

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

pour obtenir le grade de Docteur Ès-Sciences Physiques

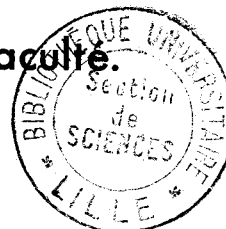
par

JEAN CORTOIS



1^{re} THÈSE : Contribution à l'Etude des Interactions dans
l'Etat final lors de l'absorption de l'Hypéron Σ^-
dans le Deutérium.

2^{me} THÈSE : Propositions données par la Faculté.



Soutenues le 3 *Fevrier* 1968, devant la Commission d'Examen

| | |
|----------------------|------------------|
| M. TILLIEU | Président |
| M. WERTHEIMER | Examineur |
| M. FOURET | Examineur |
| M. LURÇAT | Invité |

UNIVERSITE DE LILLE
FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. H LEFEBVRE, M PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER,
DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P GERMAIN, KAMPE DE PERIET,
LAMOTTE, LELONG, KOURGANNOFF, Mme LELONG, MM MAZET, A MICHEL,
NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE,
ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

PROFESSEURS

| | |
|-------------------------|--------------------------------|
| M. BACCHUS Pierre | Astronomie et Calcul Numérique |
| M. BEAUFILS Jean-Pierre | Chimie Générale |
| M. BONNEMAN Pierre | Chimie Industrielle |
| M. BECART Maurice | Physique |
| M. BLOCH Vincent | Psychophysiologie |
| M. PONTE Antoine | Géologie Appliquée |
| M. BOUGHON Pierre | Mathématiques |
| M. BOUISSET Simon | Physiologie Animale |
| M. BOURIQUET Robert | Botanique |
| M. CELET Paul | Géologie Générale |
| M. CONSTANT Eugène | Radioélectricité |
| M. CORSIN Pierre | Paléobotanique |
| M. DECUYPER Marcel | Mathématiques |
| M. DEDECKER Paul | Mathématiques |
| M. DEFRETIN René | Biologie Marine |
| M. DEHORS Roger | Automatique |
| M. DELATTRE Charles | Géologie Générale |
| M. DELBAU Paul | Géologie et Minéralogie |
| M. DELMAYE Michel | Chimie Physique et Minérale |
| M. DESCOMBES Roger | Mathématiques |
| M. DURCHON Maurice | Zoologie |
| M. FOURET René | Physique |
| M. GABILLARD | Radioélectricité |
| M. GLACET Charles | Chimie Organique |
| M. GONTIER Gérard | Mécanique des Fluides |
| M. HEIM DE DALZAC Henri | Zoologie |
| M. HEUBEL Joseph | Chimie Minérale |
| M. HOCQUETTE Maurice | Botanique |
| M. LEBEGUE André | Botanique CSU Amiens |
| Mme LEBEGUE Georgette | Physique CSU Amiens |
| M. LEBRUN André | Radioélectricité |
| M. LEFEBVRE Henri | Chimie Appliquée |
| Mlle LENOELE Jacqueline | Physique |
| M. LIEBART Robert | IUT |
| M. LINDER Robert | Botanique |
| M. LUCQUIN Michel | Chimie Physique |

| | |
|---------------------------|---------------------------|
| M. MARION Ernest | Chimie CSU Amiens |
| M. MARTINOT-LAGARDE André | Mécanique des Fluides |
| Mlle MARQUET Simone | Mathématiques |
| M. MENNESSIER Guy | Géologie CSU Amiens |
| M. MONTARIOL Frédéric | Chimie Minérale Appliquée |
| M. MONTREUIL Jean | Chimie Biologique |
| M. MORIANEZ Michel | Physique |
| M. MOUVIER Gérard | Chimie Saint-Quentin |
| M. PARREAU Michel | Mathématiques |
| M. PEREZ Jean-Pierre | Physique |
| M. PHAM MAU QUAN | Mathématiques |
| M. POUZET Pierre | Calcul Numérique |
| M. PROUVOST Jean | Géologie et Minéralogie |
| M. SAVARD Jean | Chimie Générale |
| M. SCHILTZ René | Physique |
| M. SCHALLER François | Zoologie |
| Mme SCHWARTZ Marie Hélène | Mathématiques |
| M. TILLIEU Jacques | Physique Théorique |
| M. TRIDOT Gabriel | Chimie Minérale Appliquée |
| M. VAZART Bernard | Botanique Amiens |
| M. VIVIER Emile | Zoologie CSU Amiens |
| M. WATERLOT Gérard | Géologie et Minéralogie |
| M. WERTHEIMER Raymond | Physique Générale |

MAITRES DE CONFERENCES

| | |
|-----------------------------|--------------------------|
| M. ATTEIA Marc | Calcul Numérique |
| M. BELLET Jean | Physique |
| M. BENABOU Jean | Mathématiques |
| M. BILLARD Jean | Physique |
| M. BOILLET Pierre | Physique |
| M. BUI TRONG LIEU | Mathématiques |
| M. CHERRUAULT Yves | Mathématiques |
| M. CHEVALIER Alfred | Mathématiques CSU Amiens |
| M. DERCOURT Jean-Michel | Géologie et Minéralogie |
| M. DEVRAINNE Pierre | Chimie Minérale |
| Mme DIXMIER Suzanne | Mathématiques CSU Amiens |
| Mme DRAN Raymonde | Chimie Organique |
| M. DUQUESNOY Alain | Chimie CSU Amiens |
| M. GOUDMAND Pierre | Chimie Physique |
| M. GUILBAULT Pierre | Physiologie Animale |
| M. GUILLAUME Jean | Botanique |
| M. HANGAN Théodor (Associé) | Mathématiques |
| M. HENRY Lucien | Physique CSU Amiens |
| M. HERZ Jean-Claude | Calcul Numérique |
| M. HEYMAN Michel | Physique CSU Amiens |
| M. HUARD DE LA MARRE Pierre | Calcul Numérique |
| M. JOLY Robert | Zoologie CSU Amiens |
| M. LABLACHE-COMBIER Alain | Chimie Générale |
| M. LACOSTE Louis | Botanique |
| M. LAMBERT Gérard | Physique Saint-Quentin |

