

Les sondes hadroniques traditionnelles et exotiques de la structure des noyaux

Y. Abgrall

► **To cite this version:**

Y. Abgrall. Les sondes hadroniques traditionnelles et exotiques de la structure des noyaux. École thématique. Ecole Joliot Curie "Au-delà du champ moyen.", Maubuisson, (France), du 14-18 septembre 1987: 6ème session, 1987. <cel-00645510>

HAL Id: cel-00645510

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00645510>

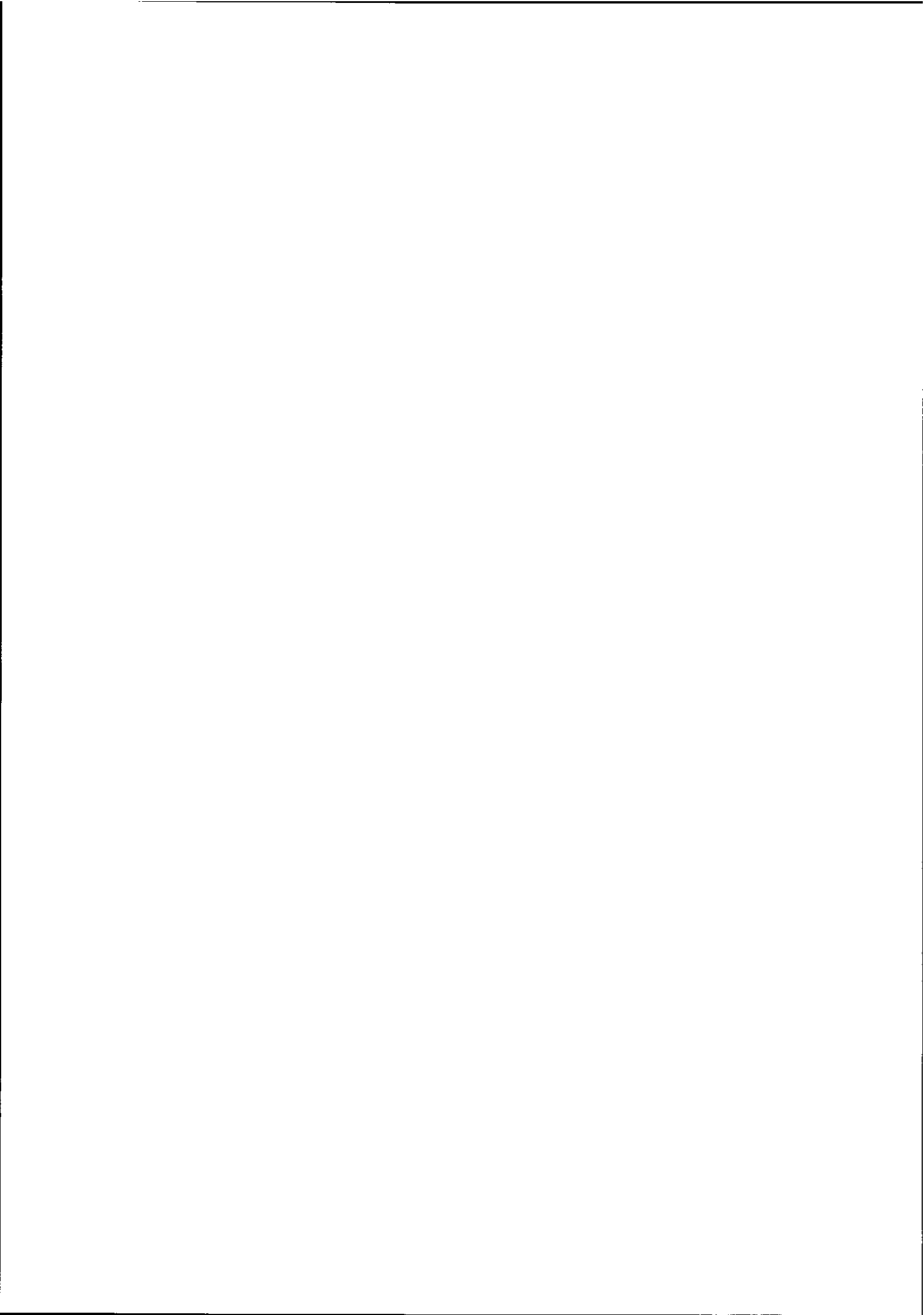
Submitted on 28 Nov 2011

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.

LES SONDES HADRONIQUES TRADITIONNELLES ET EXOTIQUES
DE LA STRUCTURE DES NOYAUX

Y. Abgrall



LES SONDES HADRONIQUES TRADITIONNELLES ET EXOTIQUES DE LA STRUCTURE DES NOYAUX

Y. ABGRALL

Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I,
Rue du Solarium, 33170 GRADIGNAN

Résumé :

Dans cet exposé qui est consacré à la diffusion des sondes hadroniques sur les noyaux, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas des protons, des mésons K^+ et des antiprotons.

Après avoir rappelé les caractéristiques essentielles des interactions élémentaires KN et $N\bar{N}$, nous examinerons certains aspects du mécanisme d'interaction projectile-noyau (diffusion multiple, sensibilité des sections efficaces aux corrélations entre les nucléons du noyau cible, localisation spatiale du processus de diffusion).

Nous comparerons ensuite les mérites respectifs et nous dégagerons le caractère complémentaire de ces différentes sondes périphériques (\bar{p}), de surface (p) et profondes (K^+) dans la détermination de certaines caractéristiques du noyau (densités de neutrons, ...).

Abstract :

This work is devoted to the scattering of the hadronic probes on the nuclei, with a particular emphasis to the proton, K^+ meson and antiproton.

After a brief recall of the main characteristics of the elementary KN and $N\bar{N}$ two body interactions, we discuss some aspects of the projectile-nucleus scattering mechanism (multiple scattering, sensitivity of the scattering cross sections to the correlations among the target nucleons, spatial localisation of the scattering process).

Next, we compare the interest and the complementary aspects of these peripheral (\bar{p}), surface (p) and deep (K^+) probes in the determination of some characteristics of the nucleus (neutron densities, ...).

I. INTRODUCTION

Depuis longtemps déjà les physiciens nucléaires ont à leur disposition un certain nombre de sondes comme e , p , α , ions lourds... Ils ont appris, avec beaucoup d'habileté, à jouer sur les différents types de réactions possibles, sur les différentes gammes de transfert et d'énergie pour en tirer un maximum d'informations sur la structure et la dynamique du noyau.

Aussi, à l'heure actuelle, un certain nombre de caractéristiques nucléaires sont bien connues, avec une précision qui peut quelquefois être tout à fait remarquable, de l'ordre du pour-cent en ce qui concerne par exemple les densités de charges extraites des expériences de diffusion d'électrons à grands transferts¹⁾.

Par contre certaines autres caractéristiques nucléaires sont mal - voire très mal - connues. C'est le cas en particulier pour ce qui touche aux densités de matière hadronique (densités de neutrons ρ_n) ou aux corrélations entre les nucléons d'un noyau.

À côté de ces sondes "traditionnelles", les physiciens nucléaires disposent également d'un certain nombre d'autres sondes, comme les pions (π) depuis la mise en service des "usines à pions" (SIN, TRIUMF, LAMPF), et plus récemment d'antiprotons (\bar{p}) avec la venue de LEAR au CERN (1983) et de kaons (K) avec les premières mesures précises de sections efficaces de diffusion K^+ -noyau à l'AGS de Brookhaven (1982).

Dans cet exposé qui est consacré à la diffusion de sondes hadroniques par les noyaux, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas des p (sonde hadronique la plus largement utilisée, la mieux maîtrisée et qui nous servira d'utile élément de comparaison), des mésons K^+ (prototype de sonde hadronique profonde) et des \bar{p} (prototype de sonde hadronique périphérique).

II. CARACTERISTIQUES ESSENTIELLES DES INTERACTIONS ELEMENTAIRES KAON-NUCLEON (KN) ET ANTINUCLÉON-NUCLÉON (NN)

L'interaction d'une sonde avec un noyau étant largement tributaire de l'interaction élémentaire, il est nécessaire de rappeler les principales caractéristiques des interactions élémentaires, KN et NN en particulier, qui sont moins familières que NN. Nous essaierons également de savoir dans quelle mesure les amplitudes à 2-corps correspondantes sont, à l'heure actuelle, bien déterminées. Bien entendu, le lecteur trouvera dans les différentes références bibliographiques données matière à approfondissement.

A) Les interactions K^+N et K^-N

Le premier point qu'il convient de souligner est que les interactions K^+N et K^-N présentent des caractères radicalement différents. On peut s'en persuader sur la fig. 1 où sont reportées les sections efficaces K^+N dans les états d'isospin $I=0$ et 1 et dans la gamme de moment $0.40\text{GeV}/c < p_{lab} < 1.10\text{GeV}/c$. Alors que l'amplitude moyenne d'interaction forte $(f_{\pi p} + f_{\pi n})/2$ est, pour des raisons de symétrie d'isospin, la même pour les π^+ et les π^- , il n'en est visiblement pas de même pour les K^+ et K^- . Le fait que ces deux particules aient une étrangeté opposée, $S = +1$ pour le K^+ et $S = -1$ pour le K^- et qu'elles n'appartiennent donc pas au même doublet d'isospin est évidemment à l'origine de ces différences fondamentales. Rappelons que les doublets d'isospin sont (K^+, K^0) $S = +1$ et (\bar{K}^0, K^-) $S = -1$.

L'interaction K^-N est relativement "forte" sur l'échelle hadronique ($\sigma_{tot} \sim 40-60$ mb dans la gamme de quelques centaines de MeV). Elle est d'autre part de courte portée et essentiellement attractive. Le système K^-N supportera donc de nombreuses résonances baryoniques d'étrangeté $S = -1$ (résonances Λ et Σ dans les voies $I = 0$ et 1 respectivement).

À l'opposé, l'interaction K^+N est remarquablement "faible" pour une sonde hadronique ($\sigma_{tot} \sim 10$ à 15 mb pour $T_{lab} < 500$ MeV). Également de courte portée, elle présente l'avantage considérable, pour ce qui est de la maîtrise du mécanisme d'interaction K^+ -noyau, de ne pas présenter de résonance dans cette gamme d'énergies de quelques centaines de MeV.

