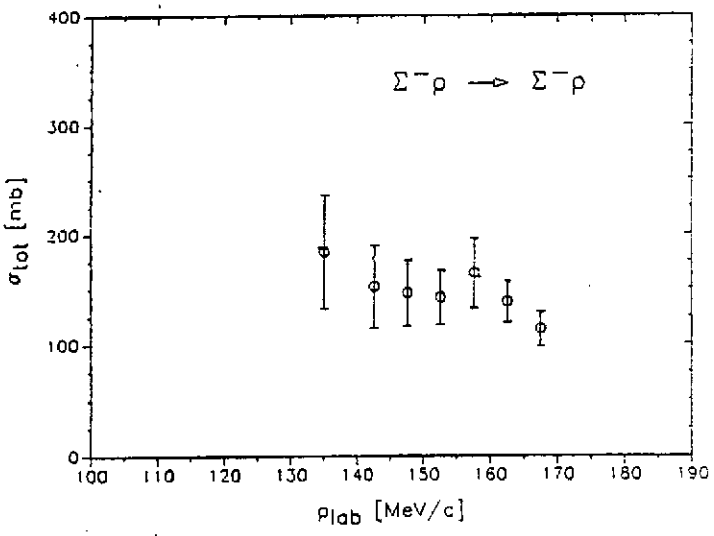
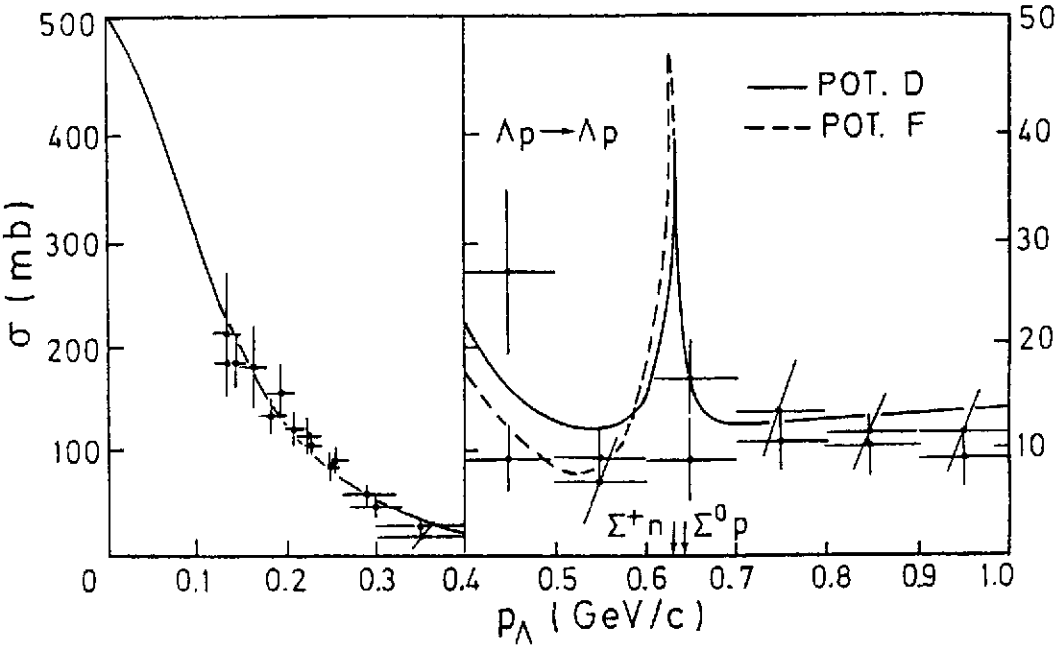



Fig. 3 pour $\Lambda p \to \Lambda p$, $\Sigma p \to \Lambda N$, $\Sigma^- p \to \Lambda N$, $\Sigma^- p \to \Sigma^0 n$, $\Sigma^- p \to \Sigma^- p$ et $\Sigma^+ p \to \Sigma^+ p$. Quelques données plus rares existent pour les distributions angulaires pour $\Sigma^- p \to \Lambda n$ et $\Sigma^+ p \to \Sigma^+ p$ à $p_{Lab}$ = 160 MeV/c et 170 MeV/c respectivement. Des informations complémentaires sont obtenues en réaction $K^- d \to \pi^+ X$ ou $\pi^+ d \to K^- X$ (PIG 85), en réaction $pp \to K^+ X$ (FRA 89) où X = YN dans l'état final, et dans les productions d'hypernoyaux légers et de leurs états excités (BED 79).

Le groupe de l'Université de NIMEGUE (NAG 77, NAG 79) a effectué dans le formalisme à un boson échangé(OBEP) un travail très complet sur l'interaction YN, en s'appuyant sur le système NN beaucoup mieux étudié expérimentalement. L'interaction NN est formulée de telle sorte qu'elle se généralise naturellement au système YN grâce à la symétrie SU(3) supposée coupler les baryons aux bosons. En pratique, la symétrie est rompue cinématiquement, c'est à dire que ces auteurs introduisent les masses observées des baryons et mésons. Les constantes de couplage sont supposées respecter la symétrie SU(3). Cette généralisation ne conduit pas à une solution unique de l'interaction. [Potentiels D et F]. La différence principale entre les solutions D et F provient du traitement de l'échange de mésons scalaires : dans D un seul méson scalaire est échangé, alors que dans F est utilisé un nonet de mésons scalaires complet. Bien que les données expérimentales concernant les systèmes YN soient peu précises et peu nombreuses, cette approche théorique permet une comparaison instructive. En ce qui concerne le système $\Sigma N$, on retrouve le comportement général des observables de diffusion élastique. La diffusion $\Sigma^+ p$ qui est pure isospin $\frac{3}{2}$ a une très petite section efficace. Dans la voie d'isospin $\frac{1}{2}$ la diffusion $\Sigma^- p$ est caractérisée par un fort potentiel attractif qui peut expliquer les effets observés dans les canaux $\Sigma p$ et $\Lambda p$ au seuil $\Sigma N$, pour lesquels nous consacrerons le paragraphe qui suit. Pour le système $\Lambda p$ la diffusion à basse énergie $\Lambda p \to \Lambda p$ est très bien rendue, ce qui comme le montre la Fig. 4 n'est pas chose difficile jusqu'à l'ouverture du seuil $\Sigma N$ pour lequel le modèle fait apparaître un pic très marqué quelque soit le potentiel D ou F. Nous reviendrons sur cet effet ultérieurement.

Un travail similaire récent a été effectué par une collaboration BONN-JULICH (HOL 89) dont le point de départ est le potentiel N-N de BONN (MAC 87). Celui-ci contient des processus d'échange à 1 et 2 pions avec formation de $\Delta$ dans des états intermédiaires. Des diagrammes $\pi$-$\rho$ sont aussi ajoutés. L'ensemble de ces contributions remplacent pour une large part le méson $\sigma$ qui était arbitrairement rentré ($\sigma$ = 550 MeV) dans les potentiels




- *Fig. 4* -

OBEP antérieurs. La partie à courte distance de l'interaction est simulée, comme on l'a dit, par des paramètres de "*cut-off*" $\Lambda$ aux vertex méson-baryons.

La généralisation au système B-B s'obtient par l'adjonction de processus d'ordre supérieur en $\pi$ et $\rho$ échangés mais aussi K , $K^*$ avec formation de N, $\Delta$, $\Lambda$ et $\Sigma$ dans les états intermédiaires. Les constantes de couplage et les paramètres de coupure qui ont été trouvés par l'analyse des données NN ne sont pas changés ; les constantes de couplage et les vertex impliquant des particules étranges sont reliés à NN et N$\Delta$ par la symmétrie SU(6). Les seuls paramètres libres sont les paramètres de coupures aux vertex étranges. Les résultats de ces calculs sont montrés en comparaison des sections efficaces totales lambda-nucléon de basse énergie sur la Fig. 5. Les 2 courbes correspondent à 2 potentiels A et B : pour A seuls les graphes à 1 méson échangé sont pris en compte, pour B tous les graphes sont pris en compte impliquant un baryon d'isospin $\frac{3}{2}$ dans l'état intermédiaire. Un bon accord général est obtenu avec une différence importante dans le canal $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$ où pour le potentiel A une résonance est trouvée vers 300 MeV/c dans l'état $^1S_0$ alors que pour B, 2 résonances sont trouvées l'une dans l'état $^1S_0$ à 520 MeV/c, l'autre dans l'état $^3S_1$ juste sous le seuil $\Sigma N$.

La comparaison entre les longueurs de diffusion en onde S obtenues pour les systèmes $\Lambda p$ et $\Sigma^+ p$ avec les potentiels D et F de Nimègue et A et B de Bonn est montrée dans le tableau IV en regard de celles mesurées.

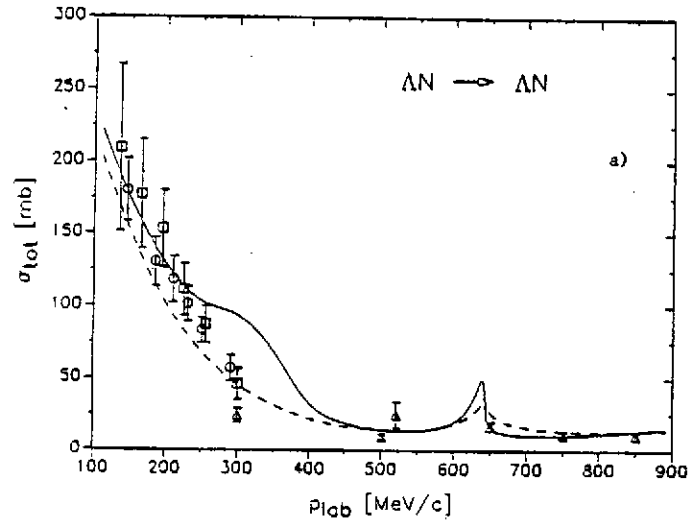
**TABLEAU IV - LONGUEURS DE DIFFUSION POUR $\Lambda p$ ET $\Sigma^+ p$**

$\Lambda p$

| | $a_s(fm)$ | $r_s(fm)$ | $a_t(fm)$ | $r_t(fm)$ |
|---|---|---|---|---|
| $A$ | −1.60 | 1.33 | −1.60 | 3.15 |
| $B$ | −0.57 | 7.65 | −1.94 | 2.42 |
| $D$ (NAG 77) | −1.90 | 3.72 | −1.96 | 3.24 |
| $F$ (NAG 79) | −2.29 | 3.17 | −1.88 | 3.36 |
| exp. (ALE 68) | −1.80 | 2.80 | −1.60 | 3.30 |
| exp. (SEC 68) | −2.00 | 5.00 | −2.20 | 3.50 |

$\Sigma^+ p$

| | $a_s(fm)$ | $r_s(fm)$ | $a_t(fm)$ | $r_t(fm)$ |
|---|---|---|---|---|
| $A$ | −2.28 | 5.15 | −0.78 | 1.00 |
| $B$ | −1.10 | 10.11 | −0.90 | −1.14 |
| $D$ (NAG 77) | −4.61 | 3.69 | 0.32 | −6.01 |
| $F$ (NAG 79) | −3.84 | 4.03 | 0.62 | −1.91 |



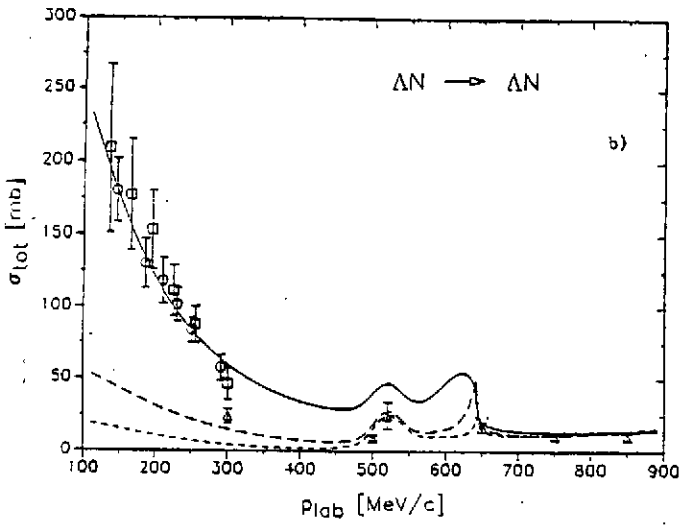




*Fig. 5 - Calcul de la diffusion élastique ΛN → ΛN (HOL 89) (courbe en trait plein) 3a) Potentiel A - 3b) Potentiel B. Les courbes en tiretés correspondent à la suppression du couplage direct de la voie ΣN → ΣN dans ce calcul.*

Rappelons qu'à basse énergie :

$$\sigma_T = \pi \left\{ 3 \left[ \left[ \left(- \frac{1}{a_t}\right) + \frac{1}{2r_t\, k^2} \right]^2 + k^2 \right]^{-1} + \left[ \left[ \left(- \frac{1}{a_s}\right) + \frac{1}{2r_s\, k^2} \right]^2 + k^2 \right]^{-1} \right\}$$

Les principaux résultats de ces études sont :

- l'interaction spin orbite LS est faible pour $\Lambda N$, plus forte pour $\Sigma N$, mais n'atteint pas la valeur de NN

- la force tenseur due à l'échange du $\pi$ et du $\rho$ dans les canaux NN, $\Sigma P$, $\Lambda N \rightarrow \Sigma P$ est provoquée par l'échange des mésons $KK^*$.