| | |
|------------------------|--------------------------------------|
| M. LANDAIS Jean | Chimie Organique |
| M. LEHMANN Daniel | Mathématiques |
| Mme LEHMANN Josiane | Mathématiques |
| M. LOUCHEUX Claude | Chimie Physique |
| M. MAES Serge | Physique |
| M. METTETAL Christian | Zoologie CSU Amiens |
| M. MONTEL Marc | Physique |
| M. NGUYEN PHONG CHAU | Mathématiques Saint-Quentin |
| M. PANET Marius | Automatique |
| M. PARSY Fernand | Mathématiques Appliquées |
| M. RACZY | Physique CSU Valenciennes |
| M. SAADA Georges | Physique |
| M. SEGARD Emile | Chimie Biologique |
| M. TUDO Joseph | Chimie Minérale Appliquée CSU Amiens |
| M. VAILLANT Jean | Mathématiques |
| M. VIDAL Pierre | Automatique |
| Mme ZINN-JUSTIN Nicole | Mathématiques |

A mon Père

A ma Femme

TABLE DES MATIERES

| | |
|--|----|
| <u>Chapître 1</u> - INTRODUCTION | 1 |
| <u>Chapître 2</u> - EVALUATION DES ELEMENTS DE LA MATRICE TRANSITION T | 9 |
| 1- <i>Potentiel et équation de Schrödinger</i> | 10 |
| 1-A) Equation de Schrödinger des transitions dans l'état singulet | 18 |
| 1-B) Equation de Schrödinger des transitions dans l'état triplet | 19 |
| 1-C) Données numériques | 21 |
| 2- <i>Calcul de la matrice T</i> | 24 |
| <u>Chapître 3</u> - PREMIER CALCUL DES TAUX ET DU RAPPORT DE BRANCHEMENT TENANT COMPTE DE L'INTERACTION n-n | 28 |
| 1- <i>Etats initial et final</i> | 29 |
| 2- <i>Eléments de matrice de l'amplitude de diffusion</i> | 30 |
| 2-A) Calcul de $A_g(\pm, J)$ | 35 |
| a) Partie de spin | 35 |
| b) Partie d'espace | 36 |
| (i) Etat triplet n-n | 36 |
| (ii) Etat singulet n-n | 36 |
| 2-B) Calcul de $A_v(\pm, J)$ | 37 |
| a) Partie de spin | 37 |
| b) Partie d'espace | 38 |

(ii)

| | |
|---|----|
| 2-C) Calcul de $A_T(\pm, J, S', M')$ | 38 |
| a) Calcul de $A_T^{(1)}(\pm, J=1/2, S', M')$ | 39 |
| (i) Partie de spin $\Sigma_{T,ij}(\pm, 1/2, S', M')$ | 39 |
| (ii) Partie de spin $\Sigma_{T,ij}(\pm, 3/2, S', M')$ | 40 |
| (iii) Partie spatiale $R_{T,ij}(\pm)$ | 40 |
| - Etat triplet n-n $R_{T,ij}(-)$ | 42 |
| - Etat singulet n-n $R_{T,ij}(+)$ | 42 |
| b) Calcul de $A_T^{(2)}(\pm, J)$ | 44 |
| (i) Partie de spin $\Sigma_{T,ij}(\pm, J)$ | 44 |
| (ii) Partie spatiale $R_T(\pm)$ | 45 |
| 3- Calcul des probabilités de transition, spectres d'impulsion et rapport de branchement | 45 |
| A) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 1/2, \Sigma^0)$ | 46 |
| (i) Etat triplet n-n | 46 |
| (ii) Etat singulet n-n | 47 |
| B) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 3/2, \Sigma^0)$ | 50 |
| (i) Etat triplet n-n | 50 |
| (ii) Etat singulet n-n | 50 |
| C) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 1/2, \Lambda)$ | 50 |
| (i) Etat triplet n-n | 50 |
| (ii) Etat singulet n-n | 52 |
| D) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 3/2, \Lambda)$ | 53 |
| (i) Etat triplet n-n | 53 |
| (ii) Etat singulet n-n | 55 |
| E) Tracé des spectres d'impulsion totaux | 59 |
| (i) Spectre de production des Λ | 59 |
| (ii) Spectre de production des Σ^0 | 59 |
| F) Probabilités de transition et rapport de branchement | 64 |

Chapitre 4 - SECOND CALCUL DES TAUX ET DU RAPPORT DE

BRANCHEMENT TENANT COMPTE DE L'INTERACTION n-n 67

1 - *Eléments de la matrice amplitude de diffusion* 671-A) Calcul de $A_s(v)(\pm, J)$ 67a) Partie de spin $\Sigma_s(v)(\pm, J)$ 67b) Partie d'espace $R_s(v)(\pm, J)$ 68

(i) Etat triplet n-n 68

(ii) Etat singulet n-n 68

1-B) Calcul de $A_T(\pm, J, S', M')$ 68a) Calcul de $A_T^{(1)}(\pm, J, S', M')$ 68

(i) Etat triplet n-n 68

(ii) Etat singulet n-n 69

b) Calcul de $A_T^{(2)}(\pm, J)$ 69

(i) Etat triplet n-n 69

(ii) Etat singulet n-n 69

2 - *Calcul des probabilités, spectres et rapport
branchement* 702-A) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 1/2, \Sigma^0)$ 70

(i) Etat triplet n-n 70

(ii) Etat singulet n-n 70

2-B) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 3/2, \Sigma^0)$ 71

(i) Etat triplet n-n 71

(ii) Etat singulet n-n 71

2-C) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 1/2, \Lambda)$ 73

(i) Etat triplet n-n 73

(ii) Etat singulet n-n 73

2-D) Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, 3/2, \Lambda)$ 75

(iv)