Ces aspects qualitatifs des interactions K^+N se comprennent facilement dans le cadre du

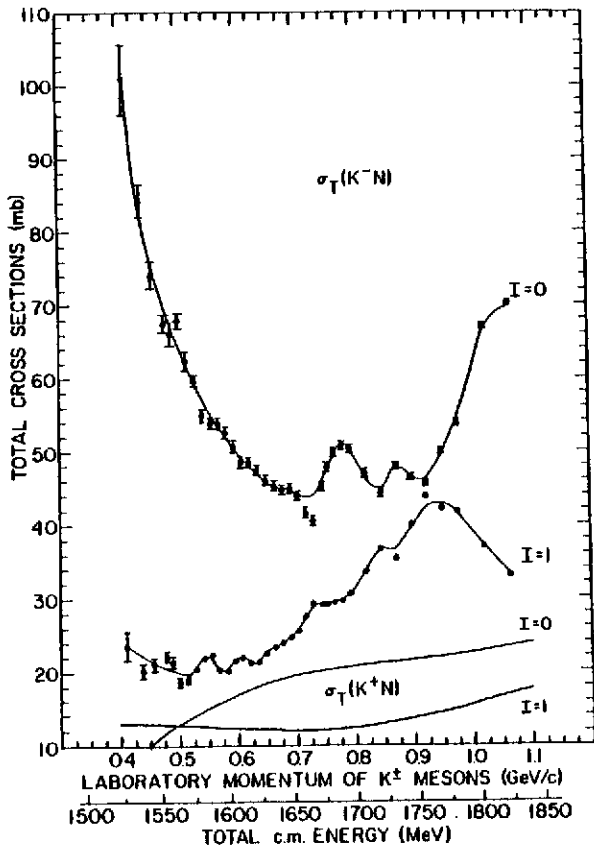


Fig. 1 : Sections efficaces totales K^{\pm} -nucléon dans les états d'isospin $I=0$ et 1 . Les données expérimentales K^-N sont de Carroll et al.²⁾. Pour K^+N , nous avons reporté les résultats de l'analyse en déphasage des données expérimentales due à Martin³⁾.

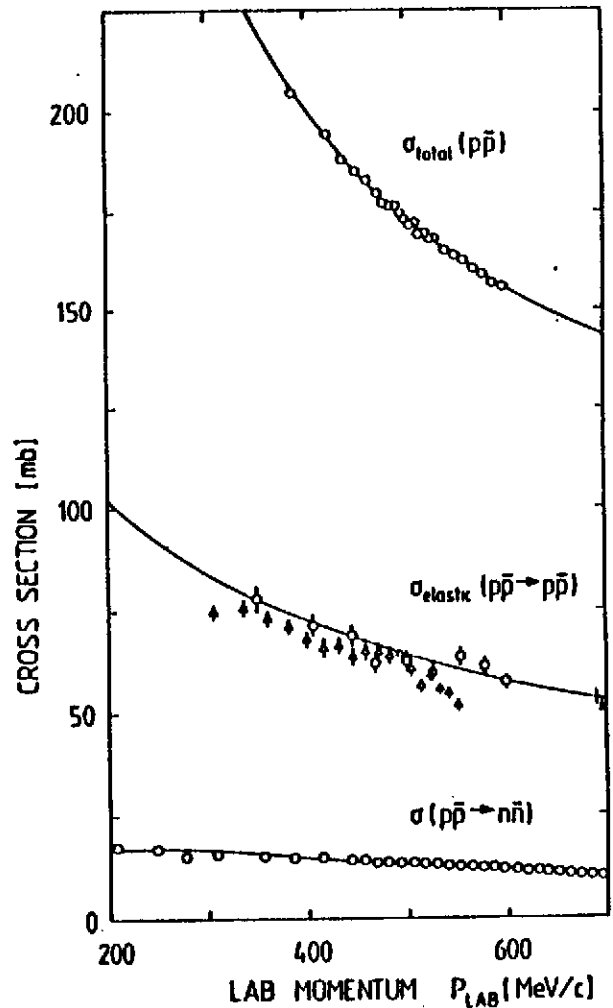


Fig. 3 : Sections efficaces $p\bar{p}$, totale, élastique et d'échange de charge (figure extraite de la ref. 12). Les résultats expérimentaux proviennent des réf. 13-15).

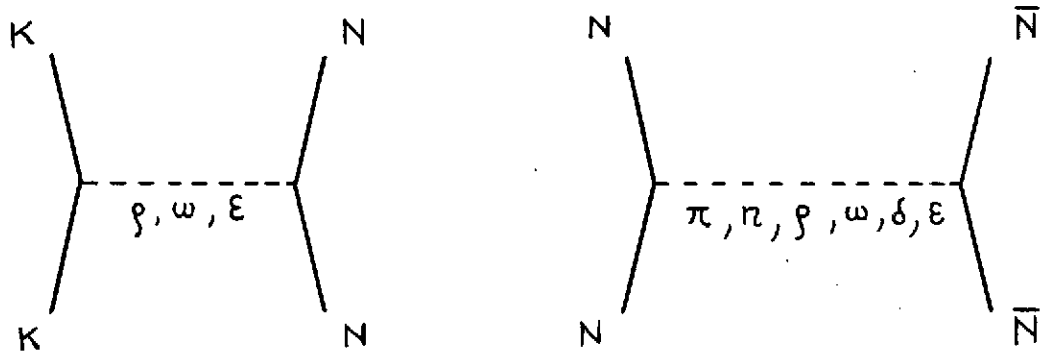


Fig. 2 : Interactions KN et NN et échanges de mésons

modèle d'échange de mésons (fig. 2a) que l'on peut construire¹⁾ en complète analogie avec le cas NN, avec cependant certaines différences liées au fait que le kaon ($J^P = 0^-$) a un spin nul. Ainsi dans l'interaction KN,

a) l'échange d'un π ou d'un η est interdit. Les contributions proviennent donc de l'échange de mésons plus lourds, vectoriels (ρ, ω) ou scalaire ϵ . D'où la courte portée de l'interaction KN avec pour conséquence que le K sera une sonde plus locale du noyau.

b) il n'y a, contrairement à NN, ni force tenseur ni force spin-orbite quadratique.

A la limite non relativiste, l'interaction KN s'écrira donc²⁾

$$V_{KN} = A(r) + B(r) \vec{\epsilon} \cdot \vec{s}_N + C(r) \vec{\tau}_K \cdot \vec{\tau}_N + D(r) (\vec{\tau}_K \cdot \vec{\tau}_N)(\vec{\epsilon} \cdot \vec{s}_N) \quad (1)$$

avec pour K^*N

$$A(r) = \pm V_0^*(r) - V_0^*(r)$$

$$B(r) = \mp V_{1s}^*(r) - V_{1s}^*(r)$$

et, à la fois pour K^*N et K^-N ,

$$C(r) = V_0^*(r) \quad \text{et} \quad D(r) = -V_{1s}^*(r)$$

les fonctions $V_0^*(r)$ et $V_{1s}^*(r)$ sont des fonctions du type Yukawa, positives pour toutes les valeurs de r .

Les potentiels d'interaction K^*N et K^-N sont reliés par la transformation de G -parité en changeant le signe des contributions correspondant à l'échange de mésons, comme le ω , dont la G -parité est -1 . On constate que la cohérence entre les contributions du ω et du ϵ conduit à une partie centrale attractive dans K^-N , alors que ces mêmes contributions sont opposées dans K^*N . Cette cohérence favorise évidemment la formation de résonances dans le système K^-N .

Sur le plan expérimental, il existe actuellement un assez grand nombre de données, mais de qualités inégales, portant sur les sections efficaces, la polarisation et l'échange de charge, qui ont permis de reconstruire les amplitudes par des analyses en déphasages.

Ainsi, en ce qui concerne K^*N , de nombreuses analyses en déphasages simultanées des voies $l=0$ et $l=1$ ont été réalisées au cours de ces dernières années : Martin³⁾, Watts et al.⁴⁾, Martin et Oades⁵⁾, Nakajima⁶⁾, la dernière datant de 1984 (Hashimoto⁷⁾).

Dans l'ensemble, toutes ces analyses conduisent à des résultats comparables. Elles peuvent néanmoins présenter des différences significatives dans certaines ondes, ce qui reflète bien le caractère encore approximatif de notre connaissance actuelle de l'interaction KN.

B) L'interaction $N\bar{N}$, relation avec l'interaction NN

Ce sujet est actuellement en rapide évolution grâce à l'apparition de nouvelles données précises à LEAR qui concernent en particulier les sections efficaces de diffusion élastique et d'échange de charge⁸⁾ et la mesure du rapport $\rho = \text{Re } f / \text{Im } f$ vers l'avant^{10,11)}. Ces données montrent la portée et les limites des descriptions antérieures et donnent évidemment de nouvelles contraintes sur les amplitudes.

Rappelons que l'interaction $N\bar{N}$ est une interaction hadronique très forte ($\sigma_{tot} \sim 150-200$ mb pour p_{lab} de l'ordre de quelques centaines de MeV/c) et qu'elle est dominée par l'annihilation qui représente environ les 2/3 de la section efficace totale (fig. 3).