Le manque de données, et en particulier de mesures de polarisation ne permet pas de trancher entre les différentes solutions. Des mesures de $C_{nn}$ dans le système $\Lambda N$ sont sensibles aux solutions trouvées (A et B) pour le potentiel de BONN-JULICH (HOL 89).

A côté des théories qui décrivent l'interaction forte en termes de potentiels d'échanges de bosons, des modèles effectifs inspirés par la chromodynamique quantique et décrivant avec succès la structure des hadrons sont utilisés actuellement pour décrire l'interaction forte dans ses parties à moyenne et à courte portée.

Un exemple est donné par le modèle de quarks non relativiste de Faessler et Straub (FAS 87) dans lequel l'interaction hypéron-nucléon est décrite à courte portée par l'échange de quarks et de gluons. Le résultat de ce calcul est montré pour l'état $^1S_0$ sur la Fig. 6, où les déphasages sont présentés en fonction de l'énergie totale dans le c-m. La courbe en tireté-double points est la contribution du terme d'échange quarks-gluon : elle est répulsive. La courbe en trait plein est le résultat global.

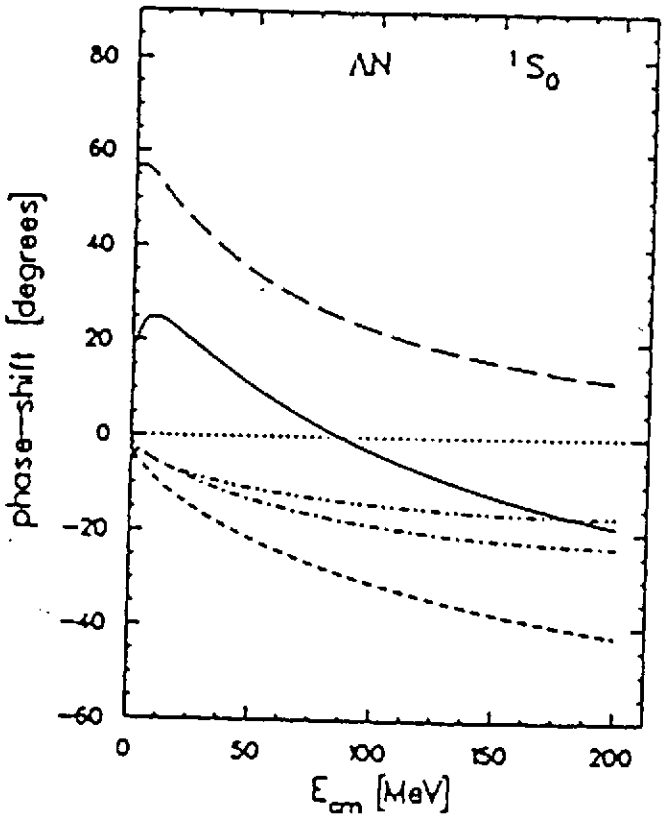



*Fig. 6* - *Calcul du déphasage $^1S_0$ dans la diffusion ΛN tiré de la référence (FAS 87). La courbe en trait plein est le potentiel complet (1 gluon échangé (OGE) + pseudoscalaire et σ mésons échangés). La courbe en tireté-double points est la contribution OGE*

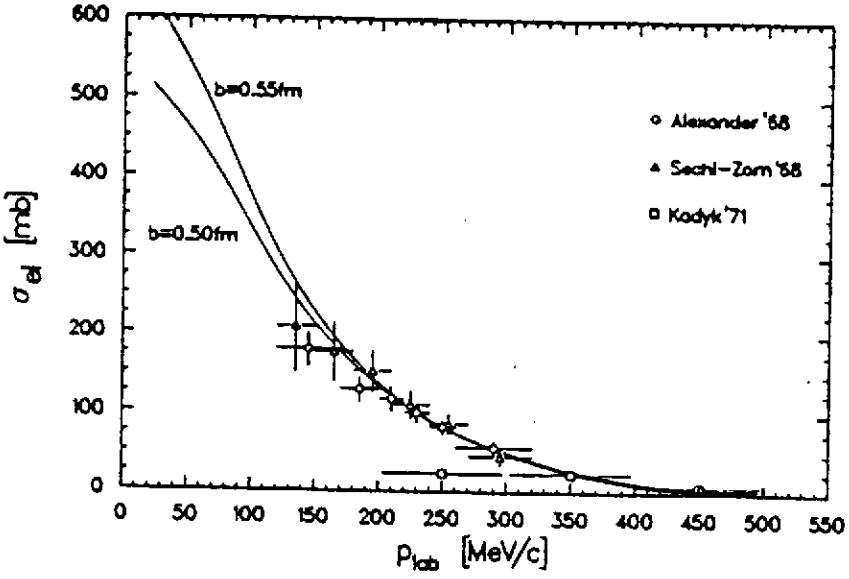



*Fig. 7* - *Calcul de la référence (FAS 87) en comparaison des données expérimentales de diffusion élastique Λp → Λp.*

La diffusion élastique $\Lambda P$ peut être reproduite (Fig. 7) en ajustant le rayon du proton en quarks ($b \sim 0.5$ fm) et la constante de couplage au méson $\sigma$ $g_\sigma/4\pi \simeq 3.8$). Sans changer ces paramètres, toutes les autres données Y-N peuvent être convenablement reproduites en ce qui concerne essentiellement les formes des sections efficaces totales. Il serait intéressant de savoir ce que de tels calculs prédisent à plus haute impulsion et en particulier pour les observables de spin.

Avant d'aborder le problème du H, un état dibaryonique lié possible d'étrangeté $S = -2$, terminons ce chapitre sur le comportement anormal de la diffusion élastique $\Lambda p$ à la traversée du seuil $\Sigma N$. On a vu que cette diffusion était dominée par l'onde S. On sait que au franchissement d'un seuil correspondant à l'ouverture d'un nouveau canal, une discontinuité apparaît dans les amplitudes, dont l'importance dépend de l'intensité du couplage entre les voies. Dans le cas Y-N, le couplage entre les amplitudes $\Lambda N \to \Lambda N$ et $\Sigma N \to \Sigma N$ est fort, et le phénomène de conversion $\Sigma N \to \Lambda N$ entraîne un pic marqué à la valeur $p_\Lambda = 600$ MeV/c. Cet effet n'a pas été observé en diffusion $\Lambda p \to \Lambda p$ par manque de données dans cette région, mais le calcul le prédit (voir courbe potentielle A de Bonn, par exemple Fig. 5). Mais il a été observé dans de nombreuses réactions : $d(K^-,\pi)\Lambda p$, $d(\pi,K)$, ainsi que $p(p,K^+)X$ (FRA, SIE 89) . Dans ce cas, le pic est renforcé par la variation rapide d'une onde partielle pouvant atteindre 90° au seuil (pot F de Nimègue et B de Bonn).

Un calcul simple en onde S montre ce renforcement du "*cusp*". La section efficace totale élastique $\Lambda p \to \Lambda p$ s'écrit alors :

$$\sigma_{\Lambda p \to \Lambda p} = \frac{4\pi}{K^2}(1 - ak)\sin^2\alpha \text{ pour une énergie } E > E_t, \text{ où } E_t \text{ est}$$

l'énergie du seuil, et :

$$\sigma_{\Lambda p \to \Lambda p} = \frac{4\pi}{K^2}\{\sin^2\alpha - a\,\chi\, e^{-2\xi x}\sin\alpha\cos\alpha\} \text{ pour } E < E_t$$

avec $\chi = (E_t - E))\,2\,\mu_\Sigma$ et $a = K^2\,\sigma_{\Lambda p \to \Sigma p}/2\,\pi k$.

La Fig. 8 montre $\sigma_{\Lambda p \to \Lambda p}$ en fonction de la quantité de mouvement du $\Lambda$ dans le laboratoire pour différentes valeurs du déphasage en onde S constant $\alpha$ : le point de rebroussement au seuil apparaît clairement quelque soit $\alpha$. La courbe en tireté correspond au déphasage en onde S obtenu dans la solution D du potentiel de NIMEGUE (NAG 77) qui croît régulièrement en

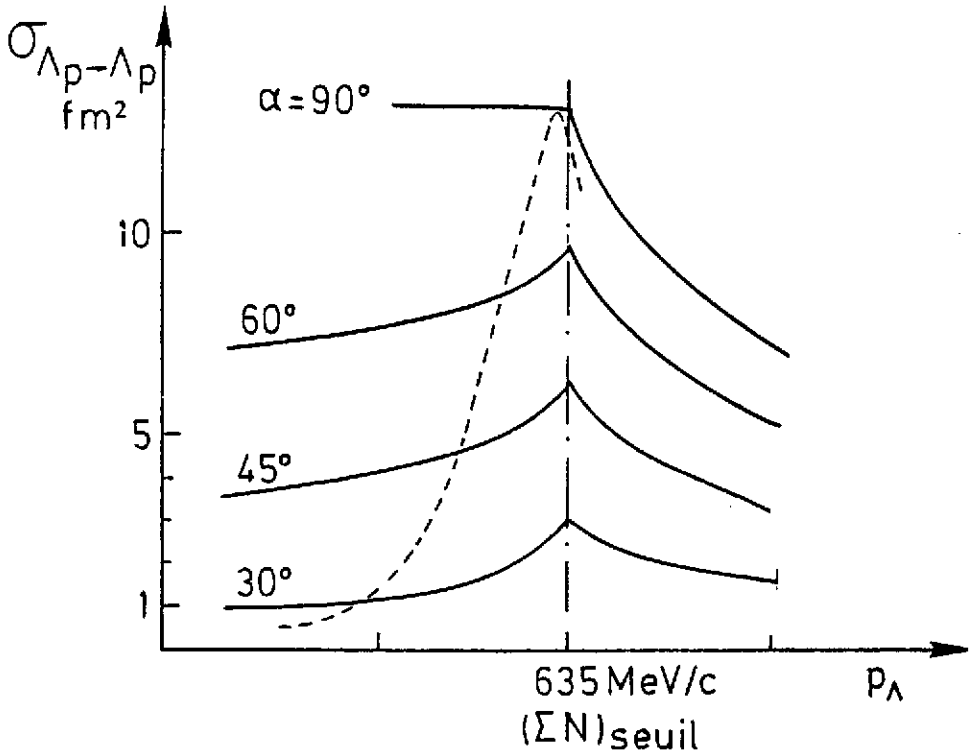



*Fig. 8* - *Effet de seuil pour l'onde S.*

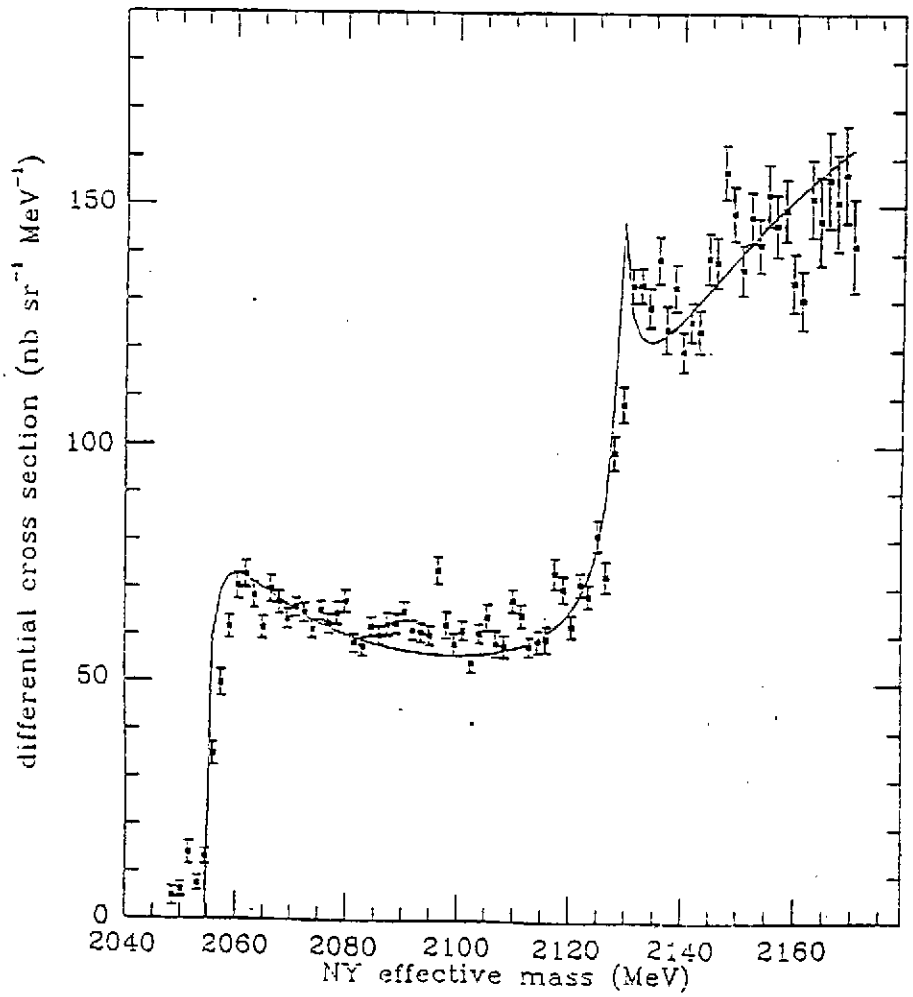



*Fig. 9* - *Spectre de masse manquante dans la réaction* $pp \rightarrow K^+X$ *(Réf. FRA, SIE 89). Calcul de A. Deloff (DEL 89).*

s'approchant du seuil pour atteindre 70° au seuil : on voit l'effet d'amplification du phénomène de cusp dû à la variation rapide de l'amplitude au voisinage du seuil.