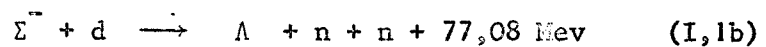
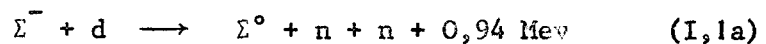
| | |
|---|-----------|
| (i) Etat triplet n-n | 75 |
| (ii) Etat singulet n-n | 75 |
| 3 - Probabilités de transition et rapport de branchement | 77 |
| Chapitre 5 - ETUDE DE L'EVENTUALITE DE L'INTERACTION Σ°-n | |
| DANS L'ETAT FINAL. | 78 |
| 1 - Fonctions d'onde de l'état final | 80 |
| (i) Particules Σ° -n dans l'état 3S_1 | 80 |
| (ii) Particules Σ° -n dans l'état 1S_0 | 81 |
| (iii) Etats finals de spin | 81 |
| 2 - Calcul des amplitudes de diffusion | 82 |
| 2-A) Etat de moment angulaire total $J = 1/2$ | 82 |
| (i) Etat triplet n-n | 82 |
| (ii) Etat singulet n-n | 82 |
| 2-B) Etat de moment angulaire total $J = 3/2$ | 83 |
| 3 - Calcul des probabilités de transition | 84 |
| 3-A) Etude de la probabilité de transition pour la réaction $\Sigma^{\bar{}} + d \rightarrow \Sigma^{\circ} + n + n \rightarrow \Sigma^{\circ} + 2n$ | 84 |
| 3-B) Etude de la probabilité de transition pour la réaction $\Sigma^{\bar{}} + d \rightarrow \Sigma^{\circ} + 2n \rightarrow \Lambda + 2n$ | 90 |
| CHAPITRE 6 - CONCLUSION | 97 |
| 1 - Discussion des résultats du chapitre 2 concernant les éléments de la matrice transition T | 98 |
| 2 - Discussion des résultats du chapitre 3 | 100 |
| 2-1) Rapport de branchement et probabilités de transition | 100 |
| 2-2) Spectres d'impulsion | 101 |

| | |
|---|-----|
| 3 - Discussion des résultats des chapitres 4 et 5 | 102 |
| 3-1) Résultats relatifs au rôle de l'interaction n-n (Ch.4) | 103 |
| 3-2) Résultats relatifs au rôle de l'interaction Σ^0 -n (Ch.5) | 104 |
| 4 - Conclusion | 108 |
| <u>APPENDICE A</u> | 112 |
| A -1) Opérateur d'isospin des hyperons | 112 |
| A -2) Opérateur d'échange des Σ en Λ | 112 |
| A -3) Opérateur de passage de la base isospin à la base des voies | 112 |
| <u>APPENDICE B</u> | 114 |
| B -1) Expression des potentiels V^Y du Ch. 2 | 114 |
| A- Expression de V^1 | 114 |
| B- Expression de V^X | 114 |
| C- Expression de V^{11} | 115 |
| B -2) Expression des fonctions A_k entrant dans les équations (2,14) | 115 |
| <u>BIBLIOGRAPHIE</u> | 117 |

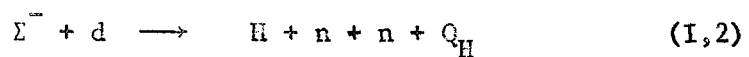
CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Nous étudions les interactions suivantes :



généralisées sous la forme :



Une quantité accessible expérimentalement est le rapport de branchement

$$r = \frac{N(\Sigma^0)}{N(\Sigma^0) + N(\Lambda)} \quad (\text{I, 3})$$

où $N(H)$ est le nombre d'hypérons H dans l'état final de la réaction (2).

L'expérience donne {1}

$$r = 0,037 \pm 0,022 \quad (\text{I, 4})$$

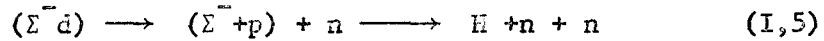
Cette quantité caractérise la capture au repos du Σ^- par le deutéron.

Dans la capture au repos, le Σ^- , qui possède une impulsion faible,

tombe sur une orbite de Bohr autour du noyau après en avoir chassé un électron. On admet qu'il y a formation d'un état lié ($\Sigma^- d$).

Suivant l'idée de Day, Snow et Sucher {2} reprise par Chen {3} et Neville {4}, on supposera que la capture se produit sur une orbite S.

Nous utiliserons l'approximation "impulse" {5} c'est à dire que nous admettons le schéma de l'interaction suivant :



En d'autres termes on fait l'hypothèse dans la quelle l'absorption du Σ^- est produite uniquement par l'action du proton, le neutron restant inchangé ou "spectateur" lors de la réaction. Cette approximation n'est valable que dans le cas où n'existe aucune diffusion multiple ; or la portée des forces nucléaires étant faible, il semble légitime de négliger les effets provenant de l'interaction de plus de deux particules. Par ailleurs d'autres articles utilisant l'approximation impulse répondent affirmativement à la question concernant sa validité dans ce problème {2}, {6} .

Nous supposons donc que l'interaction de base est :



En conséquence, la matrice de transition est :

$$T' = \int \tilde{\Psi}_3^{(-)}(\vec{x}_3) \tilde{\Psi}_2^{(-)}(\vec{x}_2) T'(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3; \vec{k}_{32}) \tilde{\Psi}_3^{(+)}(\vec{x}_3) \times \tilde{\Psi}_2^{(+)}(\vec{x}_2) d^3x_3 d^3x_2 \quad (I,7)$$

où \vec{x}_1 , \vec{x}_2 , \vec{x}_3 sont respectivement les positions du neutron spectateur, de l'autre neutron et de l'hypéron H. On a supposé qu'au moment de l'interaction les \vec{x}_i sont à la fois les positions des particules de l'état initial et de l'état final. \vec{k}_{32} est l'impulsion relative des particules

H et n de l'état final de (I,6) : $\vec{K}_{32}^i = \frac{m\vec{K}_3^i - m_3\vec{K}_2^i}{m + m_3}$

On a noté \vec{K}_i^i (\vec{K}_i) l'impulsion dans l'état final (initial) de la particule i ; m est la masse du nucléon et m_3 celle de l'hypéron H.