Les parties à moyenne et longue portée ($r \gtrsim 1$ fm) semblent bien maîtrisées. Dans l'image traditionnelle du modèle d'échange de mésons, cette partie de l'interaction $N\bar{N}$ est en effet déduite de l'interaction NN par la règle de la G -parité. En effet, si $V_{NN} = \sum_i V_i$ est le potentiel d'interaction pour le système nucléon-nucléon (NN), l'indice $i = \{\pi, \eta, \rho, \omega, \delta, \epsilon, \dots\}$ désignant les différents mésons échangés (fig. 2b), le potentiel $V_{N\bar{N}}$ correspondant est alors donné par $V_{N\bar{N}} = \sum_i (-1)^{G_i} V_i$, où G_i est la G -parité du méson i ($G_i = +1$ pour η, ρ, ϵ et $G_i = -1$ pour π, ω, δ). Dans l'espace des coordonnées, les potentiels V_i ont la forme

$$V_i = (V_0^i + V_1^i \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{1s}^i \vec{L} \cdot \vec{S} + V_1^i S_{12} + V_{1s2}^i Q_{12}) \cdot \left(\frac{1}{\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2} \right) \quad (2)$$

correspondant aux échanges isoscalaires (1) ou isovectoriels ($\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$). Les opérateurs tenseur (S_{12}) et spin-orbite quadratique (Q_{12}) ayant les formes habituelles

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$$

$$Q_{12} = [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})]/2$$

(3)

Ces facteurs de phase $\Theta_i = \pm 1$, apparemment anodins, conduisent en fait à une interaction $\bar{N}\bar{N}$ qualitativement très différente de l'interaction NN . Ceci étant lié à la notion de cohérence⁽⁶⁾, c'est-à-dire la possibilité de voir tous les mésons i échangés donner une contribution de même signe pour certaines composantes de l'interaction. La cohérence ($\omega\pi$) conduira ainsi à une partie centrale de l'interaction $\bar{N}\bar{N}$ très forte et très attractive. De même la forte cohérence ($\pi\rho$) dans la partie tenseur de l'interaction aura de très intéressantes conséquences, en particulier pour ce qui touche aux observables de spin^(7,8).

Il convient de souligner que cette relation entre interactions NN et $\bar{N}\bar{N}$ qui découle du modèle d'échange de méson et de la transformation de θ -parité n'a de sens que pour les parties à longue et moyenne portée. La partie à courte portée de l'interaction $\bar{N}\bar{N}$ est en effet dominée par l'annihilation qui provient du fait que le système $\bar{N}\bar{N}$ ayant un nombre baryonique zéro peut se dissoudre en mésons. Ce processus $\bar{N}\bar{N} \rightarrow$ mésons n'a évidemment pas d'équivalent dans le cas NN .

La partie à courte portée de l'interaction $\bar{N}\bar{N}$ pose donc bien plus de problèmes et en dépit d'efforts récents de description dans le cadre du modèle des quarks^(2,10,11), la plupart des analyses quantitatives font, pour ce qui concerne cette partie de courte portée, largement appel à la phénoménologie et à un potentiel optique du type $V_{ann} = V + iW$.

Ainsi Dover et Richard⁽⁹⁾ prennent pour V_{ann} une forme de Wood-Saxon dont les paramètres sont indépendants du spin, de l'isospin et de l'énergie. La forme du potentiel de Paris⁽¹²⁾ est, quant à elle, beaucoup plus flexible et dépend du spin, de l'isospin et de l'énergie.

Il apparaît que tous ces modèles d'interaction dont les paramètres ont été déterminés pour reproduire en particulier les données $\bar{N}\bar{N}$ élastiques et les sections efficaces totales, conduisent à des amplitudes centrales t_2 (moyennées sur le spin et l'isospin) comparables. Par contre, elles se différencient considérablement⁽²²⁾ en ce qui concerne les amplitudes de spin-isospin ($t_s, t_{ss}, t_T, t_{L2}, \dots$) qui sont très peu contraintes par les rares données actuelles concernant la polarisation.

III. INTERACTION DES PROTONS, ANTIPROTONS ET KAONS AVEC LES NOYAUX

Il convient tout d'abord de bien comprendre la philosophie générale qui gouverne actuellement les études portant sur la diffusion K-noyau et p-noyau et qui découle directement de ce qui précède. Compte tenu des imprécisions sur les amplitudes à 2-corps, ce type d'étude a plus pour but à l'heure actuelle d'analyser le mécanisme d'interaction de la sonde avec le noyau et en examiner les potentialités, plutôt que d'en extraire telle ou telle information nouvelle sur la structure des noyaux concernés. On peut même, comme nous le verrons, renverser les termes de l'opération et utiliser les données de la diffusion projectile-noyau pour obtenir des informations sur l'interaction élémentaire projectile-nucléon.

A) Fonctions densité, fonctions de corrélation et diffusion multiple

Il existe plusieurs modèles théoriques pour décrire de manière macroscopique un processus de diffusion multiple projectile-noyau, tant dans un cadre non relativiste (modèle de Glauber⁽²³⁾) et

de Kerman, Mc Manus, Thaler²⁴⁾ que relativiste²⁵⁾. Ces descriptions ont d'ailleurs un grand nombre de points communs. Elles ont chacune leurs portées et leurs limites²⁶⁾ et elles conduisent à des résultats sensiblement identiques en ce qui concerne les sections efficaces²⁷⁾.

Nous nous placerons ici dans le cadre du modèle de diffusion multiple de Glauber qui, tout en étant suffisamment réaliste, a l'avantage de relier de manière très simple l'amplitude de diffusion projectile-noyau aux amplitudes à 2-corps projectile-nucléon et aux fonctions de corrélations). Nous ne présenterons ici que ce qui est nécessaire pour bien comprendre cette relation dans le cas de la diffusion élastique et, pour simplifier les écritures, nous ignorerons également dans toute la suite les degrés de liberté de spin et d'isospin.

Dans le modèle de Glauber l'amplitude de diffusion élastique projectile-noyau est donnée par

$$F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} [1 - e^{i\chi(\vec{b})}] \quad (4)$$

k est le moment de la particule incidente dans le système du c.m., $\vec{k}q = (\vec{k}_p - \vec{k}_i)$ est le moment transféré et \vec{b} le paramètre d'impact du projectile pris dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau ; \vec{s}_j est la projection sur ce plan de la coordonnée \vec{r}_j du j ème nucléon.

$$e^{i\chi(\vec{b})} = \langle \Psi_0 | \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)) | \Psi_0 \rangle \quad (5)$$

est la fonction de profil nucléaire qui se présente donc sous la forme de la valeur moyenne d'un opérateur à A -corps.

La fonction profil élémentaire Γ_j est la transformée de Fourier de l'amplitude élémentaire projectile-nucléon $f_j(\vec{q}, E)$

$$\Gamma_j(\vec{b}) = \frac{1}{2i\pi k} \int d^2q e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} f_j(\vec{q}) \quad (6)$$

Si on désigne par $\rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = |\Psi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2$ la densité à A -corps de l'état fondamental, la fonction de profil nucléaire peut encore s'écrire

$$e^{i\chi(\vec{b})} = \int d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A \rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)] \quad (7)$$

À ce stade, on constate que l'évaluation de l'amplitude de diffusion projectile-nucléon (4) nécessite la donnée de deux ingrédients

- i) la fonction densité à A -corps $\rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$
- ii) l'amplitude élémentaire projectile-nucléon $f_j(\vec{q}, E)$ que l'on prendra directement de l'expérience (cf. chapitre II).

1) La série de diffusion multiple

Développons la fonction de profil nucléaire (5) en terme de produits de fonctions de profil élémentaires

$$e^{i\chi(\vec{b})} = \langle \Psi_0 | 1 - \sum_j \Gamma_j + \sum_{j < k} \Gamma_j \Gamma_k - \sum_{j < k < l} \Gamma_j \Gamma_k \Gamma_l + \dots | \Psi_0 \rangle \quad (8)$$

Le premier terme (non trivial) de cette série de diffusion multiple décrit la diffusion sur un seul nucléon alors que les autres représentent les diffusions doubles, triples...

Le premier point que nous voudrions examiner ici concerne les contributions respectives des termes de diffusion simple, double, triple... dans la diffusion des différentes sondes sur les noyaux. Pour ce faire nous supposons, dans un premier temps, qu'il n'y a pas de corrélations entre les nucléons du noyau cible, en d'autres termes, que la densité à A -corps n'est rien d'autre

que le produit des densités à 1-corps $\rho(\vec{r})$

$$\rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) = \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2) \dots \rho(\vec{r}_n) \quad (\text{sans corrélation}) \quad (8)$$

où

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{A} \langle \Psi_0 | \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | \Psi_0 \rangle = \int d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_n \rho(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (10)$$

Dans les exemples que nous donnons (fig. 4), on constate que dans la diffusion d'un p de 800 MeV sur le ^{12}C , il est nécessaire de tenir compte de la diffusion du projectile sur un minimum de 4 à 5 nucléons cibles pour avoir une idée relativement correcte du processus de diffusion. En ce qui concerne le K^- nous nous trouvons dans une situation sensiblement identique.

Avec les K^+ par contre, la situation est radicalement différente et s'explique aisément par ce que l'on sait de la faible intensité de l'interaction K^+ -nucléon. Comme on peut le voir sur la fig. 4, la diffusion K^+ -noyau est dominée par le terme de simple diffusion et la contribution de la double diffusion, bien que non négligeable néanmoins, est cependant nettement plus petite que dans la diffusion de p et de K^- .

Au vu de ce qui précède, on peut également s'attendre à ce que les effets des corrélations que nous allons maintenant examiner seront moindres dans la diffusion de K^+ que dans celle des p. Il s'agit en effet, au mieux, de corrections au terme de diffusion double.

2) L'amplitude de diffusion multiple en termes de fonctions densité et de fonctions de corrélation

Au lieu de considérer comme nous le venons de le faire la série de diffusion multiple (8) dont la convergence peut quelquefois être lente, il est préférable de développer cette même amplitude de Glauber en terme de fonctions de corrélation dont la convergence est plus rapide. De cette manière, nous verrons également beaucoup plus clairement comment l'information sur le noyau, c'est-à-dire les fonctions de structure (densités et corrélations), interviennent dans l'amplitude de diffusion multiple.

Par intégration successive de la densité à A corps, on obtient les fonctions densité d'ordres inférieurs à A-1, A-2, ..., 2, 1-corps.