L'analyse des réactions :

$$K^- d \rightarrow \pi^- \Lambda p$$

$$\text{et} \quad \left.\begin{array}{l} \pi^+ \; d \rightarrow \pi^+ \; X \\ pp \rightarrow K^+ \; X \end{array}\right\} \quad X = \Lambda p \text{ ou } (\Sigma N)^+$$

permet *via* l'interaction dans l'état final des deux baryons de remédier au manque de données expérimentales $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ au voisinage du seuil $(\Sigma N)^+$ et d'étudier le comportement de l'amplitude de diffusion à basse énergie.

L'étude simultanée par Deloff (DEL 89) des réactions $K^- d \rightarrow \Lambda N \pi$ et $pp \rightarrow K^+ X$ en utilisant des potentiels Y-N lissés sur les données présentées Fig. 3 conduit cet auteur aux conclusions suivantes :

a - l'amplitude de diffusion Y-N présente un pôle situé dans le feuillet non physique et proche de l'énergie de seuil $\Sigma N$. Ce pôle peut être interprété comme le partenaire étrange du deuteron appartenant à la même représentation $(\overline{10})$ de la symétrie de saveur SU(3).

b - l'interprétation des données $pp \rightarrow K^+ X$ présentées avec ce calcul sur la Fig. 9 priviligie un de ces potentiels (pot A) pour lequel le rapport des constantes de couplage $g^2_{K\Lambda N}/g^2_{K\Sigma N}$ se situe entre 1 et 2.

Un calcul complet dû à LAGET (LAG 89) de la réaction $pp \rightarrow K^+ X$ incluant tous les graphes d'échange à un pion ou à un kaon et radiatif, avec interaction dans l'état final YN conduit aussi à un excellent accord avec le potentiel D de Nimègue. La conclusion (a) est inchangée ; pour la conclusion (b) Laget trouve $g^2_{K\Lambda N}/g^2_{K\Sigma N} = 5$ valeur plus proche de celle trouvée récemment par ADELSECK et SAGHAI (voir § **II**). Des mesures de polarisation en $\bar{p}\, p \rightarrow K^+ \Lambda p$ permettraient de contraindre plus fortement les mécanismes.

### III.2 *Résonances dibaryoniques multiquarks*

Nous discutons ici de nouveaux états prévus dans différents modèles théoriques et qui nécessitent l'introduction explicite des degrés de liberté liés à la structure interne des baryons. Par exemple, dans le modèle du sac du MIT, JAFFE (JAF 77) a prédit un dibaryon constitué de 6 quarks dont deux étranges qui serait stable, dont le nom générique est $H(Q^6)_1$. Plus généralement, MULDERS et al. (MUL 82) ont considéré des objets constitués en clusters de quarks pour S = 0, - 1 et - 2 sous la forme $Q^m_c \otimes Q^n_c$, où c est l'index de couleur SU(3) et m + n = 6. Il apparaît que la stabilité des clusters est maximum lorsque les clusters ont le spin nul et la représentation de saveur minimale : ceci est d'autant mieux réalisé qu'on ajoute des quarks <u>étranges</u> au système ; les états d'énergie la plus basse sont $M(Q^6)$ pour le secteur S = - 2 et $(Q^4)_3 \otimes (Q^2)_{3^*}$ pour le secteur S = - 1). Les deux états les plus bas ayant S = - 1 sont appelés $D_s$ et $D_t$ (s et t respectivement pour singulet et triplet de spin).

Pour le H, Jaffe prédit $B_H = M_{\Lambda\Lambda} - M_H = 80$ MeV avec un temps de vie de $\tau = 10^{-10}$ S et des décroissances en $\Sigma^- p$, $\Sigma^+ n$, $\Lambda n$ dans le rapport 5 : 3 : 2.

L'origine de cette forte liaison peut être comprise simplement dans un modèle de quarks constituants (voir § I). Elle est due à l'interaction hyperfine. Celle-ci entraîne une levée de dégénérescence dont la variation d'énergie est donnée par (ROS 88) :

$$\Delta E = - a \sum_{i<j} (\vec{\lambda}_i \ \vec{\lambda}_j) \ (\vec{\sigma}_i \ \vec{\sigma}_j)/m_i \ m_j$$

où a est une constante dépendant du carré de la fonction d'onde d'une paire de quarks pris à l'origine et de la constante de structure fine $\alpha_s$ ; $m_i \ m_j$, $\sigma_i \ \sigma_j$ et $\lambda_i \ \lambda_j$ sont respectivement les masses, les matrices de Pauli et les générateurs de groupe de couleur SU(3) de couplage des quarks i et j. Pour le $\Lambda$ (uds), l'interaction hyperfine n'existe qu'entre les quarks u et d (u et d sont couplés à un spin nul et n'ont donc pas d'interaction de spin avec le quark s). D'où :

$$\Delta E_\Lambda = - 8 \ a/m_u^2$$

Ce terme peut être estimé à partir du "*splitting*" entre le $\Delta(1232)$ et le nucléon soit $\Delta E_\Lambda = - 150$ MeV.

Pour obtenir le H, on couple les spins de 2Λ à zéro en singulet de couleur :

$$\Delta E_H = -24\ a/m_u^2 \quad \text{à la limite } m_u = m_d = m_s .$$

L'énergie de liaison du H est alors :

$$B_H = \Delta E_H - 2\ \Delta E_\Lambda = -\frac{8\ a}{m_u^2} = -150 \text{ MeV}.$$

En tenant compte de la brisure de symétrie SU(3) avec $m_u = m_d = 363$ MeV et $m_s = 538$ MeV (voir § I), l'énergie de liaison du H est réduite à :

$$B_H = -80 \text{ MeV}.$$

Ce modèle décrit à 1 % près, 8 mésons ($0^-$), 9 mésons ($1^-$), 8 baryons ($\frac{1}{2}^+$) et 10 baryons ($\frac{3}{2}^+$) (ROS 88).

Le spectre du H contient de nombreux états excités. Le modèle du sac prédit une formule de masse (DOV 89) : les états excités sont tous situés au-dessus de la masse ΛΣ.

Il existe d'autres modèles théoriques (SIL 87) qui prédisent l'énergie de liaison du H : les modèles de sacs chiraux réduisent $B_H$ (STR 88), les modèles de skyrmions l'augmentent (JAF 85) et les calculs sur réseau, encore peu fiables ne prévoient pas d'état lié (MAC 85).

Le temps de vie du H dépend fortement de la masse (DON 86) :

$$\text{transition } \Delta S = 1 \text{ pour } \begin{cases} M_{\Sigma N} < M_H < M_{\Lambda L} & \Delta I = \frac{3}{2} \quad \text{dominant} \\ M_{\Lambda N} < M_H < M_{\Sigma N} & \Delta I = \frac{1}{2} \quad \text{seulement} \end{cases}$$

$$\text{transition } \Delta S = 2 \qquad M_{\Sigma N} < M_H < M_{\Lambda N} \qquad \tau = 10^5 \text{ à } 10^7 \text{ s !}$$

Les recherches expérimentales passées sur l'existence du H sont peu nombreuses, mais pas suffisamment précises pour exclure l'existence du H (CAR 78, DAG 82).

Un effort considérable est effectué au BNL pour atteindre un niveau de sensibilité supérieur. Deux expériences différentes sont prévues en 90 et 91 :

- Méthode avec double cible

$$K^- p \rightarrow \Xi^- K^+$$
$$\downarrow$$
$$\text{stoppés et } \underbrace{\Xi^- d}_{\text{atome}} \rightarrow Hn$$

- Méthode avec simple cible

$$K^- \, {}^3He \rightarrow H \, K^+ n.$$

Pour terminer, il est possible que l'état $D_t$ dans le secteur $S = -1$ ait été observé en réaction $K^- d \rightarrow \pi D_t$. L'analyse d'une structure observée à $M = 2139$ et de largeur $\Gamma = 8$ MeV (PIK 86) en fonction de l'angle d'émission du pion est assez convaincante.

## IV - LA PHYSIQUE DES HYPERNOYAUX

L'existence d'hypernoyaux a pour la première fois été établie en 1953 (DAN 1953) en arrêtant des $K^-$ dans une pile d'émulsions nucléaires. Dans les dix ans qui suivirent, cette méthode permit d'identifier de nombreux hypernoyaux allant de ${}^{3}_{\Lambda}H$ à ${}^{15}_{\Lambda}N$ en permettant d'obtenir une excellente précision (de 20 keV à 200 kev) sur les énergies de liaison de ces $\Lambda$ dans les noyaux. Cette énergie de liaison du fondamental d'un hypernoyau est défini par $B_{\Lambda} = M_{coeur} + M_{\Lambda} - H_{HY}$, où $M_{coeur}$ est sensiblement la masse du noyau dans son état fondamental une fois le $\Lambda$ extrait. Le tableau V présente ces hypernoyaux ainsi que leur énergie de liaison mesurée dans ces premières expériences (POV 87).

TABLEAU V - ENERGIES DE LIAISON DES $\Lambda$ POUR LES FONDAMENTAUX DES HYPERNOYAUX $\Lambda$ IDENTIFIES (POV 87)

| | $B_\Lambda$(MeV) | | $B_\Lambda$(MeV) | | $B_\Lambda$(MeV) |
|---|---|---|---|---|---|
| ${}^{3}_{\Lambda}H$ | $0.13 \pm 0.05$ | ${}^{8}_{\Lambda}Li$ | $6.80 \pm 0.03$ | ${}^{10}_{\Lambda}B$ | $8.89 \pm 0.12$ |
| ${}^{4}_{\Lambda}H$ | $2.04 \pm 0.04$ | ${}^{9}_{\Lambda}Li$ | $8.53 \pm 0.15$ | ${}^{11}_{\Lambda}B$ | $10.24 \pm 0.05$ |
| ${}^{4}_{\Lambda}He$ | $2.39 \pm 0.03$ | ${}^{7}_{\Lambda}Be$ | $5.16 \pm 0.08$ | ${}^{12}_{\Lambda}B$ | $11.37 \pm 0.06$ |
| ${}^{5}_{\Lambda}He$ | $3.12 \pm 0.02$ | ${}^{8}_{\Lambda}Be$ | $6.84 \pm 0.05$ | ${}^{12}_{\Lambda}C$ | $10.76 \pm 0.19$ |
| ${}^{6}_{\Lambda}He$ | $4.18 \pm 0.10$ | ${}^{9}_{\Lambda}Be$ | $6.71 \pm 0.04$ | ${}^{13}_{\Lambda}C$ | $11.69 \pm 0.12$ |
| ${}^{8}_{\Lambda}He$ | $7.16 \pm 0.70$ | ${}^{10}_{\Lambda}Be$ | $9.11 \pm 0.22$ | ${}^{14}_{\Lambda}C$ | $12.17 \pm 0.33$ |
| ${}^{7}_{\Lambda}Li$ | $5.58 \pm 0.03$ | ${}^{9}_{\Lambda}B$ | $7.88 \pm 0.15$ | ${}^{15}_{\Lambda}N$ | $13.59 \pm 0.15$ |