$\tilde{\Psi}_i^{(-)}(\vec{x}_i)$, $\tilde{\Psi}_i^{(+)}(\vec{x}_i)$ sont les opérateurs de création et d'annihilation du fermion i en \vec{x}_i .

Dans le cas le plus général, T^i est la somme de trois interactions : scalaire, vectorielle, tensorielle ; donc $T^i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3; \vec{K}_{32}^i)$ doit posséder la forme :

$$T^i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3; \vec{K}_{32}^i) = C \left\{ A_H + B_H \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 + C_H \{ 3(\vec{\sigma}_2 \vec{K}_{32}^i)(\vec{\sigma}_3 \vec{K}_{32}^i) - \right. \\ \left. - \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 \vec{K}_{32}^i \cdot 2 \} \right\} \Theta(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) \quad (I,8)$$

Le facteur C est un coefficient de normalisation égal à $\frac{\sqrt{E_3^i E_2^i E_3 E_2}}{E_{32}}$

E_i^i (E_i) étant l'énergie de la particule i dans l'état final (initial) et E_{32} l'énergie de chaque état de la réaction fondamentale (I,6) dont la matrice de transition T est donnée par :

$$T = A_H + B_H \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 + C_H \{ 3(\vec{\sigma}_2 \vec{K}_{32}^i)(\vec{\sigma}_3 \vec{K}_{32}^i) - \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 \vec{K}_{32}^i \cdot 2 \} \quad (I,8')$$

$\vec{\sigma}_i$ est l'opérateur de spin du fermion i.

A_H , B_H , C_H sont des paramètres qui seront déterminés au chapitre 2 ; ils dépendent de l'énergie, mais dans le domaine des basses énergies où nous travaillons, ils seront considérés comme des constantes.

L'expression $\Theta(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ est fonction de la position relative des trois particules au moment de l'interaction. Le choix de cette expression est soumis à une hypothèse supplémentaire car notre connaissance de la

région d'interaction est très imprécise. Couramment on fait l'approximation de la portée nulle ; c'est à dire qu'on suppose que l'interaction se produit lorsque l'hypéron Σ^- et le proton se trouvent à la même position, indépendante de celle du neutron. La forme utilisée pour Θ est alors la "fonction" $\delta(\vec{x}_2 - \vec{x}_3)$. En fait les particules en interaction se trouvent dans une certaine région de rayon petit mais non nul, renfermant probablement d'ailleurs le neutron spectateur. C'est pour cette raison que nous ferons également les calculs du rapport de branchement théorique avec une seconde hypothèse moins restrictive que la première : nous tiendrons compte de la portée non nulle des forces nucléaires en première approximation, en supposant qu'au moment de l'interaction, l'hypéron se trouve au centre de masse du deutéron ce qui est évidemment compatible avec l'hypothèse de l'approximation impulsive ; par conséquent dans ce cas $\Theta(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ doit être égale à

$$\delta(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}) .$$

Dans le chapitre 2, nous évaluons les coefficients A_H , B_H , C_H de la matrice T pour la réaction de base (I,6) à partir de la théorie de la portée effective de Ross et Shaw {7}{8} . Nous intégrons alors les équations de Schrödinger construites à partir d'un potentiel phénoménologique tenant compte de l'échange d'un et de deux pions entre l'hypéron et le nucléon. Ce potentiel convenant assez bien aux basses énergies auxquelles nous travaillons.

Au chapitre 3, nous calculons les taux $\omega(J,H)$ des différentes réactions (I,1a) et (I,1b) (J étant le moment angulaire total de chaque état), ainsi que le rapport de branchement r. Nous utilisons dans cette étude l'approximation de la portée nulle. Dans le domaine des impulsions élevées

des hyperons de l'état final, l'impulsion relative des deux neutrons est faible et par conséquent on peut supposer que ceux-ci interagissent dans l'état final ; en particulier dans la réaction (I,1a) où l'énergie utilisable dans l'état final est très faible (0,94 Mev).

Nous calculerons dans cette partie le rapport de branchement en tenant compte de cette interaction finale et comparerons avec le résultat obtenu sans prendre en considération cette dernière.

Dans le chapitre 4 le même problème est étudié en faisant l'approximation de la portée non nulle des forces que nous avons présentée plus haut ; les résultats seront comparés à ceux du chapitre 3.

Dans le chapitre 5 nous étudions la possibilité d'une interaction finale hyperon-neutron pour la réaction (I,1a) avec la même hypothèse sur θ qu'au chapitre 4. Cette idée nous est donnée par des considérations sur les valeurs des impulsions relatives des différentes particules de l'état final de (I,1a) et également par la présence d'une telle interaction forte entre Σ^0 et n lors de l'absorption de Σ^- dans l'hydrogène. Ici l'étude de ce problème est rendue difficile par la présence de deux particules indiscernables, circonstance dont la conséquence directe est que l'impulsion relative des deux particules interagissantes n'est pas une observable du problème (les seules observables étant l'impulsion de l'hyperon H et celle relative des deux neutrons).

Karplus et Rodberg {9} ont étudié une interaction secondaire entre ces mêmes particules, mais au point de vue du calcul, étant donnée l'absence dans leur réaction de particules identiques, l'étude citée est identique à celle du chapitre 3 prenant en compte une possible interaction n-n.

Il est à remarquer qu'il est obligatoire dans le calcul du chapitre 5 de supposer les positions du Σ^- et du proton non confondues, sinon il est impossible de prendre en considération une éventuelle interaction $\Sigma^- n$: des divergences intervenant dans les expressions des taux évalués à partir de l'hypothèse de chapitre 3 sur les positions.