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \int \rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) d\vec{r}_4 \dots d\vec{r}_n = \frac{1}{A(A-1)(A-2)} \langle \Psi_0 | \sum_{i \neq j \neq k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_i) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_3 - \vec{r}_k) | \Psi_0 \rangle$$

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \int \rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) d\vec{r}_3 \dots d\vec{r}_n = \frac{1}{A(A-1)} \langle \Psi_0 | \sum_{i \neq j} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_i) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_j) | \Psi_0 \rangle \quad (11)$$

$$\rho(\vec{r}_1) = \int \rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_n = \frac{1}{A} \langle \Psi_0 | \sum_i \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_i) | \Psi_0 \rangle$$

Introduisons maintenant les fonctions de corrélation de paire (C), triple (D), ... de l'état fondamental de la manière suivante

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2) + C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (12)$$

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2) \rho(\vec{r}_3) + \rho(\vec{r}_1) C(\vec{r}_2, \vec{r}_3) + \rho(\vec{r}_2) C(\vec{r}_1, \vec{r}_3) + \rho(\vec{r}_3) C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + D(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$$

Reportant ces expressions dans (5) et (7), on obtient après une certaine algèbre le développement désiré de l'amplitude de Glauber en terme des fonctions de corrélations^{2,3)}

$$e^{i\chi_{00}(\vec{b})} = (1-\bar{f})^A + (1-\bar{f})^A \sum_{k=1}^{A/2 \text{ ou } (A-1)/2} \frac{A!}{(A-2k)! k!} \left[\frac{\bar{C}}{2!(1-\bar{f})^2} \right]^k + \dots \quad (13)$$

avec

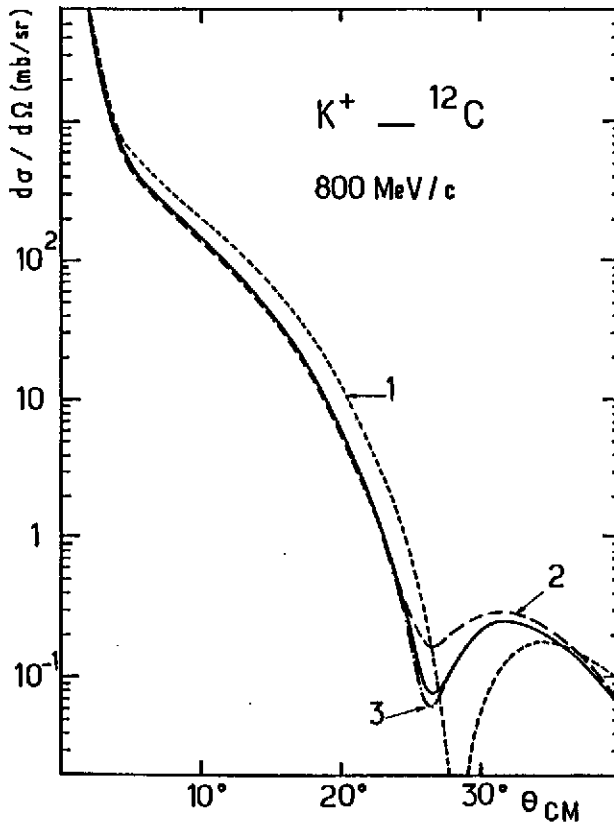
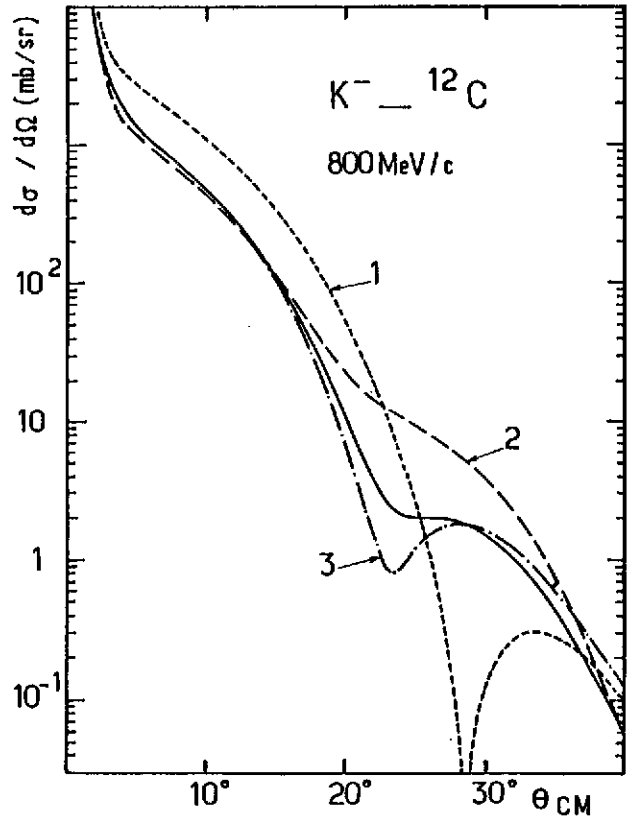
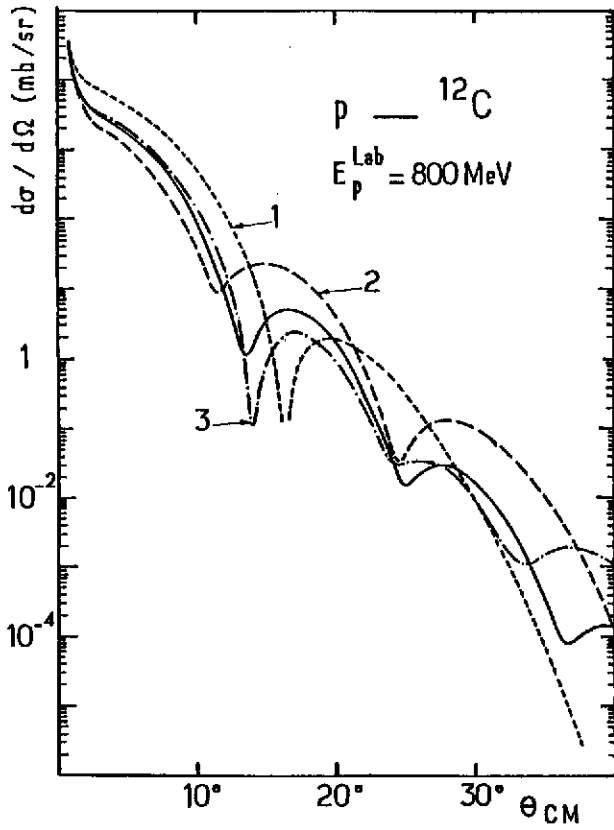


Fig. 4 : Sections efficaces différentielles élastiques $K^\pm - {}^{12}\text{C}$ et $p - {}^{12}\text{C}$ calculées à partir de la série de diffusion multiple²⁸⁾ (nucléons cibles supposés non corrélés). La courbe 1 représente la diffusion simple, la courbe 2 représente la diffusion simple plus double... La courbe continue correspond à la série complète de diffusion multiple.

$$\begin{aligned}\bar{f}(\vec{b}) &= \int \rho(\vec{r}) \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) d\vec{r} \\ \bar{c}(\vec{b}) &= \int c(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_1) \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2\end{aligned}\quad (14)$$

En fait, dans la pratique, il apparaît qu'il suffira de ne retenir que le terme de corrélation de paire, au plus bas des ordres. C'est-à-dire

$$e^{i\chi(\vec{b})} = (1-\bar{f})^A + \frac{A(A-1)}{2!} \bar{c}(1-\bar{f})^{A-2} \quad (15)$$

Le premier terme représente la fonction de profil nucléaire en l'absence de corrélations entre les nucléons du noyau cible. C'est ce qu'il est convenu d'appeler la limite optique du modèle de Glauber dans laquelle n'intervient que la densité à 1-corps $\rho(\vec{r})$ de l'état fondamental.

Le second terme représente quant à lui la contribution des corrélations.

A noter que quand on fait la distinction entre p et n, la limite optique devient $(1-\bar{f}_p)^Z(1-\bar{f}_n)^N$ avec

$$\bar{f}_i(\vec{b}) = \int \rho_i(\vec{r}) \Gamma_i(\vec{b}-\vec{s}) d\vec{r} \quad (i = p \text{ ou } n) \quad (16)$$

où $\rho_p(\vec{r})$ et $\rho_n(\vec{r})$ sont respectivement les densités de protons et de neutrons de l'état fondamental et $\Gamma_{p,n}$ les transformées de Fourier, eq.(6), des amplitudes élémentaires projectile-p et projectile-n.

3) Effets des corrélations sur les sections efficaces de diffusion

Les corrélations entre les nucléons d'un noyau ont diverses origines : cinématique (corrél. du c.d.m.), statistique (corrél. de Pauli) et dynamiques provenant de la nature des forces nucléaires et qui conduisent aux corrélations de courte portée (liées à la forte répulsion de l'interaction NN à courte portée) et aux corrélations de longue portée (liées à la déformation des noyaux, à l'existence de sous-structures, au pairing, ...).

Les fonctions de corrélations correspondantes $C(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, $D(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ ne sont pas connues expérimentalement et l'on doit faire appel à des modèles nucléaires, des plus simples aux plus élaborés, pour les déterminer.

L'effet des corrélations sur les sections efficaces de diffusion de protons aux énergies intermédiaires a fait l'objet de très nombreuses études²⁹⁻³². Nous n'en donnons ici qu'un exemple qui illustre bien leur influence dans le cas de diffusion par un noyau sphérique (fig. 5).

Deux conclusions importantes en résultent

- A l'évidence leur influence n'est pas suffisante pour pouvoir espérer obtenir des informations précises sur les corrélations à partir des diffusions de protons d'énergie intermédiaire.
- Bien que relativement modeste, cette influence de corrélations n'en est pas moins significative³³ (20-30% dans la gamme de transfert 2-3 fm⁻¹). On devra donc impérativement en tenir compte dans toute analyse quantitative de la diffusion p-noyau, en particulier si l'on veut en extraire les densités de neutron.

Nous avons également reporté (fig. 6) l'influence des corrélations sur les sections efficaces de diffusion de K⁺ de 800 MeV/c ($T_{lab} = 446$ MeV) sur ce même noyau de ⁴⁰Ca. On constate que pour une sonde aussi douce que le K⁺ cet effet est très faible. Incontestablement le mécanisme d'interaction K⁺-noyau semble remarquablement simple.