### IV.1 - *Des réactions d'échange d'étrangeté* ....

A partir des années 60 et jusqu'au début des années 80, les expériences basées sur des techniques de compteur se développèrent utilisant les faisceaux de kaons disponibles pour produire les hypernoyaux avec la réaction d'échange d'étrangeté :

$$K^- + {}^{Z}A \rightarrow {}^{Z}_{\Lambda}A + \pi^-$$

dont le processus élémentaire revient à convertir un n du noyau en $\Lambda$ selon

$$K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

En effet, à la différence du $K^+$, le $K^-$ peut transférer aux noyaux une ou deux unités d'étrangeté. On aura donc plus généralement :

$$K^- + n \rightarrow (\Lambda, \Sigma^\circ) + \pi^- \text{ et}$$
$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- \text{ avec } |\Delta S| = 1$$

produisant les hypernoyaux $\Lambda$ ou $\Sigma$ et $K^- + p \rightarrow K^+ + \Xi^-$ produisant les hypernoyaux $\Xi$ (avec $|\Delta S| = 2$). La réaction $(K^-, \pi^-)$ étant exothermique, elle transfère peu de quantité de mouvement au noyau de recul, ce transfert pouvant être nul pour la quantité de mouvement magique de 550 MeV/c pour la

production d'hypernoyaux $\Lambda$ et 290 MeV/c pour les hypernoyaux $\Sigma$. Les courbes de la Fig. 10 montrent les valeurs de ces transferts d'impulsion à angle d'émission $\theta_\pi = 0°$ dans le lab. en fonction de la quantité de mouvement des $K^-$ dans le lab. L'existence de ces quantités de mouvement magiques se sont révélées très importantes : à ces valeurs le $\Lambda$ ou le $\Sigma$ sont créés au repos dans le laboratoire, ce qui entraîne une forte probabilité que le $\Lambda$ ou le $\Sigma$ ainsi créé dans le noyau y reste collé formant un état dit de substitution dans un état de spin bas : le $\Lambda$ (ou le $\Sigma$) occupe alors la même orbite du modèle de couche qu'occupait le neutron qu'il remplace (transition $\Delta L = 0$). Ces états sont notés $(j_N^{-1}, J_Y)0^-$. Par cette méthode, de nouveaux états hypernucléaires furent trouvés au CERN avec un faisceau de $K^-$ de 640 à 720 MeV/c pour différents noyaux allant des $^{6,7}Li_\Lambda$ jusqu'au $^{209}Bi_\Lambda$ (CAT 81, POV 78, POV 80). Le même type de réaction fut utilisé aussi à Brookhaven avec des $K^-$ de 800 MeV/C sur les noyaux $^{13}C$, $^{14}N$ et $^{18}O$ (CHR 79, MAY 81).

Les résolutions en énergie des spectres obtenus varient de 2 à 6 MeV quand le A de la cible varie de 6 à 209 ; ceci est une conséquence de l'utilisation de cibles épaisses rendue nécessaire par la faible intensité des faisceaux secondaires de kaons ($10^{-4}$ $K^-$ par cycle). Les états hypernucléaires sont donc difficiles à isoler dans de telles conditions. Le pion et le kaon étant fortement absorbés dans le milieu nucléaire, la réaction $(K^-,\pi^-)$ se produit surtout en surface : en réaction $(K,\pi)$ il n'est pas possible de peupler les états hypernucléaires profonds. A partir des noyaux moyens et lourds, l'adaptation des moments angulaires pour produire ces états exige un transfert d'impulsion plus grand un $\Delta\ell \neq 0$.

L'utilisation des $K^-$ à l'arrêt permet une meilleure adaptation des moments angulaires pour atteindre les états profonds. Le transfert de quantité de mouvement est d'environ 250 MeV/c pour la production d'hypernoyaux $\Lambda$. Cette technique est en exploitation à KEK (YAM 86) dans un programme $(K^-, \pi^\pm)$ de production hypernoyaux $\Lambda$ et $\Sigma$ sur lequel nous revenons ultérieurement.

### IV.2 - .... *aux réactions de production d'étrangeté*

Un pas décisif dans l'étude des hypernoyaux a été franchi ces dernières années par l'utilisation de la réaction de production associée d'étrangeté :

$$\pi^+ + {}^{Z}A \rightarrow {}^{Z}_{\Lambda}A + K^+ \text{ où le processus}$$

$$\text{élémentaire est } \pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+.$$

Ces expériences ont été développées à l'AGS de Brookhaven. On voit sur la Fig. 10 que cette réaction correspond à des grands transferts de quantité de mouvement q > 300 MeV/C. L'utilisation de cette réaction conduit donc à peupler préférentiellement des niveaux de spin plus élevés que ceux excités en ($K^-_{vol}$ ,π), mais comparables à ceux excités en ($K^-_{arret}$,π) . Le processus élémentaire $\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda$ est environ 5 fois plus petit que $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-$, mais cet effet est largement compensé par le fait que l'intensité des faisceaux de pions est 100 fois supérieur aux faisceaux de kaons obtenus sur les machines actuelles sans les problèmes de contamination inhérents aux faisceaux de kaons.

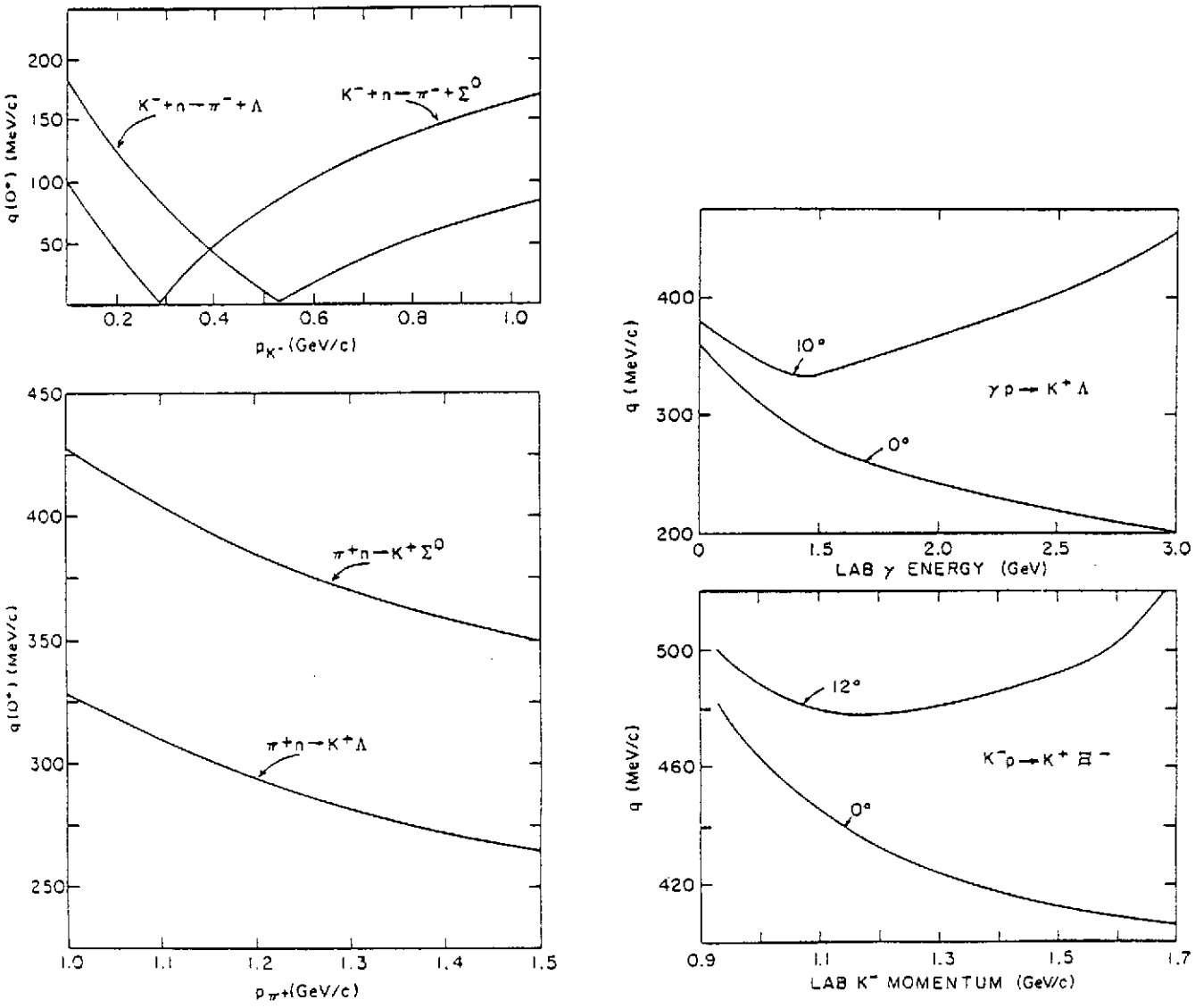



*Fig. 10 - Transferts q dans différentes réactions (DOV 82)*

## IV.3 - *Bilan*

### IV.3.1 - *Bilan - Hypernoyaux Λ*

Rappelons un point crucial qui différencie la physique nucléaire conventionnelle de l'hyperphysique. Le Λ porteur d'étrangeté implanté dans un noyau ne subit pas le principe de Pauli à l'inverse des nucléons qui composent le reste de l'hypernoyau. Lorsque l'on transforme un neutron en Λ, on voit une configuration particule-trou, le Λ pouvant occuper n'importe laquelle des orbites du modèle des couches. Cela peut être l'état S le plus bas. La Fig. 11 montre un schéma simplifié du mécanisme de réaction conduisant soit à une production d'hypernoyaux sans recul $\Delta\ell = 0$ qui correspond à implanter le Λ avec le même état de spin et la même orbitale que le neutron avait, soit à une production dite quasi libre avec $\Delta\ell = 1$ où le Λ occupe une orbitale juste au-dessus ou en-dessous de celle occupée au préalable par le neutron. Des sauts $\Delta\ell > 1$ sont évidemment possibles avec des probabilités d'observation plus faibles. Il se trouve que cette approche simplifiée correspond presque parfaitement aux observations expérimentales, démontrant que le Λ est une sonde de l'intérieur du noyau et que les couches existent au coeur du noyau.

Prenons comme exemple le spectre d'excitation de ${}^{89}_{\Lambda}Y$ obtenu récemment en (π,K) à BNL (CHR 88) qui montre l'observation des états à une particule Λ jusqu'au niveau $s_\Lambda$ (Fig. 12) . Ces états résultent de la conversion du neutron de valence $g_{9/2}$ en un Λ qui, ne subissant pas le principe de Pauli, peut occuper n'importe quelle orbitale.

L'ensemble des états hypernucléaires observés est présenté sur la Fig. 13 par leur énergie de liaison en fonction de $A^{-2/3}$ (GAL 89). Toutes les données obtenues soit en émulsion (cercles), soit en réaction $(K^-,\pi^-)$ (croix), soit en réaction (π,K) (carrés) sont reportées. Les énergies de particules Λ ont été calculées avec un potentiel WOODS-SAXON :

$$V_{(r)} = - V_0/(1 + \exp[(r-R)/a])$$

avec $R = r_0 \; A^{1/3}$ par DOVER (DOV 87). Les courbes en trait continu correspondent à la paramétrisation $V_0 = 28$ MeV $r_0 = 1.128 + 0.439 \; A^{-2/3}$ fm $a = 0.54$ fm.