Les considérations des chapitres 3, 4 et 5 nous sont dictées par la quasi-certitude que les interactions dans l'état final ont une grande importance dans ce problème et tendent à favoriser le taux de la réaction (I, 1a) par rapport à celui de (I, 1b). En effet l'espace de phase pour chacune des deux réactions s'écrit :

$$\Gamma_H = \int_0^{P_H(\max)} \frac{P_H \cdot dP_H}{m_H + \frac{P_H^2}{2m_H}} \frac{1}{s} \sqrt{s(s-4m^2) \{s-(M-m_H)^2\} \{s-(M+m_H)^2\}}$$

$$\text{avec } s = (M-m_H)^2 - 2M \frac{p_H^2}{2m}$$

M = masse de l' "atome" (Σ^- d)

m = masse du nucléon

P_H, m_H = impulsion et masse de l'hypéron H

Le rapport $\frac{\Gamma_{\Sigma^0}}{\Gamma_{\Lambda} + \Gamma_{\Sigma^0}}$ calculé en tenant compte uniquement de l'espace

de phase est de l'ordre de $0,15 \cdot 10^{-3}$ soit environ 100 fois plus

faible que la limite inférieure du rapport de branchement expérimental.

On est donc tenté d'expliquer cette augmentation par des interactions

dans l'état final surtout sensibles pour la réaction (I, 1a). Une tentative

de ce genre a déjà été faite par Chen {3}, Neville {4} en tenant

compte de l'interaction $n-n$. Le résultat de Neville est 4 fois plus fort

que la limite supérieure de la valeur expérimentale. Il n'est pas certain

cependant qu'il faille en accuser une surestimation de l'effet de l'interaction $n-n$: le choix peu judicieux des énergies auxquelles sont calculés les éléments de la matrice transition T , découlant d'une hypothèse criticable concernant l'impulsion du neutron spectateur, peut avoir des conséquences importantes sur le résultat final.

Nous ne possédons pas la courbe expérimentale montrant le nombre de particules Σ^0 créées en fonction de leurs impulsions; par contre ce spectre est connu {1} pour la production des Λ , nous pouvons donc éprouver d'une seconde façon les résultats théoriques relatifs à (I,1b).

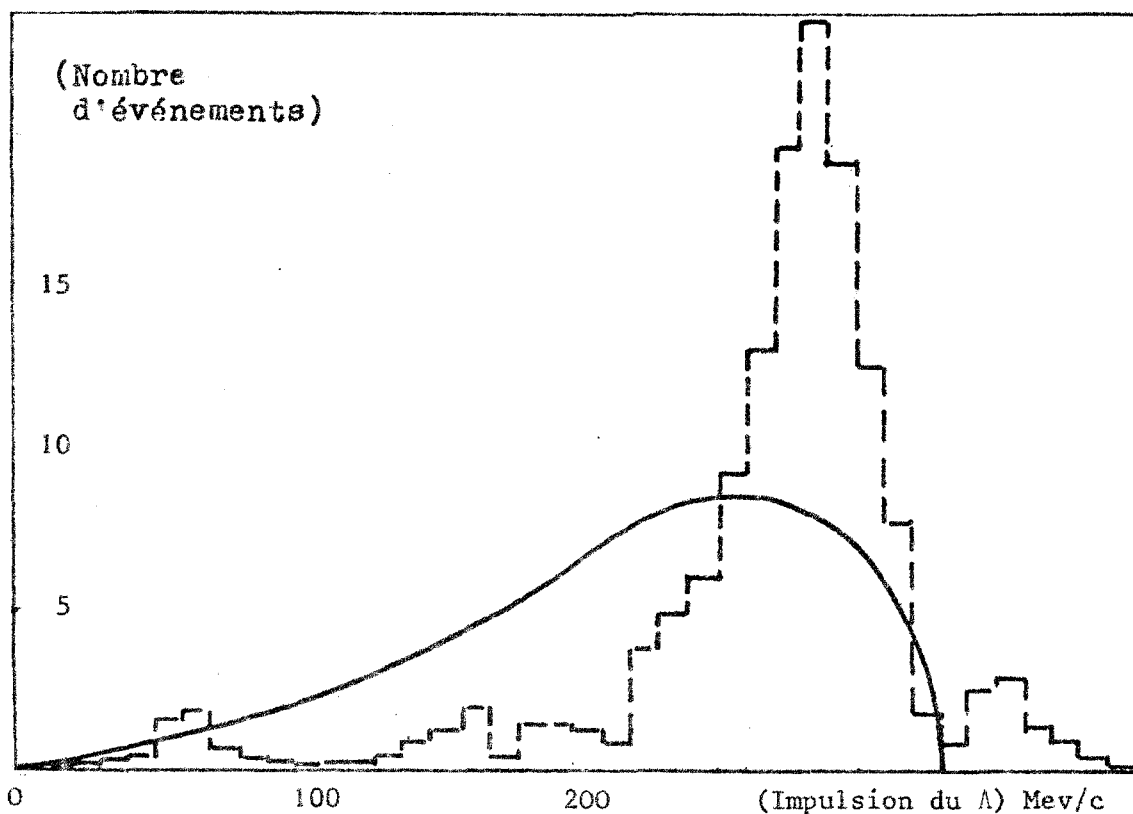


FIG.1. Courbes comparées de l'espace de phase et du spectre expérimental de production des Λ

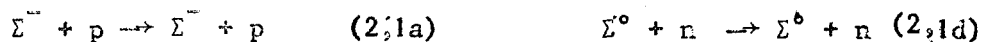
En particulier la figure 1 montre en pointillé la courbe expérimentale du nombre de Λ créés en fonction de l'impulsion et en trait plein l'espace de phase fonction de ce même paramètre. Les aires des 2 courbes sont égales. Supérieur au spectre expérimental jusqu'à environ 250 MeV/c, l'espace de phase est ensuite "aplati" par rapport à l'expérience dont la courbe représentative donne intuitivement l'idée d'un renforcement aux grandes valeurs des impulsions de l'hypéron.