³³ à noter que dans le cas de la diffusion p-noyau déformé, l'influence des corrélations dues à la déformation est bien plus cruciale²⁹

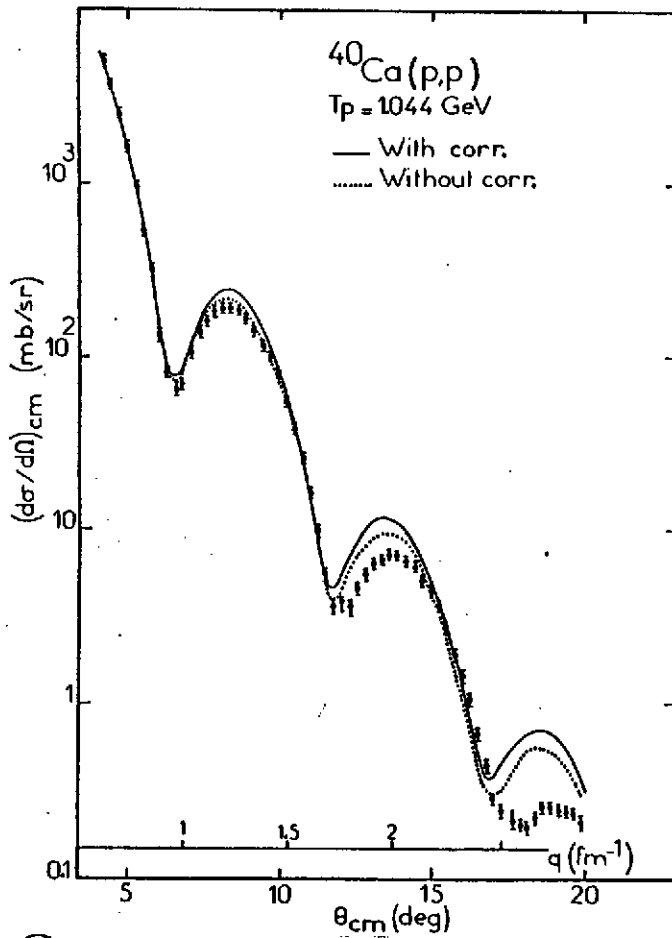


Fig. 5 : Effet des corrélations du centre de masse, de Pauli et de courte portée sur les sections efficaces de diffusion $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ à 1 GeV (extrait de la réf. 31).

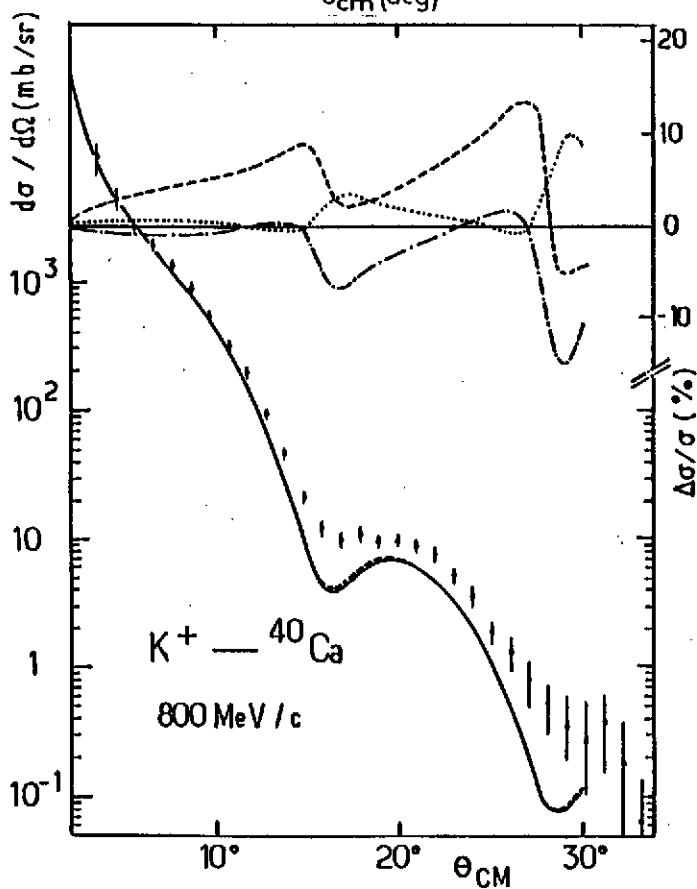


Fig. 6 : Diffusion élastique de K^+ sur le ^{40}Ca à 800 MeV/c (extrait de Abgrall et Labarsouque²⁸). En tirets : diffusion sur des nucléons non corrélés. En trait continu : inclusion des corrélations du c.m. et de Pauli ainsi que le couplage entre les états collectifs. Dans la partie supérieure, $\Delta\sigma/\sigma$ représente les variations relatives de la section efficace dues aux corrélations du c.m. (pointillés), aux corrélations de Pauli (tirets) et au couplage des voies (point-trait). Les résultats expérimentaux sont extraits de la réf. 33).

4) Diffusion de protons aux énergies intermédiaires et densités de neutrons

Nous venons de voir qu'aux énergies intermédiaires les sections efficaces de diffusion p-noyau dépendent essentiellement :

- des amplitudes élémentaires f_{pp} et f_{pn} que l'on prendra de l'expérience et qui sont relativement bien connues maintenant
- des distributions de protons $\rho_p(\vec{r})$ et de neutrons $\rho_n(\vec{r})$ ainsi que des fonctions de corrélations $C(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ pour ce qui concerne l'information sur le noyau.

En fait, on connaît avec déjà une très bonne précision les densités de protons $\rho_p(\vec{r})$, extraites des expériences de diffusion d'électrons. D'autre part, l'effet des corrélations, qui, comme nous l'avons vu, n'apparaît que comme une correction, pourra être évalué en faisant appel à des modèles nucléaires raisonnables. Dès lors, on peut penser extraire les densités de neutrons $\rho_n(\vec{r})$ des expériences de diffusion de protons.

Quelques résultats typiques (fig. 7), déduits de l'analyse de la diffusion de p de 800 MeV, résument assez bien la situation actuelle de nos connaissances en ce qui concerne les densités de neutrons ρ_n . On constate que ces densités ρ_n sont encore très mal connues, en particulier à l'intérieur du noyau (la comparaison avec la précision obtenue dans la mesure des distributions de charge¹⁾ est assez consternante!). Comme nous allons le voir, l'origine essentielle est l'absorption subie par les protons dans la matière nucléaire.

B) Contenu spatial du processus de diffusion

1) Diffusion élastique et absorption

Nous allons maintenant examiner la pénétration d'une sonde hadronique dans un noyau. On peut se faire une idée relativement précise de la localisation spatiale du processus d'interaction en examinant le coefficient d'absorption (ou d'inélasticité η).

Dans la figure 8, nous avons reporté le coefficient d'absorption $\eta(b) = |e^{i\chi(b)} - 1| = |S_0|$ que nous avons déduit d'une analyse "à la Glauber" de la diffusion élastique sur le ^{208}Pb de K^+ , p et \bar{p} à des énergies typiques obtenues actuellement pour ces projectiles.

Il apparaît qu'un proton d'énergie intermédiaire est très absorbé à la surface du noyau, son coefficient d'absorption se réduisant à $\eta(b) \sim 0,4$ pour $b = R$ et s'atténuant très rapidement en deçà (R désigne ici le rayon à mi-hauteur de la densité, tel qu'il apparaît par exemple dans une paramétrisation de Fermi de cette densité ; pour le ^{208}Pb , $R \sim 6,5$ fm). Nous notons cependant que le "cœur opaque" ne se manifeste qu'environ à mi-rayon, c'est-à-dire $\eta(b) \sim 0$ pour $b \lesssim R/2$.

On conçoit dès lors que le proton d'énergie intermédiaire est essentiellement une sonde de la surface du noyau et qu'il sera pratiquement aveugle à ce qui se passe à l'intérieur, ce que confirme parfaitement bien les résultats concernant les densités de neutrons (fig. 7).

2) Sonde profonde (K^+) et périphérique (\bar{p})

À l'évidence K^+ et \bar{p} constituent deux sondes extrêmes.

Ainsi la diffusion \bar{p} -noyau est caractérisée par

- i) une absorption très forte conduisant à des distributions angulaires présentant une structure diffractifonnele particulièrement marquée (fig. 9a), proche de la limite de la diffusion par un disque noir²⁾.
- ii) une absorption très périphérique avec un rayon d'absorption forte très largement supérieur au rayon du noyau ($R_{0,b} \sim 8,5$ fm pour la diffusion de \bar{p} de 180 MeV sur le ^{208}Pb , à comparer avec $R \sim 6,5$ fm).

On comprend que les potentiels optiques correspondants seront bien déterminés uniquement pour les grandes valeurs de r, dans des régions où la densité nucléaire n'excède pas 10% de la valeur centrale (fig. 9b).

En conséquence, l'information contenue dans les distributions angulaires de diffusion \bar{p} -noyau est essentiellement limitée à l'extérieur du noyau avec un très faible degré de pénétrabilité.

À l'opposé, le méson K^+ est très pénétrant. On constate que, même pour un noyau lourd comme

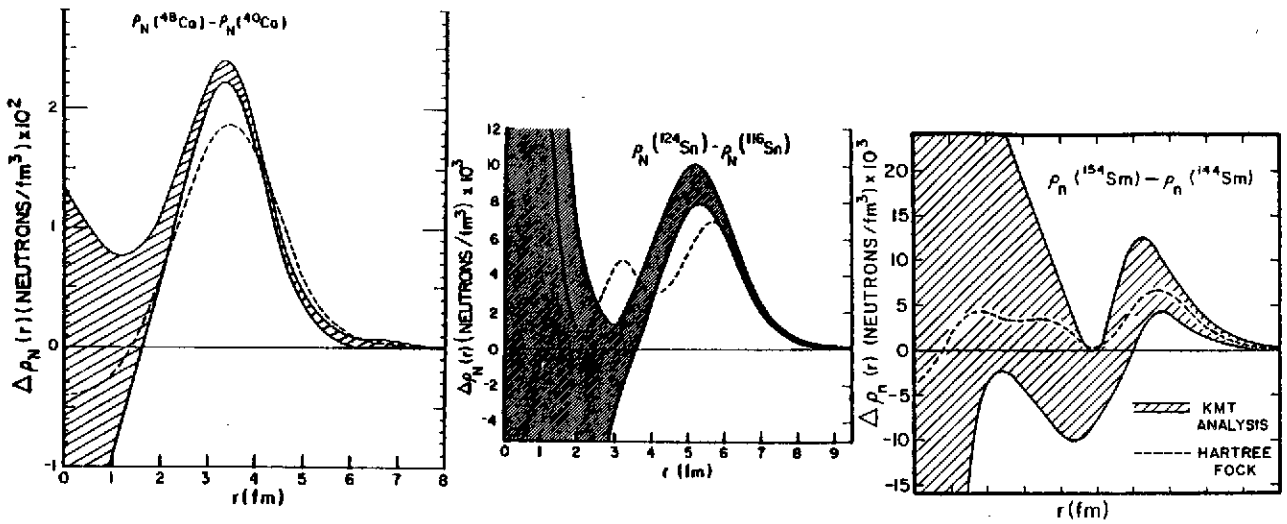


Fig. 7 : Différences isotopiques entre les densités de neutrons déduites³⁴⁾ de l'analyse de la diffusion de p de 800 MeV sur $^{40,48}\text{Ca}$, $^{116,124}\text{Sn}$ et $^{144,154}\text{Sm}$. Les résultats de calculs Hartree-Fock sont reportés en pointillés.