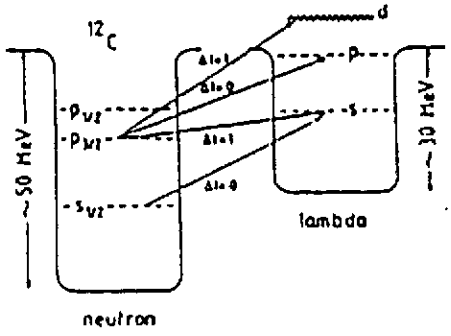



*Fig. 11 - Schéma du mécanisme de réaction conduisant à la production de ${}_{\Lambda}C_{12}$ soit sans recul ($\Delta\ell = 0$), soit quasi libre ($\Delta\ell = 1$).*

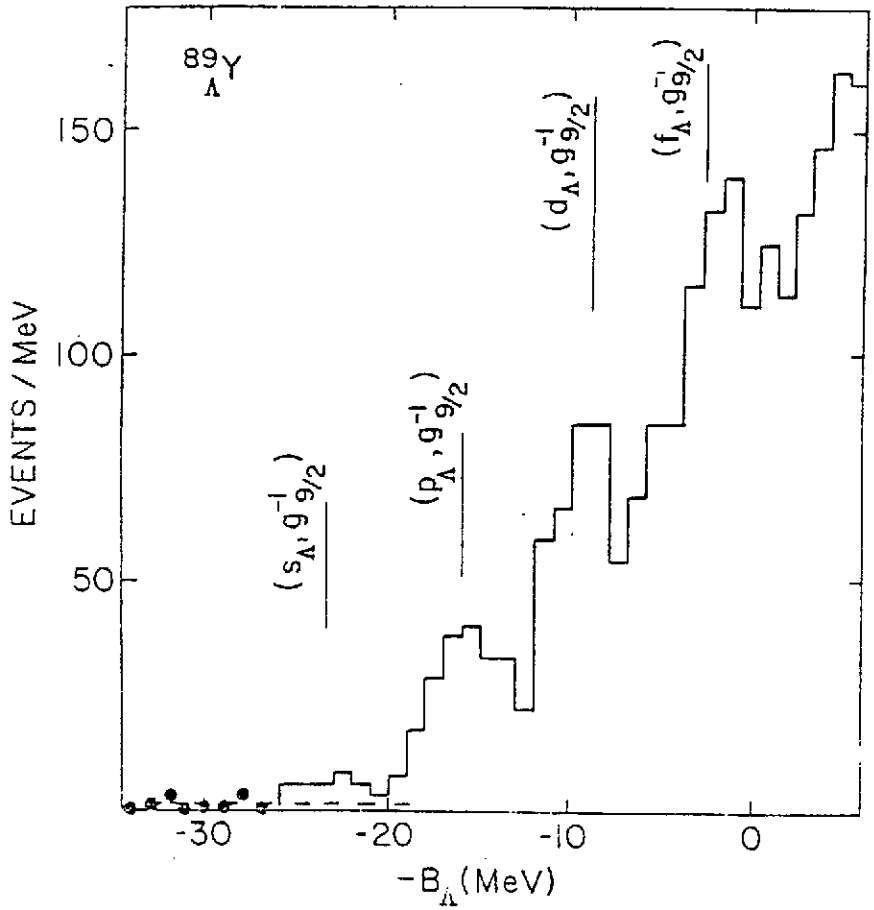



*Fig. 12* -
*Etat à un Λ jusque dans la couche S dans $^{89}_{\Lambda}Y$ (CHR 88)*

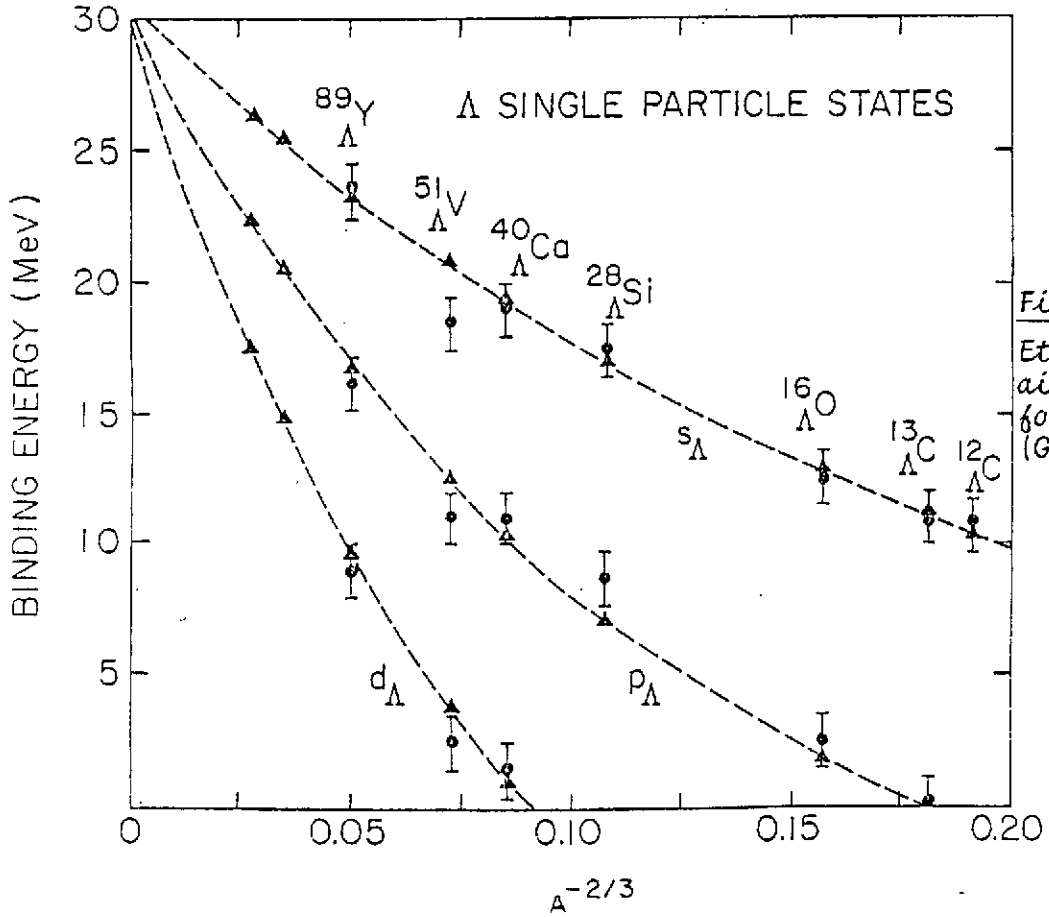



*Fig. 13* -
*Etats hypernucléaires observés en fonction de $A^{-2/3}$ (GAL 89)*

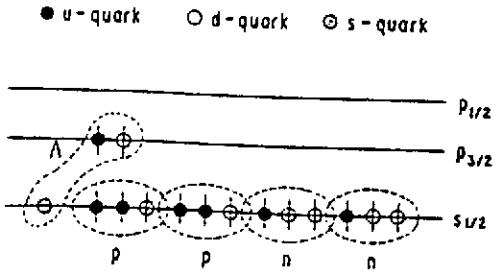
L'accord est général à 200 keV près, au plus. Il est possible d'obtenir le même accord avec d'autres potentiels généralisant la formulation de Skyrme-Hartree-Fock faite par Vautherin et Brink pour les noyaux conventionnels (GAL 89). Pour dériver ces potentiels, des densités réalistes lissées sur les données de diffusion en électrons sont utilisées.

Ces résultats donnent une image claire du comportement du $\Lambda$ dans le noyau comme étant celui d'un baryon n'interagissant pas avec le coeur du noyau. Le puits de potentiel pour le $\Lambda$ est plus faible que celui pour le nucléon (30 MeV comparé à 50). Cette valeur $D_\Lambda$ de la profondeur du puits de potentiel d'un $\Lambda$ dans la matière nucléaire conduit au problème de la "*surliaison*" du $\Lambda$ dans le noyau. En effet, si l'on prend le potentiel $\Lambda$-N $V_{\Lambda N}$ (r) (voir § III) supposé indépendant de la densité nucléaire, cela conduit à :

$$D_\Lambda = \rho_0 \int V_{\Lambda N}(r)\, d^3r \simeq 60 \text{ MeV}$$

avec $\rho = \frac{1}{6}\ \text{fm}^{-3}$, soit un puits deux fois plus profond.

Des calculs récents soit en matrice G (KOH 87), soit en introduisant des forces à 3 corps $\Lambda$NN (BOD 86), soit en utilisant une approche Skyrme-Hartree-Fock (SHF) (CHR AND DOV 89) où la non localité du potentiel est paramétrisée en termes d'une masse effective sont tous capables de résoudre ce problème : la dépendance de la densité en fonction de r est fortement non linéaire, le terme linéaire ($\rho_0\ t_0$) étant consistant avec $D_\Lambda$. Cette complication due aux interactions dépendantes de densité empêche d'extraire toute information concernant un déconfinement partiel des quarks dû au principe de Pauli, tout au moins à partir de la mesure des énergies de liaison seules. Cette question a été posée (HUNG et BIE 84) à propos de la "*surliaison*" dans $^5$He. En effet, on peut décrire $^5_\Lambda$He dans le modèle des couches soit en termes de nucléons plus un lambda, soit en termes de quarks u et d, plus un quark s :



Comme on peut le voir, cette dernière description oblige deux quarks à être sur la couche $p_{3/2}$ alors que le quark s reste sur la couche $s_{1/2}$ . Cet effet a été estimé par DOVER (DOV 87) en termes de pression de Pauli : pour des particules différentes des nucléons, comme le $\Lambda$, la différence d'énergie entre un état s et un état p peut se développer en puissance de A :

$$(\Delta sp)_d \propto A^{-2/3} + k\,A^{-1} + \ldots..$$

Au contraire pour les nucléons le développement a la forme :

$$(\Delta sp)_i \propto A^{-1/3} + k'A^{-1}$$

le terme en $A^{-1/3}$ étant la conséquence du principe de Pauli. Une description en termes de quarks conduirait à une différence intermédiaire entre les 2 précédentes puisque seulement $\frac{1}{3}$ des particules est différent conduisant à :

$$(\Delta sp)_q \propto k''\ A^{-1/3} + A^{-2/3} + k\,A^{-1} + \ldots$$

Cet effet est faible mais mesurable puisque la différence entre $|(\Delta sp)_d - (\Delta sp)_i|$ pour le $^{208}Pb$ est estimé de l'ordre de 1.5 MeV. C'est donc son interprétation qui en est délicate.

Une mesure plus sensible pour déterminer un éventuel déconfinement, consisterait à déterminer la distribution d'impulsion des $\Lambda$ dans les hypernoyaux. On pourrait par exemple comparer $^{4}_{\Lambda}He$ et $^{5}_{\Lambda}He$.

L'interaction spin orbite $\Lambda$-noyau est négligeable puisque aucun terme de ce type n'est nécessaire dans le lissage de l'ensemble des données des états hypernucléaires. On peut d'ailleurs le voir simplement dans $^{16}_{\Lambda}O$. La Fig. 14 montre les 4 états observés en $^{16}O(K^-,\pi^-)^{16}_{\Lambda}O$ (CAT 81) dans une expérience du CERN : les 2 états $[1\,s_{1/2}\ 1\,p^{-1}_{3/2}]_{\Lambda n}$ et $[1\,s_{1/2},\ 1\,p^{-1}_{1/2}]_{\Lambda n}$ sont séparés de 6 MeV. Cette séparation est due au potentiel neutron-noyau qui sépare les états de trou de neutron $1\,p^{-1}_{3/2}$ et $1\,p^{-1}_{1/2}$ $(j = 1 \pm \frac{1}{2})$. Les deux états $[1\,p_{3/2},\ 1\,p^{-1}_{3/2}]_{\Lambda n}$ et $[1\,p_{1/2},\ 1\,p^{-1}_{1/2}]_{\Lambda n}$ sont aussi séparés de 6 MeV ; hors dans ce cas s'ajoute aussi la contribution du potentiel $\Lambda$-noyau et donc cette contribution spin orbite $p_{3/2}$ à $p_{1/2}$ ne changeant rien, est négligeable.

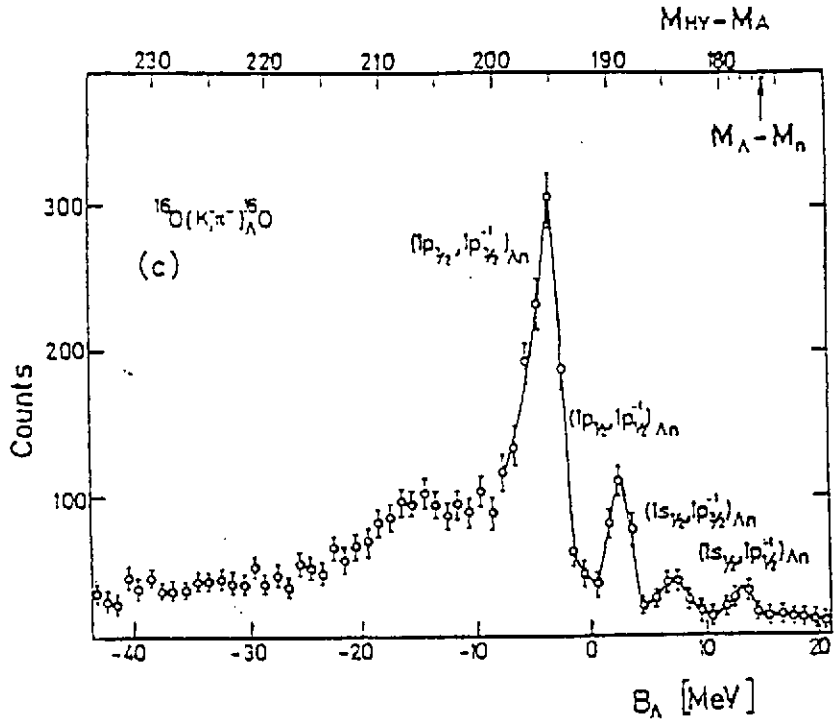



*Fig. 14* -(CAT 81)

*La séparation (6 MeV) entre les états $(1s_{1/2},1p^{-1}{}_{3/2})_{\Lambda n}$ et $(1s_{1/2},1p^{-1}{}_{1/2})_{\Lambda n}$ de l'oxygène est essentiellement due au potentiel spin-orbite neutron-noyau, qui sépare les états de trou de neutron $1p^{-1}{}_{3/2}(j=l+\frac{1}{2})$ et $1p^{-1}{}_{1/2}$ $(j=l-\frac{1}{2})$. Par contre, la séparation entre les états $(1p_{3/2},1p^{-1}{}_{3/2})_{\Lambda n}$ et $(1p_{1/2},1p^{-1}{}_{1/2})_{\Lambda n}$ est due à la fois au potentiel spin-orbite lambda-noyau et au spin-orbite neutron-noyau; comme elle est aussi de 6 MeV, on peut en conclure que le potentiel spin-orbite lambda-noyau est négligeable.*