Néanmoins, il est à remarquer que la courbe expérimentale est construite à partir d'un nombre restreint d'événements (145) et présente donc très probablement une certaine faiblesse de résolution. Il est possible par conséquent qu'un pic représentant une quelconque interaction dans l'état final soit masqué par ce manque de résolution et il serait donc souhaitable de posséder des résultats expérimentaux plus nombreux et plus précis.

CHAPITRE 2

EVALUATION DES ELEMENTS DE LA MATRICE DE TRANSITION T

Nous cherchons les paramètres A_H , B_H , C_H définis par l'équation (1,8') ; ils sont liés aux éléments correspondants de la matrice Transition T pour les différentes réactions :



et leurs inverses , ceci pour les états de spin Triplet et Singulet et pour les différents états de moments orbitaux possibles dans notre problème c'est à dire $l = 0$ et $l = 2$ puisque nous tenons compte des forces tensorielles dans le mécanisme des réactions à étudier.

Le problème est donc celui de la détermination de la matrice T correspondant aux différentes transitions possibles entre les 3 voies (Λn) , $(\Sigma^{\circ} n)$, $(\Sigma^{\bar{}} p)$ se trouvant dans les états de moment orbital 0 ou 2 et dans les états de spin triplet ou singulet. Le premier stade est la résolution de l'équation de Schrödinger matricielle des voies. Puis

les formes asymptotiques des solutions ainsi obtenues permettent de définir la matrice $M = -\frac{1}{A}$ où A est la matrice longueur de diffusion généralisée. Le deuxième stade est l'écriture de la matrice de transition T {8} {10} dont on déduit les paramètres cherchés.

1 - POTENTIEL ET EQUATION DE SCHRODINGER

Pour un moment angulaire J et un spin initial S totaux, la fonction d'onde totale du système est solution de l'équation de Schrödinger :

$$(H_0 + V) \Psi_{J,S;(\vec{K})}(\vec{r}) = E \Psi_{J,S;(\vec{K})}(\vec{r}) \quad (2,3a)$$

où H_0 est l'hamiltonien lorsqu'il n'y a pas d'interaction

V est la matrice potentiel régissant les transitions (2,1)

E est l'énergie totale

(2,3a) se met sous forme réduite :

$$(\nabla_r^2 + K^2 + v) \Psi_{J,S;(\vec{K})}(\vec{r}) = 0 \quad (2,3b)$$

où $v = 2M_r V$ est la matrice potentiel réduit

M_r est la matrice masse réduite des voies

Nous plaçons \vec{K} en indice pour préciser que la fonction d'onde dépend du vecteur matrice impulsion des voies. Ce qui nous intéresse est la fonction d'onde ne dépendant que du module de \vec{K} et de \vec{r} . Pour l'obtenir nous décomposons $\Psi_{J,S;(\vec{K})}(\vec{r})$ en une somme de sous-états de moments angulaires totaux J , soit :

$$\Psi_{J,S;(\vec{K})}(\vec{r}) = \sum_{\substack{\ell^1 \ell^2 \mu^1 \mu^2 \\ S^1 m^1 \ell^1}} Y_{\ell^1}^{\mu^1}(\vec{K}) Y_{\ell^2}^{\mu^2}(\vec{r}) \langle \ell^1 S^1 \mu^1 m^1 | J \ell^1 \rangle \langle \ell^2 S^2 \mu^2 m^2 | J \ell^2 \rangle \langle S^1 m^1 S^2 m^2 | S^1 m^1 \rangle \times \\ \times \Psi_{\ell^1 S^1; J \ell^2 S^2}(\vec{K}) \quad (2,4)$$

La matrice $\Psi_{\ell^1 S^1; J \ell^2 S^2}(\vec{K})$ ne dépend que des modules des vecteurs \vec{K} et \vec{r}

et possède comme éléments $\Psi(r)$ où i et f sont respective-
 $f l' S' ; i j l S ; (K)$

ment les indices de l'état initial et de l'état final.

$|s_1 s_2 m_1 m_2 ; S' m' \rangle$ est la fonction de spin pour la valeur S' du spin de l'état final avec la composante m' sur l'axe de quantification, s_1^i et s_2^i les spins individuels des particules dans la voie finale, m_1^i et m_2^i leurs composantes.

Dans l'équation (2,4) la sommation doit être faite sur l et l' moments orbitaux des voies initiale et finale, sur leurs composantes μ et μ' , sur le spin final total S' et sa composante m' et enfin sur la composante M' du moment angulaire total J .

En définissant la matrice fonction d'onde radiale u par ses éléments :

$$u(r) = r \Psi(r)$$

$$f l' S' ; i l S ; J ; (K) \quad f l' S' ; i l S ; J ; (K)$$

on écrit l'équation de Schrödinger matricielle définitive sous la forme :

$$\frac{d^2 u}{dr^2} - \left[\frac{L'^2}{r^2} - K^2 + v \right] u = 0 \quad (2,5)$$

L' étant la matrice moment orbital des voies, elle sera précisée ultérieurement ainsi que la matrice impulsion relative K .

Par la suite nous noterons 1, 2, 3 les voies (Λn) , $(\Sigma^0 n)$, $(\Sigma^+ p)$.

Le potentiel V est une matrice d'éléments V_{fi} (V_{fi} pouvant être eux-mêmes des matrices 2×2 dans le cas triplet). Pour déterminer V , nous supposons, suivant le calcul de Brueckner et Watson {11} pour l'interaction n - n , que toute transition $f \rightarrow i$ se produit par échange de deux pions au plus (FIG.2.) et négligerons donc l'échange de mésons K ou autres {12}. Un potentiel statique identique a été utilisé par De Swart

et Iddings {13} dans l'étude hyperon-nucléon, on l'obtient en négligeant les différences de masses entre les composants d'un même isomultiplet et en faisant ensuite un calcul analogue à celui de Brueckner et Watson pour la diffusion n-n.