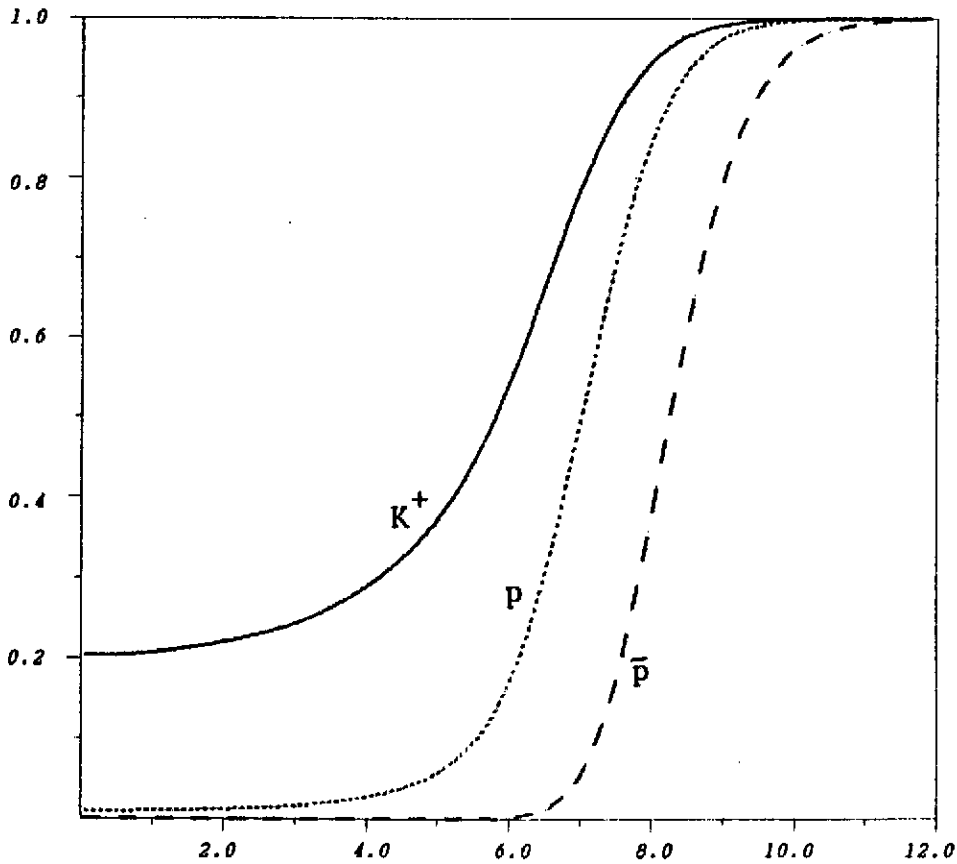


Fig. 8 : Coefficient d'absorption $\eta_2(b)$ en fonction du paramètre d'impact b (en fm) pour la diffusion sur le ^{208}Pb de K^+ , p et \bar{p} d'énergies incidentes respectives 446 MeV, 800 MeV et 180 MeV (voir également ref. 39).

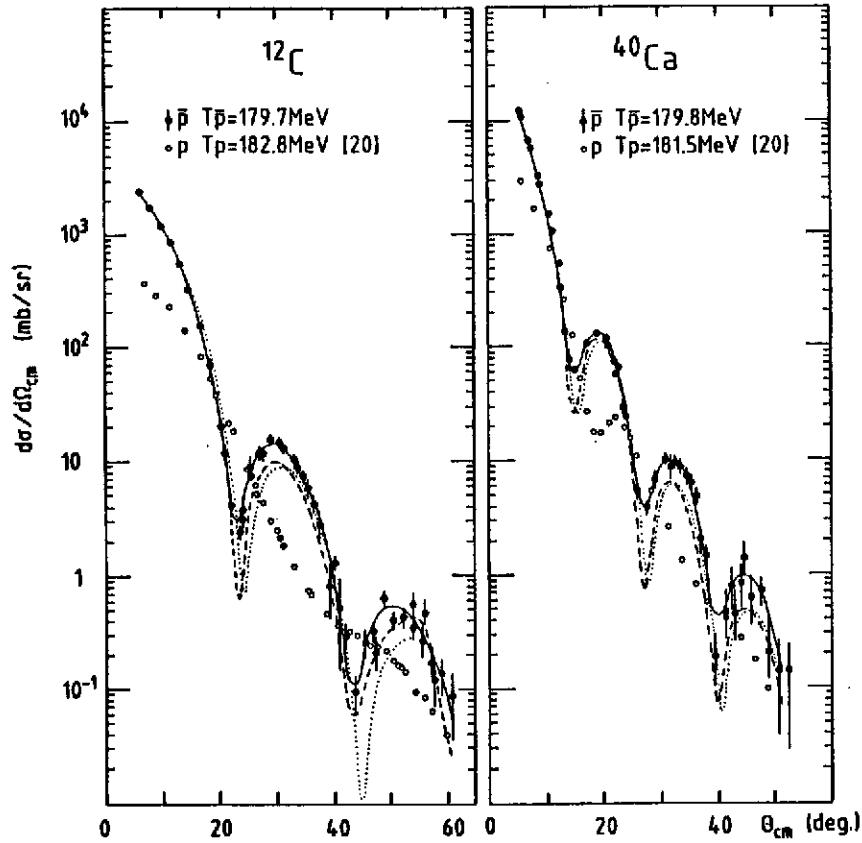


Fig. 9a : Sections efficaces de diffusion élastique de \bar{p} sur ^{12}C et ^{40}Ca à 180 MeV (extrait de Garreta et al. ³⁵). En trait continu : résultats d'un fit en potentiel optique. En tirets et pointillés : résultats d'un calcul de type KMT en utilisant respectivement les interactions $\bar{N}\bar{N}$ des réf. 20 et 21.

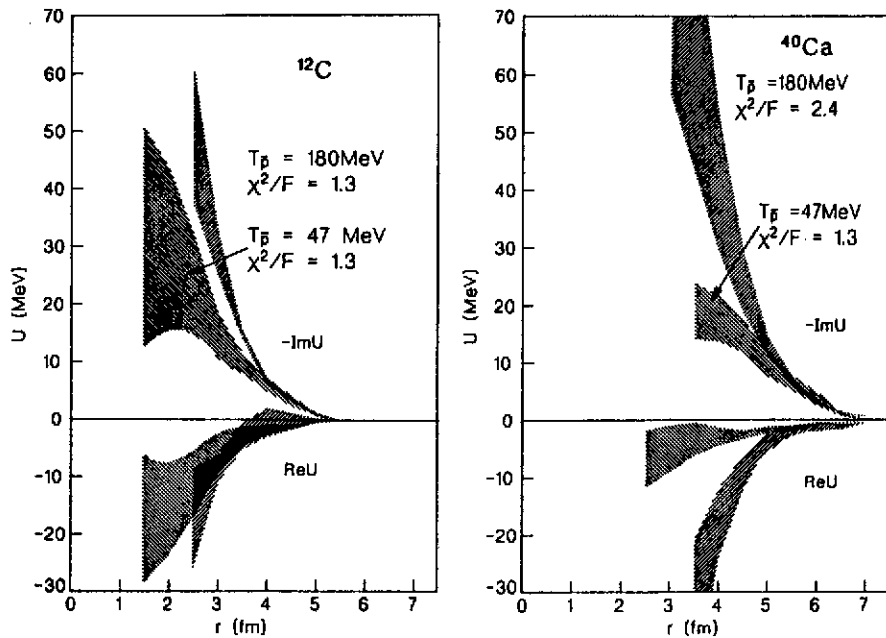


Fig. 9b : Potentiels optiques \bar{p} -noyau résultant d'une analyse de type Fourier-Bessel des données de la diffusion élastique de \bar{p} sur ^{12}C et ^{40}Ca (extrait de la réf. 37).

le ^{208}Pb , la transparence aux K^+ à paramètre d'impact nul est tout à fait remarquable ($\eta(b=0) \sim 0,2$). Il s'agit là d'une caractéristique unique pour une sonde hadronique. Si l'on rajoute à cela que sur le plan théorique le mécanisme d'interaction K^+ -noyau est a priori simple à maîtriser (lié au fait que l'interaction K^+N est "faible" sur l'échelle hadronique et ne présente pas de résonance) on comprend dès lors que certains voient dans le méson K^+ "l'électron des interactions fortes".

Les possibilités offertes par le méson K^+ comme sonde profonde du noyau ont été très largement discutées au cours de ces dernières années^{1,38,39}. Nous en donnerons ici deux illustrations.

a) Sensibilité des sections efficaces de diffusion de K^+ aux densités de neutrons

Vu la transparence du noyau aux K^+ , on peut espérer obtenir des renseignements quantitatifs sur les densités de neutrons au centre du noyau ce qui est, nous l'avons vu, pratiquement hors de portée de sondes plus absorbées et donc plus périphériques comme p , α , ...

Pour analyser la sensibilité des K^+ aux densités de neutrons et la comparer à celle d'autres projectiles, intéressons-nous, à titre d'exemple, au ^{152}Sm .