### IV.3.2 - *Hypernoyaux Σ*

L'existence possible d'hypernoyaux Σ a été suggérée pour la première fois dans les résultats d'expériences $(K^-,\pi^-)$ au CERN (BER 80) utilisant une cible de $^9$Be avec des kaons incidents $p_K$ = 720 MeV/c, puis confirmée dans des expériences qui suivirent sur des cibles de $^{12}$C et de $^{16}$O (BER 84, BER 85). Les résultats du CERN à 720 MeV sont montrés sur la Fig. 15 où l'on peut voir les spectres d'excitation des réactions $^9$Be$(K^-,\pi^-)^9_\Lambda$Be et

$^{9}Be(K^-,\pi^-)\ ^{9}_{\Sigma}Be$ en fonction de l'énergie de liaison $B_\Sigma$ ; la figure 15 a) a été alignée avec 15 b), en déplaçant l'origine de $\Delta M = M_\Sigma - M_\Lambda$, différence de masse entre le $\Sigma$ et le $\Lambda$, soit 78 MeV, pour montrer l'analogie frappante existant entre ces deux productions. Ce qui surprend dans ces résultats c'est l'étroitesse des largeurs des niveaux observés : les deux pics observés au-dessus du seuil de désexcitation par émission de $\Sigma$ ont une largeur inférieure à 8 MeV. Ce résultat est surprenant car on s'attend plutôt à des largeurs de l'ordre de 25 MeV dues principalement à la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ (voir § III). Cette estimation de largeur provient de l'analyse des données d'émission X des atomes $\Sigma$-mésiques réalisée par BATTY (BAT 81). La largeur d'échappement s'ajoute d'ailleurs à cette largeur, puisque les états observés sont dans le continuum.

Les données ultérieures du CERN sur $^{12}C$ ont été prises à des impulsions plus basses permettant une meilleure adaptation de moment pour l'observation de niveaux substitutionnels. La Fig. 16 présente ces résultats à la fois pour $^{12}_{\Lambda}C$, $^{12}_{\Sigma}C$ et $^{12}_{\Sigma}Be$, montrant l'observation d'un seul état $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Sigma N}$. Un état hypernucléaire a aussi été observé à BNL (TAN 82) en expériences $(K^-,\pi^-)$ sur $^{12}C$, mais très difficilement : l'expérience brute $(K^-, \pi^-)$ sur $^{16}O$ et $^{12}C$ prise à $p_K$ = 713 MeV/c ne montre aucun pic étroit ; ce n'est qu'après étiquetage hors ligne des événements qu'un signal coïncide à peu près avec l'observation du CERN en $^{12}C \rightarrow\ ^{12}_{\Sigma}B$.

En 1985, une expérience exploratoire avec des kaons à l'arrêt fut tentée à KEK montrant la faisabilité d'expériences $(K^-_{arret}, \pi^-)$ en dépit du transfert d'impulsion plus important (130 MeV/c, voir Fig. 10) que celui délivré dans les expériences du CERN. Un nouveau dispositif fut développé et mis en place (PAU 89). Plusieurs cibles furent utilisées, mais actuellement, seule l'expérience utilisant un scintillateur comme cible, et donc permettant un étiquetage ne présente pas de controverses dans les diverses analyses. Un pic subsiste à $M_{HY} - M_A$ = 281 MeV dans la région du quasi libre qui pourrait être attribué à la formation de $^{12}_{\Sigma}B$.

En faisant le bilan de ces résultats, on constate que celui-ci est mince et controversé sur le plan expérimental. En particulier, aucun état fondamental $\Sigma$ nucléaire n'a été observé à ce jour. Ces quelques signaux étroits observés dans le continuum ont-ils quelque chose à voir avec des états excités $\Sigma$ nucléaires (BOU 87) ? On peut se remémorer ici la discussion que l'on a eu au § III concernant l'effet de cusp étroit observé en réactions $(K,\pi)$, $(\pi,K)$, $(p,K)$ au seuil de production $\Sigma$ et penser que ce "*cusp*" est responsable de la structure observée dans la région $\Sigma$-hypernucléaire. L'ouverture d'un nouveau canal s'obtient en produisant le

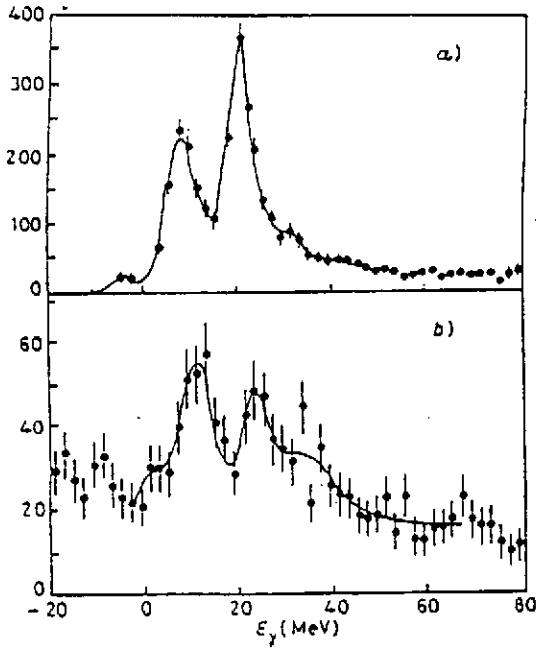



*Fig. 15* - *Spectres des réactions* a) $^{9}Be(K^-,\pi^-)^{9}_{\Lambda}Be$ et b) *pour* $^{9}_{\Sigma}Be$ *(BER 80)*

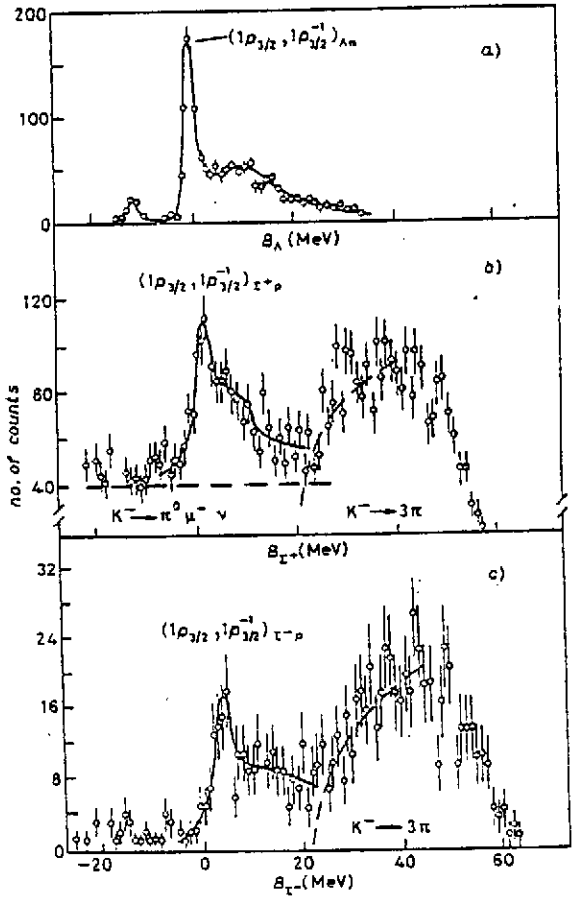



*Fig. 16* - *Spectres obtenus sur le* $^{12}C$ *pour* $^{12}_{\Lambda}C$, $^{12}_{\Sigma}C$ *et* $^{12}_{\Sigma}Be$*(BER 84, BER 85).*

$\Sigma$ sur un nucléon de la couche considérée (pour $^{12}C$ il s'agit de la couche $p_{3/2}$ ou $p_{1/2}$ ), et l'effet de "*cusp*" est alors indiscernable d'un état hypernucléaire.

WUNCH et ZOFKA (WUN 87, ZOF 89) ont proposé un tel mécanisme pouvant expliquer les structures étroites observées dans les spectres $^{16}O(K^-,\pi^+)$ et $^{12}C(K^-,\pi^+)$ au voisinage du seuil d'émission d'un $\Sigma$. Utilisant un modèle potentiel$\Sigma$-noyau (type WOODS-SAXON), ils décrivent les niveaux et les fonctions d'onde des $\Sigma$ dans le milieu nucléaire par un hamiltonien contenant un terme réel $V_{re}$ , un terme spin orbite $V_{so}$ et un terme coulombien $V_{coul.}$. Faisant varier $V_{so}$ et $V_{re}$, il leur est impossible de trouver un terme de splitting spin orbite dans la couche $\Lambda p$, en tous cas de l'importance de celui qui serait observé dans $^{16}_{\Sigma}C$ (voir figure 17). Pour les états observés au voisinage du seuil $B_{\Sigma}$, le couplage au continuum devient très important. En utilisant un modèle des couches incluant des états dans le continu (continuum Shell model, CSM) et en prenant un potentiel $\Sigma$-noyau peu profond $V_{re} \leqslant 15$ MeV en accord avec les prévisions des atomes $\Sigma^-$ ($\simeq 20$ MeV), ils obtiennent les prévisions montrées sur la figure pour trois valeurs de $V_{rs}$ (1,10 et 15 MeV) montrant que les structures observées dans $^{16}_{\Sigma}O$ sont reproduites par le comportement de la contribution quasi libre (courbe en tiretés) et indépendantes du terme spin orbite puisque $V_{so}$ est pris égal à zéro dans ce calcul. L'adjonction d'un terme imaginaire au potentiel pour tenir compte de la conversion $\Sigma \rightarrow \Lambda$ dans le milieu nucléaire n'affecte en rien les résultats de ce calcul. Les "*pics*" observés ne seraient donc pas reliés aux configurations à une particule. Seuls des calculs sophistiqués comme ceux qu'on a décrits pour le deuterium (§III) mais difficilement réalisables dans le milieu nucléaire rendant compte de la position et de la forme du pic, pourraient clarifier cette situation.

Dans cette situation confuse, il faut déterminer qu'elles pourraient-être les réactions les plus efficaces pour produire des hypernoyaux $\Sigma$ dans les couches p et sd.Pour s'adapter mieux aux excitations à une particule, des noyaux plus lourds (comme le $^{26}Si$) seraient préférables. Mais surtout, l'utilisation de la réaction ($\pi^-$ $K^+$) serait plus judicieuse que ($K^-$ $\pi^+$) car elle produirait moins de fond quasi libre. Le choix des cinématiques est limité à présent par les faisceaux disponibles ; nous reviendrons sur ce point dans le chapitre **perspectives**.

Cependant, un résultat expérimental récent en provenance de KEK (HAY 89) en ( $K^-$, $\pi^{\pm}$) à l'arrêt met en évidence l'existence possible d'un état lié $^{4}_{\Sigma}He$. La résolution en quantité de mouvement des pions est de 1.6 MeV/c (FWHM) à l'impulsion centrale de 170 MeV/c . La calibration en

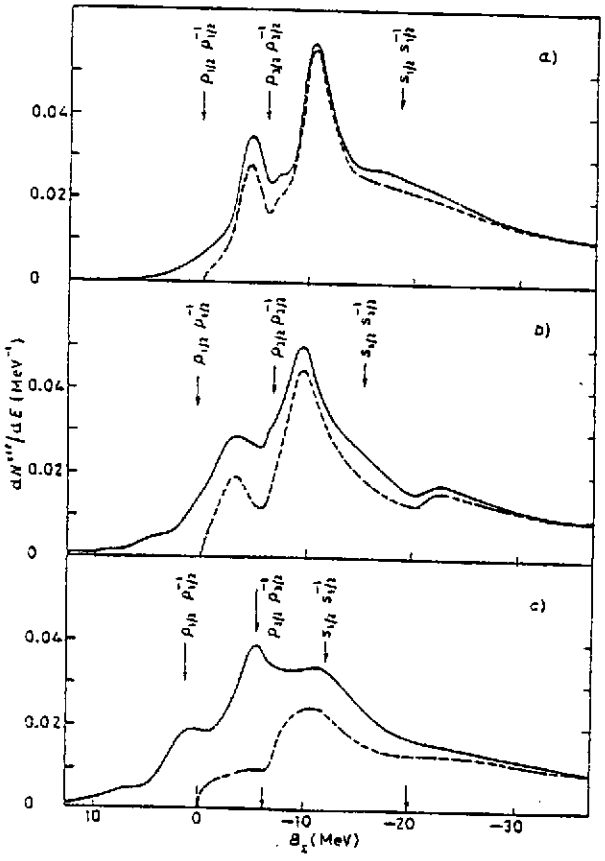



*Fig. 17* - Effet de la profondeur du puits de potentiel sur la spectroscopie des hypernoyaux Σ. La partie $V_{re}$ vaut pour a) 1 MeV b) 10 MeV c) 15 MeV. La partie spin orbite $V_{so}$ est nulle dans les 3 cas (WUN 87, ZOF 89)