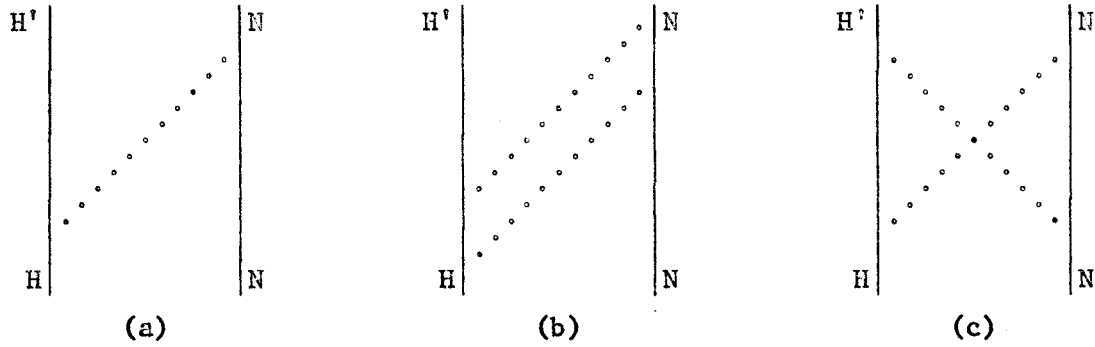


FIG.2. Echange d'un pion (a) ; échange parallèle (b) et croisé (c) de deux pions pris en considération dans le potentiel H-N suivant Brueckner et Watson.

Néanmoins une difficulté provient de la différence de masses Σ - Λ dont on peut facilement évaluer l'effet sur le potentiel $V_{\Lambda\Sigma}^1$ tenant compte de l'échange d'un seul pion. ΔE étant la variation d'énergie lors de la transition $\Sigma n \rightarrow \Lambda n$

$$\Delta E = \frac{K^2}{2m_\Sigma} - \frac{K^2}{2m_\Lambda} + m_\Sigma - m_\Lambda = \frac{K^2}{2m} - \frac{K^2}{2m} \quad (2,6)$$

on trouve {13} :

$$V^1 = -\frac{Fm_\pi}{2\pi} \left[1 - \frac{(\Delta E)^2}{m_\pi^2} \right]^{3/2} \int d^3P e^{i\vec{P}\vec{r}} \frac{(\vec{\sigma}_1\vec{P})(\vec{\sigma}_2\vec{P})}{(P^2 + m_\pi^2) + (\Delta E)^2} \quad (2,7)$$

avec F : coefficient dépendant des constantes de couplage
 m_π : masse du pion échangé (moyenne des masses)

$\vec{P} = \vec{K}' - \vec{K}$ différence des impulsions des fermions de la voie finale et initiale dans le système centre de masse. (Figure 3)

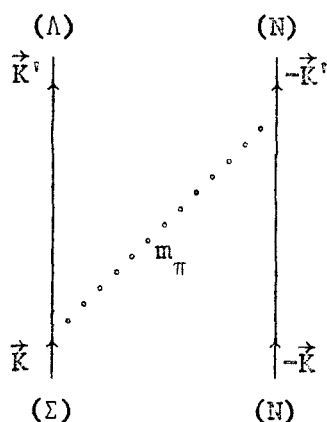


FIG.2,3. Graphe pour l'étude de $V_{\Lambda\Sigma}^1$

Dans le cas où la transition se fait entre deux composants d'un même isomultiplet, on a $\Delta E = 0$ dans (2,7).

D'après l'équation (2,6) le problème de la détermination de ΔE rejoint celui de l'énergie à laquelle nous évaluerons les éléments de la matrice T.

Or, il est évident que pour notre étude, l'impulsion du neutron spectateur de l'équation (1,1) influe sur cette détermination.

Neville {4} choisit pour cette impulsion la valeur nulle. Il semble que son choix soit guidé par le fait qu'il se sert des résultats de De Swart et Dullemond {10} {14} évalués à des énergies voisines de celles intervenant pour les différentes voies à 2 particules qui nous intéressent dans le cas de l'absorption ($\Sigma^- d$) lorsqu'on considère l'impulsion K_n du neutron spectateur comme nulle.

Dans ce travail, nous évaluerons, contrairement à Neville, les impulsions des voies en prenant en considération la valeur la plus probable de l'impulsion du neutron spectateur.

Revenons donc au problème à 3 corps exposé dans l'introduction.

L'impulsion de la voie initiale ($\Sigma^- p$) : $K_{32}(\Sigma^-)$ est liée à l'impulsion du neutron spectateur par

$$K_{32}(\Sigma^-) = K_n \frac{m_{\Sigma^-}}{m_{\Sigma^-} + m_p} \quad (2,8)$$

Or d'après la fonction d'onde de Hulthen du deutéron (3,3) la valeur la plus probable de l'impulsion relative des nucléons du deutéron est environ $K_{12} = 43 \text{ Mev/c}$; si on suppose que la capture du Σ^- se produit au repos, l'impulsion de cette particule est nulle et par conséquent la valeur la plus probable pour l'impulsion du neutron spectateur est $K_n = 43 \text{ Mev/c}$. Nous prendrons comme impulsions $K_{32}'(\Lambda)$, $K_{32}'(\Sigma^0)$, $K_{32}'(\Sigma^-)$ des 3 différentes familles de voies, les valeurs de ces impulsions correspondant à la valeur la plus probable pour K_n et compatibles avec la conservation de l'énergie dans la transition entre voies à 2 particules.

Nous noterons désormais et dans cet ordre K_1 , K_2 , K_3 les impulsions des voies ainsi déterminées.

En écrivant la conservation de l'énergie dans chaque transition on trouve : (1)

$$K_1 = 280,4 \text{ Mev/c} \quad (2,9a)$$

$$K_2 = 31,4 \text{ Mev/c} \quad (2,9b)$$

$$K_3 = 24,3 \text{ Mev/c} \quad (2,9c)$$

Cette dernière valeur étant donnée directement par l'équation (2,8).