Dans la fig. 10, nous avons reporté les densités de protons ρ_p et de neutrons ρ_n (normalisés à 1-particule) pour l'état fondamental ainsi que les densités de transition vers les états rotationnels $2^+(0,122 \text{ MeV})$, $4^+(0,366 \text{ MeV})$ et $6^+(0,712 \text{ MeV})$, du ^{152}Sm , telles qu'elles ressortent d'un calcul HF-Bogoliubov dû à Girod et Gogny⁴⁰.

Si les prédictions théoriques quant aux densités de protons peuvent être comparées de manière très précise aux données expérimentales issues de la diffusion d'électrons, le problème est plus délicat en ce qui concerne les densités de neutrons. Les différences les plus marquantes entre ρ_p et ρ_n semblent en effet se manifester moins à la surface qu'à l'intérieur du noyau. Elles sont dès lors très difficiles d'accès à des sondes comme les p d'énergies intermédiaires. On peut s'en rendre compte sur la figure 11 où nous avons reporté la sensibilité $\Delta\sigma/\sigma$, en fonction du transfert de moment q . Ici $\Delta\sigma = \sigma(\rho_p, \rho_n) - \sigma(\rho_p = \rho_n)$ représente la différence entre la section efficace différentielle obtenue avec les densités ρ_n et ρ_p de Girod et Gogny (fig. 10) et celle obtenue en imposant $\rho_n = \rho_p$ (normalisé).

Visiblement, avec des p de 1 GeV, la sensibilité $\Delta\sigma/\sigma$, dans la gamme de transfert considérée ($q < 2,5 \text{ fm}^{-1}$), ne dépasse guère plus de 30% pour la diffusion élastique et 40% pour la transition vers l'état 2^+ , effet qui d'ailleurs n'est déjà pas négligeable. Comme il fallait s'y attendre, la sensibilité des K^+ est nettement supérieure, environ le double, à celle des p , ce qui est très encourageant.

b) Réactions de knock-out (K^+, K^+p)

Les réactions de knock-out d'un nucléon du noyau, réalisées avec des sondes hadroniques, i.e. ($p, 2p$), ou avec des électrons ($e, e'p$) sont, nous le savons, un outil extrêmement puissant pour étudier la structure en couches des noyaux. Energies de liaison, durée de vie des états trous, facteurs spectroscopiques et facteurs de forme ont ainsi été extraits avec, dans certains cas, une très bonne précision.

Cependant, l'étude des trous profonds dans les noyaux moyens et a fortiori plus lourds, avec des protons ou des électrons pose de sérieux problèmes.

L'électron a en effet le défaut de ses qualités, à savoir une interaction élémentaire "faible" et de longue portée. D'où une grande pénétration, très peu de distorsion dans le noyau ce qui constitue un énorme avantage. Par contre, les sections efficaces sont faibles et décroissent très fortement avec le transfert, ce qui induit des problèmes de bruit de fond et de statistique qui rendent difficile l'extraction d'une information précise.

D'un autre côté, les sondes hadroniques subissent une très forte absorption et une distorsion importante (source d'imprécision) à l'intérieur du noyau, précisément là où sont concentrées les fonctions d'onde des trous profonds.

Avec l'augmentation de l'intensité de faisceaux de K^+ actuellement envisagée, le knock-out de nucléons par des K^+ , pourrait devenir un moyen intéressant d'étude des trous profonds. On peut s'en persuader sur la fig. 12 où nous avons reporté le résultat d'un calcul DWIA, dû à Koshel et al.⁴¹, de la réaction (K^+, K^+p) avec éjection d'un nucléon $1s$ du ^{40}Ca .

On constate que, comme dans les réactions ($e, e'p$), l'essentiel de la distorsion provient du p sortant. Par contre, les sections efficaces avec des K^+ sont environ 100 fois plus grandes qu'avec des électrons, dans des conditions cinématiques sensiblement identiques. Comparées avec un

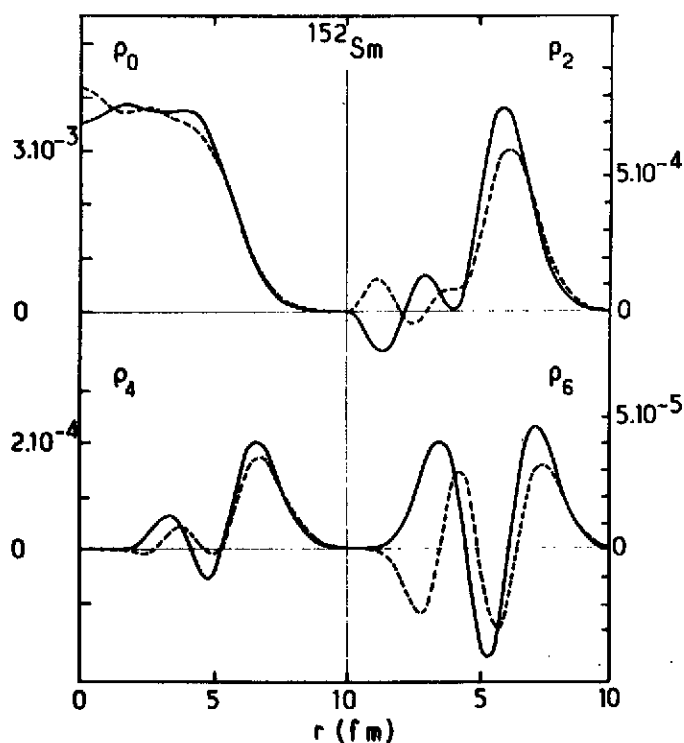


Fig. 10 : Densités de protons (trait plein) et de neutrons (pointillés) dans le ^{152}Sm déduites d'un calcul HFB par Girod et Gogny⁴⁰⁾. Les densités, en fm^{-3} , sont normalisées à une particule.

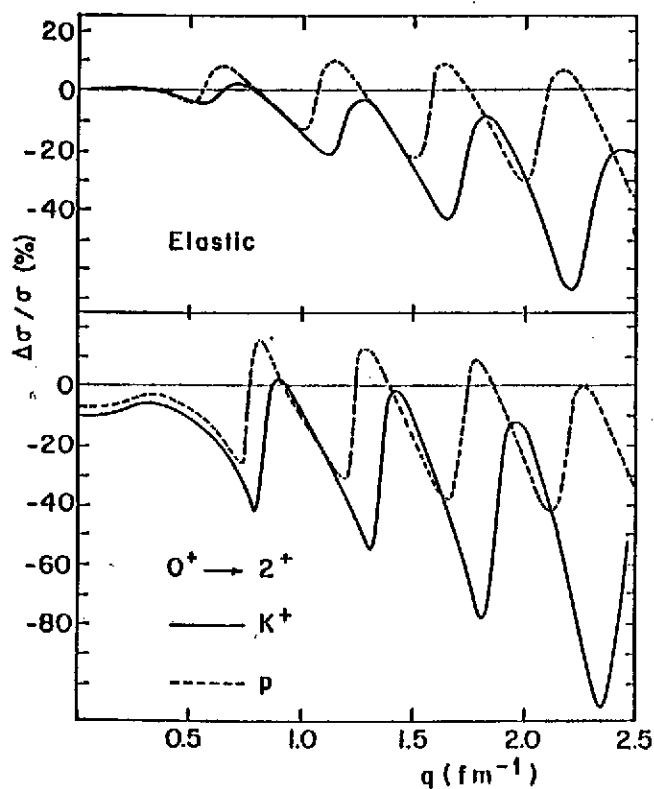


Fig. 11 : Comparaison entre la sensibilité des sections efficaces de diffusion de p de 1 GeV et de K^+ de 446 MeV aux différences entre les densités de neutrons et de protons dans le ^{152}Sm (voir également Abgrall et al.³⁹⁾).

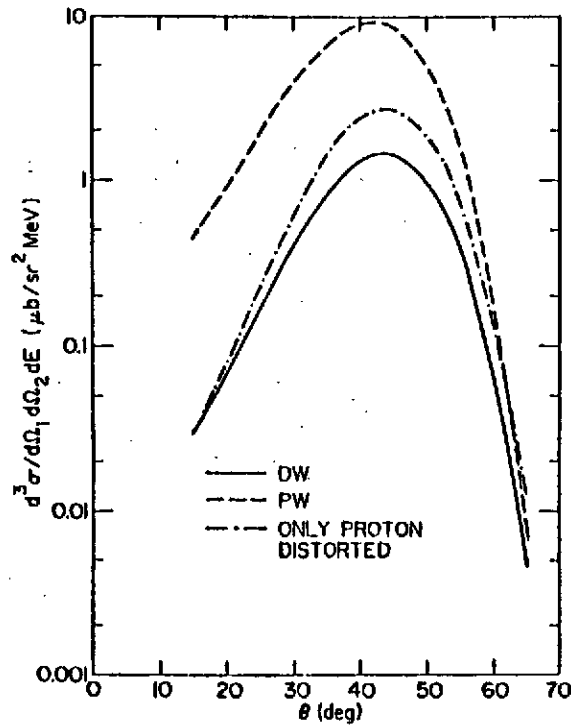


Fig. 12 : Sections efficaces absolues pour l'éjection d'un proton ls du ^{40}Ca par des K^+ de 300 MeV. En continu : DWIA (approximation d'impulsion des ondes distordues). En point-trait : seul le proton est distordu. En tireté : PWIA (approximation d'impulsion en ondes planes). Figure extraite de la réf. 41.