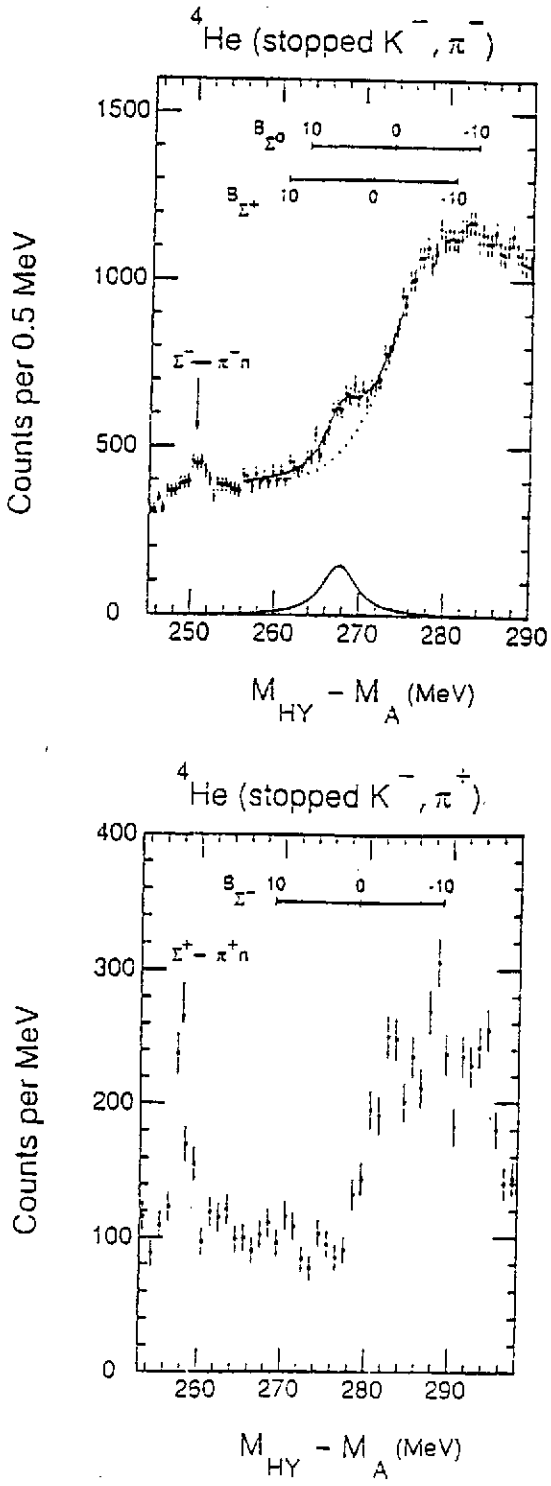



*Fig. 18* - Mise en évidence de l'état lié $_\Sigma{}^4$He (figure du haut, structure au centre de la figure) (HAY 89)

énergie est de ± 0.1 MeV/c. Les spectres en $(K^-,\pi^-)$ et $(K^-,\pi^+)$ sont montrés sur la Fig. 18 en fonction de $M_{HY} - M_A$. La dépendance en fonction de l'isospin est clairement visible en comparant les deux spectres. En $(K^-,\pi^-)$ les états $I = \frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$ peuvent être peuplés alors qu'en $(K^-,\pi^+)$ seuls les états d'isospin $\frac{3}{2}$ sont accessibles. Le spectre en $(K^-,\pi^-)$ montre clairement une structure sous le seuil d'émission Σ qui n'existe pas en $(K^-,\pi^+)$. L'analyse de ces résultats conduit à un état lié à 3.2 MeV de largeur $4.6 \pm 0.5 \,^{+1.6}_{-1.3}$ MeV d'isospin $I = \frac{1}{2}$. La réaction ne permettant pas le basculement de spin, cet état a pour spin J = 0. De tels états sont prévus dans des calculs théoriques par une méthode variationnelle de résolution de l'équation de Schrodinger (HAY 89) pour les systèmes à 3 corps ΣNN et à 4 corps ΣNNN. Le potentiel ΣN utilisé est celui discuté au § **III**, c'est à dire le potentiel D du groupe de NIMEGUE (NAG 77). Le calcul ne produit pas d'état lié dans ΣNN, mais produit un état lié $^4_\Sigma H$ et un état $^4_\Sigma He$ dont les caractéristiques sont très proches de l'observation décrite plus haut. Le modèle F ne produit aucun état lié. A l'inverse OSET (OSE 89) prédit un état lié pour $^4_\Sigma He$ et $^4_\Sigma H$ mais aussi pour $^{12}_\Sigma Be$ dans une approche de potentiel saturant ; hors ce dernier comme on l'a dit n'est pas observé jusqu'à présent.

### IV.3.3 - *Bilan : hypernoyaux d'étrangeté S = - 2*

Il est possible de former des hypernoyaux avec deux unités d'étrangeté, soit sous la forme de 2 $\Lambda$ ou d'un $\Xi$ liés aux nucléons du noyau. De plus, on peut imaginer que si le H existe (voir § III), des hypernoyaux H puissent exister. Ces hypernoyaux ${}^{A}_{\Lambda\Lambda}Z$, ${}^{A}_{\Xi}Z$ et ${}^{A}_{H}Z$ peuvent se transformer l'un en l'autre via l'interaction forte.

Dans des interactions de $K^-$ dans des émulsions nucléaires quelques événements ont pu être interprétés comme des états hypernucléaires $\Xi$ (BEC 68). Dans sept cas, qui vont de ${}^{8}_{\Xi}He$ à ${}^{30}_{\Xi}Mg$ les événements analysés permettent de définir une énergie de liaison du $\Xi$ dans le noyau. Ces données ont été analysées par Dover et Gal (DOV 83). L'utilisation d'un puits de Woods-Saxon :

$$V(r) = - V_0 \; f(r) + V_{LS} \; \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} \left(\frac{\hbar}{m\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d\, f(r)}{dr}$$

$$f(r) = (1 + \exp(r-R)/a)^{-1}$$

avec a = 0.65 fm et $r_0$ = 1.1 fm, conduit à :

$$V_0(\Xi) \cong 24 \pm 4 \text{ MeV}$$

Ce résultat favoriserait le potentiel D par rapport au potentiel F du groupe de NIMEGUE (NAG 79) que nous avons discuté au § III.

Pour la production de ${}^{A}_{\Lambda\Lambda}Z$, seulement deux événements ont été rapportés et semblent indiscutables.

Il s'agit de l'identification en 1963 de ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ (DAN 63) dans une émulsion après irradiation d'un faisceau de $K^-$ de quantité de mouvement 1.5 GeV/c. Le flux intégré était de $10^5$ $K^-$. Un $\Xi^-$ est produit qui est arrêté et capturé par un des constituants de l'émulsion (C,N,O) produisant alors ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ suivant la réaction :

$$\Xi^- + (C,O,N) \rightarrow {}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$$

qui décroît d'une façon séquentielle en :

$${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be \rightarrow {}^{9}_{\Lambda}Be + p + \pi^-$$

$$\text{puis } {}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + p + \pi^-$$

On peut imaginer que la chance était avec Danysz et ses collaborateurs, puisqu'on peut estimer que $10^5$ $K^-$ pouvaient produire de l'ordre de 4 $\Xi^-$ et que (MAY 89) :

- la capture de $K^-$ sur les noyaux légers se produit dans 30 à 40 % des cas seulement et que ces noyaux légers ne représentent que 10 % en masse de l'émulsion

- lorsque le $\Xi$ interagit avec un proton pour donner ces 2 $\Lambda$, cela peut conduire à deux hyperfragments $\Lambda$, à un seul ou à l'émission libre de 2 $\Lambda$

- la probabilité de décroissance avec émission de $\pi$ est inférieure à 4 %

- enfin, tous les produits étaient chargés. Cette dernière occurence a permis aux auteurs de déterminer la masse de ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Be}$ ; l'énergie de séparation est donnée comme $B_{\Lambda\Lambda}({}^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Be}) = 17.7 \pm 0.4$ MeV.

Le second hypernoyau identifié est ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$ (PROW 66). L'événement provient de l'interaction de $10^6$ $K^-$ de 4 GeV/c avec une émulsion photographique. Le $\Xi^-$ produit est capturé par ${}^{12}$ C avec la séquence suivante :

$$\Xi^- \, {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He} + {}^{7}\mathrm{Li}$$

$${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He} \rightarrow {}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He} \; p \; \pi^-$$

$${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} \; p \; \pi^-$$

L'énergie de séparation est $B_{\Lambda\Lambda}({}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}) = 10.9 \pm 0.5$ MeV. Dans les deux cas on observe une décroissance séquentielle de l'hypernoyau double $\Lambda$, et on peut alors s'interroger pourquoi les deux $\Lambda$ formés, si le H existe, ne fusionnent pas. La réponse dépend des énergies de liaison misent en jeu. En particulier si le H a une masse telle qu'il puisse décroître par $H \rightarrow \Lambda \; p \; \pi^-$, on ne pourra pas différencier l'hypernoyau ${}^{A}_{H}Z$ de ${}^{A}_{\Lambda\Lambda}Z$.

L'interaction $\Lambda\Lambda$ extraite de ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ conduit à une longueur de diffusion ${}^{1}S_0$ $a_{\Lambda\Lambda}$ comprise entre (BOD 84) $-5 \leqslant a_{\Lambda\Lambda} \leqslant -2$ fm montrant qu'elle est fortement attractive dans cet état, comparable à $a_{\Lambda N} \simeq -3$ fm, mais pas suffisante pour conduire à un état lié.

Les énergies de liaison d'un $\Lambda$ sont déterminées à partir des hypernoyaux $\Lambda$ (voir table V). On a :

$$B_\Lambda({}^{9}_{\Lambda}Be) = 6.71 \pm 0.04 \text{ MeV}$$
$$B_\Lambda({}^{5}_{\Lambda}He) = 3.12 \pm 0.02 \text{ MeV}$$

Compte tenu des valeurs d'énergie de séparation $B_{\Lambda\Lambda}$ données plus haut MAY (MAY 89) fait remarquer, puisque $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2\,B_\Lambda$ qu'il s'en suit :

$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^{9}_{\Lambda\Lambda}Be) = 4.29 \pm 0{\cdot}4 \text{ MeV}$$
$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^{6}_{\Lambda\Lambda}He) = 4.68 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

C'est à dire que l'énergie de liaison due à l'interaction de 2 $\Lambda$, aux incertitudes près, est indépendante du noyau formé. Ceci apparait contradictoire avec ce que l'on sait des énergies de liaison des $\Lambda$ dans les hypernoyaux qui, comme on l'a vu, sont plus faibles pour les noyaux légers et on s'attend à ce que $B_{\Lambda\Lambda}({}^{6}_{\Lambda\Lambda}He) < B_{\Lambda\Lambda}({}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be)$, sauf s'il s'avérait que le recouvrement de 2 $\Lambda$ dans les doubles hypernoyaux soit faible. L'observation d'autres hypernoyaux 2 $\Lambda$ permettrait de résoudre ce problème.

Deux programmes existent dans le monde pour rechercher de tels hypernoyaux :

- à KEK des expériences hybrides émulsion/compteur sont en cours sur le principe suivant : *un faisceau de $K^-$ irradie une émulsion nucléaire. Si un $K^+$, c'est que deux unités d'étrangeté ont été transférées. Des compteurs d'électronique rapide identifient et tracent les trajectoires des $K^-$ et $K^+$ ; l'émulsion est ensuite analysée au vertex $K^-K^+$*

- à BNL, la recherche de ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$ est proposée (MAY 88) dans une réaction où des $\Xi^-$ formés dans la réaction $K^-p \rightarrow \Xi^- K^+$ sont stoppés dans une cible de ${}^{6}Li$ pour former ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$ suivant :

$$\Xi^{-}\,{}^{6}Li \rightarrow {}^{6}_{\Lambda\Lambda}He + n$$

l'observation de neutrons monoénergétiques d'environ 30 MeV identifie l'hypernoyau produit. Ce noyau qui contiendrait 2 p, 2 n et 2 $\Lambda$ en états s serait ,comme l'$\alpha$, très stable.

Le taux de production est maximalisé du fait de la faible énergie déposée et de la forte énergie de liaison attendue. (MAY 89).