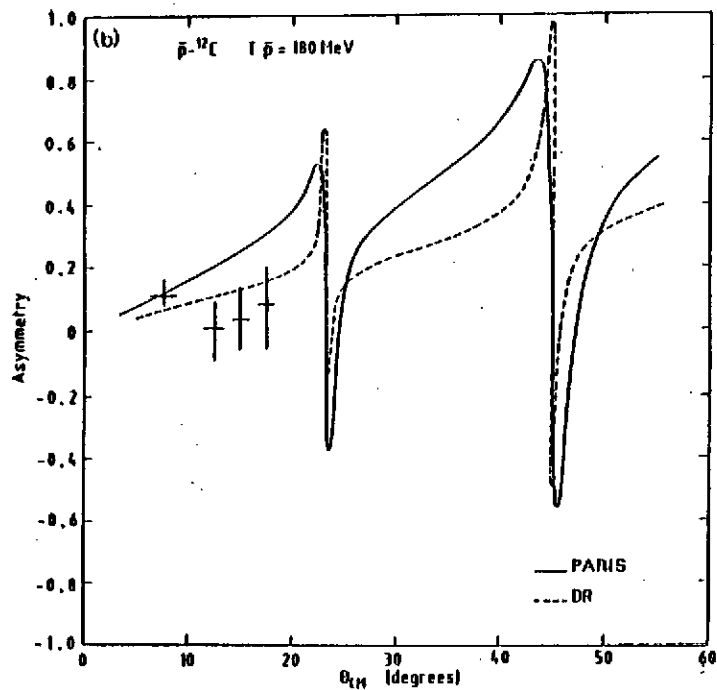


Fig. 13 : Pouvoir d'analyse dans la diffusion élastique $\bar{p}-^{12}\text{C}$. Les résultats expérimentaux sont extraits de la réf. 43. En continu [tireté] : résultats obtenus⁴⁴⁾ dans le cadre de l'approximation d'impulsion relativiste à partir de l'interaction NN de Paris [Dover et Richard].

processus typique (p , $2p$), les sections efficaces de K^+ sont environ 10 fois plus petites, mais à l'opposé les effets de distorsion sont bien plus faibles (facteur de réduction de l'ordre de 6, pour les K^+ dans l'exemple considéré, à comparer à $\sim 25-30$ avec les p).

C) Excitations de Spin-Isospin

Les composantes de spin et d'isospin de l'interaction élémentaire KN et NN sont, comme nous avons déjà eu l'occasion de le signaler, incontestablement moins bien connues que le terme central dominant t_0 . Aussi, paraît-il tentant d'étudier l'excitation des états de parité non-naturelle non seulement pour soumettre le noyau à un éclairage différent de celui des sondes usuelles comme e , p ,... mais également pour distinguer entre les différents modèles d'interaction élémentaire.

Ainsi les excitations de spin-flip en diffusion inélastique de \bar{p} sont contrôlées²²⁾, à bas transferts, par les amplitudes centrales t_0 (pour $\Delta T=0$) et t_{0+} (pour $\Delta T=1$) et, à grands transferts, par les amplitudes spin-orbite t_{LS} et tenseur t_T .

Dover et Millener²³⁾ ont suggéré que la mesure du rapport $R(\theta)$ des sections efficaces différentielles $\bar{p}-^{12}C$ vers les états $1^+ T=0$ (12,7 MeV) et $1^+ T=1$ (15,1 MeV) dont la structure est bien connue, pouvait donner des informations importantes concernant les amplitudes de spin-isospin. A petits angles, $\theta < 5^\circ$, ce rapport $R(\theta)$ est en effet plus grand, d'environ un ordre de grandeur, dans le modèle d'interaction de Paris²¹⁾ dont la partie annihilation dépend fortement du spin que dans le modèle de Dover et Richard²⁴⁾ dont la partie annihilation ne dépend pas du spin.

Des expériences de ce type sont cependant très délicates à réaliser²⁵⁾ dans la mesure où les résolutions en énergie actuellement obtenues, $\gtrsim 1$ MeV, n'ont pas encore permis de séparer l'excitation (faible) de ces états de parité non-naturelle, de l'excitation parasite d'états isoscalaires de parité naturelle.

La mesure des observables de spin dans la diffusion \bar{p} -noyau peut être également extrêmement utile pour contraindre les composantes de spin de l'amplitude élémentaire NN . Les premières mesures de polarisation dans la diffusion élastique $\bar{p}-^{12}C$ à 550 MeV/c ont été réalisées récemment²⁶⁾ à LEAR. Ces quelques données, obtenues à petits angles, semblent indiquer que la dépendance en spin du potentiel de Paris est trop forte (voir fig. 13). Elles sont cependant encore trop fragmentaires pour pouvoir trancher définitivement, d'autant plus que les effets de milieu conduisent à une très forte réduction de la composante spin-orbite du potentiel optique \bar{p} -noyau²⁷⁾ et que les analyses de ces données, dont celle reportée²⁸⁾ dans la figure 13, ont été réalisées dans le cadre de l'approximation d'impulsion, donc à partir de l'amplitude libre $\bar{p}-N$.

IV. CONCLUSIONS

Ma conclusion, très brève, portera uniquement sur les "sondes exotiques" \bar{p} et K^+ dont nous venons d'examiner certains des aspects.

À l'évidence, une meilleure connaissance des interactions élémentaires K^+N et $\bar{p}N$ reste sans doute encore une des premières priorités. Ceci est fondamental non seulement pour ce qui a trait à la physique K^+ -noyau et \bar{p} -noyau, mais également crucial pour tester les modèles d'interactions élémentaires (modèle d'échange de bosons, modèle des quarks).

D'autre part, nous avons tenu à souligner que ces sondes exotiques possèdent certaines potentialités tout à fait originales. On rappellera en particulier la très grande transparence des noyaux aux K^+ qui font du K^+ une sonde hadronique profonde ("l'électron des interactions fortes"!). On rappellera également la très grande richesse en spin-isospin de l'interaction $\bar{p}N$ qui, en soumettant le noyau à un éclairage différent de celui obtenu avec des sondes traditionnelles permet également d'étudier la fonction de réponse du noyau en spin-isospin.

Expérimentalement, ce type de physique est néanmoins largement conditionné par l'amélioration des lignes de faisceaux existantes, voire la construction de nouvelles installations, tout particulièrement en ce qui concerne les études K^+ -noyau, ainsi que la mise en service de faisceaux de \bar{p} polarisés.

REFERENCES

- 1) B. Frois, Proc.Int.Conf.on Nuclear Physics, Florence (1983), Vol.II (Invited papers) p. 221.
- 2) A.S. Carroll et al., Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 806.
- 3) B.R. Martin, Nucl.Phys. B94 (1975) 413.
- 4) C.B. Dover and G.E. Walker, Phys.Reports 89 (1982) 1.
- 5) S.J. Watts et al., Phys.Lett. 95B (1980) 323.
- 6) B.R. Martin and G.C. Oades, Contribution to Baryon 80, Toronto, 1980.
- 7) K. Nakajima et al., Phys.Lett. 112B (1982) 80.
- 8) K. Hashimoto, Phys.Rev.C29 (1984) 1377.
- 9) W. Brückner et al., Phys.Lett. 169B (1986) 302.
- 10) W. Brückner et al., Phys.Lett. 158B (1985) 180 et 166B (1986) 113.
- 11) L. Linssen et al., preprint CERN-EP/87-36.
- 12) M. Kohno and W. Weise, Nucl.Phys.A454 (1986) 429.
- 13) A.S. Clough et al., Phys.Lett.146B (1984) 299.
- 14) V. Flaminio et al., Compilation of cross sections : p and \bar{p} induced reactions, CERN-HERA 84-01 (1984).
- 15) R.P. Hamilton et al., Phys.Rev.Lett.44 (1980) 1182.
- 16) W.W. Buck, C.B. Dover and J.M. Richard, Ann.Phys.(NY)121 (1979) 47 et 70.
- 17) C.B. Dover, Workshop on the Design of a Low Energy Antimatter Facility in the USA, Madison (1985).
- 18) C.B. Dover, Second Conference on the Intersection between Particle and Nuclear Physics, Lake Louise (1986).
- 19) A.M. Green, Nucl.Phys. A463 (1987) 103c.
- 20) C.B. Dover and J.M. Richard, Phys.Rev.C21 (1980) 1466.
- 21) J. Coté et al., Phys.Rev.Lett.48 (1982) 1319.
- 22) C.B. Dover and D.J. Millener, Antinucleon and Nucleon-Nucleus interaction (eds, G.E. Walker, C.D. Goodman and C. Olmer, Plenum, 1985, p.25).
- 23) R.J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics, eds W.E. Brittin et al., Interscience, NY, 1959, Vol. I.
- 24) A.K. Kermann, H. McManus and R.M. Thaler, Ann.Phys.(NY) 8 (1959) 551.
- 25) B.C. Clark et al., Phys.Rev.Lett. 50 (1983) 1644.
- 26) J.D. Lumpe and L. Ray, Phys.Lett.B186 (1987) 263.
- 27) L. Ray and G.W. Hoffmann, Phys.Rev. C31 (1985) 538.
- 28) Y. Abgrall and J. Labarsouque, Nucl.Phys. A426 (1984) 431.
- 29) Y. Abgrall et al., Nucl.Phys.A316 (1979) 389.
- 30) G.D. Alkhozov et al., Phys.Reports 420 (1978) 89.
- 31) A. Chaumeaux, V. Layly and R. Schaeffer, Ann.Phys.(NY) 116 (1978) 247.
- 32) J.D. Lumpe and L. Ray, Phys.Rev. C35 (1987) 1040.
- 33) D. Marlow et al., Phys.Rev. C25 (1982) 2619.
- 34) L. Ray, Nucl.Phys. A335 (1980) 443.
L. Ray et al., Phys.Rev. C18 (1978) 2641.
L. Ray and M.M. Gazzaly, preprint.
- 35) D. Garreta et al., Phys.Rev.Lett. 149B (1984) 64.
- 36) J. Lichtenstadt et al., Phys.Rev. C32 (1985) 1096.
- 37) E. Friedman and J. Lichtenstadt, Nucl.Phys. A455 (1986) 573.
- 38) W.R. Coker et al., Phys.Rev. C31 (1985) 1412.
J.D. Lumpe and L. Ray, Phys.Rev. C33 (1986) 665.
- 39) Y. Abgrall, R. Belaidi and J. Labarsouque, Nucl.Phys. A462 (1987) 781.
- 40) M. Girod, D. Gogny and B. Grammaticos, Comptes Rendus de la 7ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois (1983).
M. Girod and D. Gogny, communication privée.
- 41) R.D. Koshel, P.J. Moffa and E.F. Redish, Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 1319.
- 42) M.C. Lemaire et al., Nucl.Phys.A456 (1986) 557.
- 43) R. Birsa et al., Phys.Lett. 155B (1985) 437.
- 44) J. Mahalanabis, Nucl.Phys. A457 (1986) 477.
- 45) T. Suzuki, Nucl.Phys. A444 (1985) 659.