La détection de nouveaux modes de désintégration peut aussi être utilisée pour signer la production d'hypernoyaux-2 $\Lambda$. De la même façon que les hypernoyaux $\Lambda$ ont un mode de décroissance faible [$\Lambda$ n $\rightarrow$ nn ou $\Lambda$p $\rightarrow$ np], les hypernoyaux 2 $\Lambda$ pourraient décroître par interaction faible entre les 2$\Lambda$

$$\Lambda\Lambda \rightarrow np$$
$$\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^{-}p$$
$$\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma^{+}p.$$

Donc, ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$ pourrait décroître selon

$${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He \rightarrow \Sigma^{-}\ \alpha p$$

L'émission de $\Sigma^{-}$ n'étant pas habituelle, signe la production de ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}He$.

## V - PERSPECTIVES

On a pu voir l'évolution des techniques expérimentales mises en jeu dans la physique hypernucléaire et comment depuis le travail des pionniers des années-50 notre connaissance a évolué dans ce domaine. Il n'en reste pas moins que le travail expérimental réalisé ces dernières années l'a été en adaptant des machines existantes dévolues au départ à d'autres problématiques, ce qui ne constitue pas un optimum pour ces recherches. La mauvaise résolution des faisceaux de kaons ou ce qui revient au même, leur faible intensité actuelle, leur contamination en pions, n'ont pas permis de faire une étude systématique des niveaux de substitution. La réaction $(\pi,^{+}K^{+})$ qui semble une réaction de choix pour couvrir la production d'hypernoyaux depuis les plus légers jusqu'aux plus lourds, en particulier dans la recherche des états liés de haut spin dans les noyaux très lourds n'est étudié actuellement qu'au BNL avec des faisceaux de qualité médiocre.

Cette situation est en cours de changement. Une nouvelle ligne de faisceau est en cours d'installation à Brookhaven qui devrait délivrer un faisceau de $K^-$ de quelques $10^6$ $K^-$ par sec. à 1.8 GeV/c pour l'expérience de production du dibaryon H via la réaction $(K^-, K^+)$ ; elle pourra aussi être utilisée pour des réactions $(\pi^+, K^+)$ à des quantités de mouvement de 1 à 2 GeV/c (1991).

A KEK, un nouvel appareillage opérationnel très prochainement (1990) construit autour d'un spectromètre torroïdal superconducteur devrait permettre le démarrage d'une vraie spectroscopie hypernucléaire en faisceau de kaons stoppés, en produisant abondamment des hypernoyaux $\Lambda$ et $\Sigma$. En particulier une sélection opérée sur la mesure des $\pi^-$ et $\pi^+$ venant de la décroissance faible des hypernoyaux $\Lambda$ formés en abondance devrait permettre la mesure précise du rapport de branchement de cette décroissance dans les noyaux moyens et lourds.

A Saturne, un nouvel appareillage construit autour d'un grand dipôle magnétique est à l'étude : il devrait permettre de réaliser des expériences de production associée d'étrangeté par protons sur le nucléon ou des noyaux à quelques nucléons (FRA 89).

Pour les faisceaux de hadrons, le pas de géant nécessaire pourrait être prochainement fait au CANADA avec le nouveau projet KAON, dont les préétudes ont été financées par le Gouvernement Fédéral et qui pourrait délivrer un faisceau de protons de 30 GeV/c avec une intensité de 100 $\mu$A optimisant la production de faisceaux secondaires dans un proche futur.

De même que pour les études des baryons et de leurs résonances ou des systèmes à petit nombre de nucléons, la physique des hypernoyaux devrait constituer une partie privilégiée des programmes de physique autour des nouveaux accélérateurs d'électrons à faisceau continu comme CEBAF . La particularité essentielle des réactions $(\gamma,K^+)$ et $(e,e'K^+)$ pour produire des hypernoyaux est d'avoir une distorsion minimale dans les voies d'entrée et de sortie. D'un point de vue cinématique ce type de réaction est très semblable à la réaction $(\pi^+,K^+)$ (voir Fig. 10) le transfert d'impulsion étant du même ordre de grandeur. Ce type de réactions permet d'exciter les niveaux de parité naturelle ou non, à l'opposé des réactions $(\pi,K)$ qui n'excitent que les premiers. L'électroproduction de kaons apparaît donc comme l'outil privilégié pour atteindre les amplitudes de transitions $N \rightarrow Y$ dans les noyaux et étudier les niveaux de haut spin dans les noyaux moyens et lourds. Elle devrait aussi permettre par séparation des fonctions de réponse transverse et longitudinale sur les noyaux légers, d'étudier les corrélations à courte portée et les forces à trois corps (LAG 88). D'autres axes de recherche sont développés dans le rapport "*perspectives*" de physique avec un accélérateur d'électrons à faisceau continu de quelques GeV (BAB 88) qui soutient la construction d'une telle machine en Europe.

*
* *

*Remerciements* :

*Je remercie B. SAGHAI et J.M. LAGET de m'avoir communiqué les résultats de leurs calculs avant publication et R. STIEBERT pour avoir relu le manuscrit.*

*Je remercie Aline ABEN-DANAN pour avoir effectué le traitement du manuscrit avec compétence ... et patience.*

## REFERENCES

(ADE 85) R.A. ADELSECK, C. BENNHOLD and L.E. WRIGHT
Phys. Rev. 2(1985)1681

(ADE 88) R.A. ADELSECK and L.E. WRIGHT
Phys. Rev. C38(1988)1965

(ADE 89) R.A. ADELSECK and B. SAGHAI
Rapport DPh-N/Saclay n° 2575B to be published

(ALE 64) G. ALEXANDER et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)484

(ALE 68) G. ALEXANDER et al
Phys. Rev. 173(1968)1452

(BAB 88) R. BABINET et al
Perspectives de la Physique Nucléaire avec la sonde électromagnétique - janvier 1988(IN2P3-CEA)

(BAT 81) C.J. BATTY et al
Nucl. Phys. A372(1981)433

(BEC 68) A. BECHDOLFF et al
Phys. Lett. 26B(1968)174

(BED 79) M. BEDJIDIAN et al
Phys. Lett. 83B(1979)252

(BER 80) R. BERTINI et al
Phys. Lett. 90B(1980)375

(BER 84) R. BERTINI et al
Phys. Lett., 136B(1984)29

(BER 85) R. BERTINI et al
Phys. Lett., 158B(1985)19

(BLA 87) J.P. BLAIZOT, *Les fonctions de réponse du nucléon au noyau* - page 1 - Grenoble juin 1987, Editeur : M. BUENERD

(BOD 84) A.R. BODMER et al
Phys. Rev. C29(1984)684

(BOD 86) A.R. BODMER et al
Nucl. Phys. A450(1986)275C

(BOU 87) A. BOUYSSY and J. ZOFKA
Les fonctions de réponse... page 199
Grenoble (Juin 87) Editeur : M. BUENERD

(BOZ 83) M. BOZOIAN, J.C.H. VAN DOREMALEN and H.J. WEBER
Phys. Lett. 122B(1983)637

(CAR 78) A.S. CAROLL et al
Phys. Rev. Lett. 41(1978)777

(CAT 81) H. CATZ
Thèse 1981, Note CEA-N-2251

(CHR 79) R. CHRIEN et al
Phys. Lett. 89B(1979)31

(CHR 88) R.E. CHRIEN
Nucl. Phys. A478(1988)705C

(CHR and DOV 89) R.E. CHRIEN and C.B. DOVER
Preprint BNL 42438 (1989)

(DAG 82) D'AGOSTINI et al
Nucl. Phys.B209(1982)1

(DAN 53) M. DANYSZ and J. PNIEWSKI
Phil. Mag. 44(1953)348

(DAN 63) M. DANYSZ et al
Nucl. Phys. 49, (1963)121

(DEL 89) A. DELOFF
Nucl. Phys. A, to be published

(DON 86) J.F. DONOGHUE et al
Phys. Rev. D, 34(1986)3434

(DOV 82) C.B. DOVER and G.E. WALKER
Phys. Rep. Vol. 89(1982)1

(DOV 87) C.B. DOVER
"Kaon-Nuclear reactions and hypernuclei" - Beijing 1987

(DOV 89) C.B. DOVER
Nuovo Cim. Vol. 102, 2(1989)521

(DUM 83) O. DUMBRAJS et al
Nucl. Phys. B216(1983)277

(FAS 87) A. FAESSLER and U. STRAUB
Phys. Lett. B183(1987)10

(FRA 89) Proc. JES5, page 133
Piriac (mai 89) - Editeur LNS (France)

(FRA, SIE 89) R. FRASCARIA, R. SIEBERT et al
Nuovo Cim. Vol. 102 A, 2(1989)561

(GAL 89) A. GAL
Nuovo Cimento, Vol. 102A, n° 1(1989)293

(GRA 68) Y.I. GRANOVSKI and V.N. STARIKOV
Sov. J. Nucl. Phys. 6(1968)444 (May 89)

(GUR 64) F. GURSEY et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)173

(HAY 89) R.S. HAYANO et al
Nuovo Cimento, 102 A, 2(1989)437

(HOL 89) B. HOLZENKAMP et al
Julich, RFA, Preprint janvier 1989

(HUN et BIE 84) E. HUNGERFORD and L. BIEDENHARN
Phys. Lett. 142B(1984)232

(JAF 77) R.L. JAFFE
Phys. Rev. D15(1977)267 and 281

(JAF 85) R.L. JAFFE et al
Nucl. Phys. B258(1985)468

(KNV 73) C.P. KNUDSEN and E. PIETARINEN
Nucl. Phys. B57(1973)637

(KOH 87) M. KOHNO
Prog. Theor. Phys. 75(1987)123

(KUO 63) T.K. KUO
Phys. Rev. 129(1963)2264

(LAG 88) J.M. LAGET
Rapp. Int. DPhNHe (1988)

(LAG 89) J.M. LAGET
Comm. privée

(MAC 85) P.B. MCKENZIE and H.B. THACKER
Phys. Lett. 55(1985)2359

(MAC 87) R. MACHLEIDT et al
Phys. Rep. 149(1987)1

(MAR 81) A. MARTIN
Nucl. Phys. B179(1981)33

(MAY 81) M. MAY et al
Phys. Rev. Lett. 47(1981)1106

(MAY 88) M. MAY
Letter of intend to AGS programm - Committee (Aug 88)

(MAY 89) M. MAY
Nuovo Cimento Vol. 102, 1(1989)401

(MIL 88) D.J. MILLENER, C.B. DOVER and A. GAL
Phys. Rev. C, 38(1988)2700

(MUL 82) P.J.G. MULDERS
Phys. Rev. D25(1982)1269

(NAG 77) M.N. NAGELS et al
Phys. Rev. D15(1977)2547

(NAG 79) M.N. NAGELS et al
Phys. Rev. D 20(1979)1633

(OSE 89) F. DE CORDOBA and E. OSET
Preprint (1989) C.S.I.C.E. BURJASSOT, Valencia (Spain)

(PAU 89) S. PAUL et al
Nuovo Cimento Vol. 102A, 2(1989)

(PIC 73) A.R. PICKERING
Nucl. Phys. B66(1973)493

(PIG 85) C. PIGOT et al
Nucl. Phys. B249(1985)172

(PIK 86) M. PIEKARZ et al
Int. Symp. on hypernuclei and kaon physics Brookhaven (USA)
Sept. 85

(POV 78) B. POVH
Ann. Rev. Nucl. Sc. 28(1978)1

(POV 80) B. POVH
Nucl. Phys. A335(1980)233

(POV 87) B. POVH
Prog. in Part. and Nucl. Phys., Vol. 18(1987)183

(PROW 66) D. PROWSE
Phys. Rev. Lett. 17(1966)782

(REN 71) Y. RENARD
Nucl. Phys. B40(1972)499

(ROS 88) A.S. ROSENTHAL, D. HALDERSON, K. HOOGKINSON and F. TABAKIN
Annals of Phys. (1988)33

(ROSN 88) ROSSNER
Phys. Rev. D 39, 7(1988)2043

(SEC 64) B. SECHI-ZORN et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)282

(SEC 68) B. SECHI-ZORN et al
Phys. Rev. 175(1968)1735

(SIL 87) B. SILVESTRE BRAC
La physique nucléaire à courte distance - Orsay (Fév. 87) page 45 - Editeur : R. Frascaria, IPN (Orsay)

(STR 88) U. STRAUB et al
Phys. Lett. B, 200(1988)241

(SWA 63) J.J. DE SWART
Rev. Mod. Phys. 35(1963)916

(TAN 82) L.G. TANG et al.
Phys. Lett. B, 110(1982)428

(THOM 66) H. THOM
Phys. Rev. 151(1966)1322

(VIN 82) R. VINH MAU
Nuclear Phys. A374(1982)3c

(WUN 87) R. WUNSCH and J. ZOFKA
Phys. Lett. B, Vol. 193, n° 1(1987)7

(YAM 86) T. YAMAZAKI et al
Nucl. Phys. A, 450(1986)1C

(YAZ 88) K. YAZAKI
Nucl. Phys. A479(1988)217c

(ZOF 89) J. ZOFKA
Nuovo Cimento, Vol. 102 A, n° 1 (1989)327