Possédant les impulsions des voies, nous pouvons déterminer ΔE .

Nous obtenons avec $m_\pi = 137 \text{ Mev/c}$:

(1) -- Neville se sert des coefficients A, B, C calculés par
H H H

De Swart et Dullemond pour des impulsions des voies ayant pour valeurs :

$$K_1 = 281,3 \text{ Mev/c}$$

$$K_2 = 31,8 \text{ Mev/c}$$

$$K_3 = 0$$

a) Pour le potentiel régissant la transition $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$

$$\Delta E = 41,53 \text{ Mev soit pour le coefficient } \left(1 - \frac{(\Delta E)^2}{m_\pi^2}\right)^{3/2} = 0,865$$

b) Pour celui de la transition $\Sigma^0 n \rightarrow \Lambda n$

$$\Delta E = 41,32 \text{ Mev soit pour le coefficient } \left(1 - \frac{(\Delta E)^2}{m_\pi^2}\right)^{3/2} = 0,867$$

On peut considérer par conséquent que ces deux potentiels sont pra-

tiquement égaux : $V_{\Lambda\Sigma^-}^I = V_{\Lambda\Sigma^0}^I = V_{\Lambda\Sigma}^I$

On a estimé que la portée de $V_{\Lambda\Sigma}^I$ est 5% plus forte que celle de $V_{\Sigma\Sigma}^I$;

l'erreur introduite en négligeant la différence de masse $\Sigma - \Lambda$ est

donc faible dans le potentiel tenant compte de l'échange d'un seul

pion. Nous ferons donc cette simplification. L'effet de la différen-

ce de masse est sensiblement le même pour les potentiels provenant

de l'échange croisé ou parallèle de 2 pions. Mais ces potentiels étant

plus faibles que $V_{\Lambda\Sigma}^I$, l'erreur introduite est évidemment encore plus

minime.

Nous appellerons V^I , le potentiel H-N tenant compte de la contribution

de l'échange d'un pion, V^X et V^{II} les potentiels tenant compte de l'é-

change croisé et parallèle de 2 pions suivant la notation de Brueckner

et Watson {11}.

Le potentiel V construit par échange d'un et deux pions possédant

les propriétés d'indépendance de charge et d'invariance par renverse-

ment du temps est :

$$V = V_1 + I^2 V_2 + \vec{I} \cdot \vec{\tau} V_3 + \vec{\rho} \cdot \vec{\tau} V_4 \quad (2,10)$$

où \vec{I} , $\vec{\tau}$, $\vec{\rho}$ sont respectivement les opérateurs

- d'isospin des hyperons (voir appendice A)

- d'isospin des nucléons

- d'échange des Σ et Λ ou inversement (Appendice A)

Dans l'équation (2,10) les V_j ont comme expressions :

$$V_1 = 3f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma}^2 (V^X + V^{II}) \quad (2,11a)$$

$$V_2 = f_{NN}^2 (f_{\Sigma\Sigma}^2 - f_{\Sigma\Lambda}^2) (V^X + V^{II}) \quad (2,11b)$$

$$V_3 = f_{NN} f_{\Sigma\Sigma} V^I + f_{NN}^2 (f_{\Sigma\Sigma}^2 + f_{\Sigma\Lambda}^2) (V^X - V^{II}) \quad (2,11c)$$

$$V_4 = f_{NN} f_{\Sigma\Lambda} V^I + 2f_{NN}^2 f_{\Sigma\Sigma} f_{\Sigma\Lambda} (V^X - V^{II}) \quad (2,11d)$$

f_{NN} , $f_{\Sigma\Lambda}$, $f_{\Sigma\Sigma}$, sont les trois constantes de couplage pseudovectoriel, nous discuterons leurs valeurs au paragraphe 1,C : "Données numériques".

Si la réaction se produit dans l'état d'isospin total $T = 3/2$, la valeur propre $V_{3/2}$ de V dans cet état est :

$$V_{3/2} = V_1 + V_3 + 2V_2 \quad (2,10'_a)$$

par contre lorsque la réaction entre voies se produit dans l'état $T = 1/2$ les voies ΣN et ΛN sont couplées et la valeur propre de V est alors, dans l'espace isospin, la matrice :

$$V_{1/2} = \begin{vmatrix} U_{\Lambda\Lambda} & U_{\Sigma\Lambda} \\ U_{\Lambda\Sigma} & U_{\Sigma\Sigma} \end{vmatrix} \quad (2,10'_b)$$

où en raison de l'invariance parrenversement du temps : $U_{\Sigma\Lambda} = U_{\Lambda\Sigma}^*$

les éléments U_{HH} , satisfont les relations :

$$V |T=1/2, (\Lambda N) \rangle = U_{\Lambda\Lambda} |1/2, (\Lambda N) \rangle + U_{\Lambda\Sigma} |1/2, (\Sigma N) \rangle$$

$$V |T=1/2, (\Sigma N) \rangle = U_{\Sigma\Lambda} |1/2, (\Lambda N) \rangle + U_{\Sigma\Sigma} |1/2, (\Sigma N) \rangle$$

donc, grâce aux valeurs de \vec{I} et de $\vec{\rho}$ (Appendice A) :

$$\begin{aligned} U_{\Lambda\Lambda} &= V_1 \\ U_{\Lambda\Sigma} &= U_{\Sigma\Lambda} = -\sqrt{3} V_4 \\ U_{\Sigma\Sigma} &= V_1 + 2V_2 - 2V_3 \end{aligned} \quad (2,10')$$

Ces calculs ont été menés dans la base isospin, mais il est évident que le problème présent demande à être traité dans l'espace des voies. Nous utilisons donc la transformation de changement de bases donnée par De Swart et Dullemond { 10 } (Appendice A).

Dans l'espace des voies, le potentiel V est :

$$V = \begin{vmatrix} V_1 & -V_4 & \sqrt{2}V_4 \\ -V_4 & V_1 + 2V_2 & \sqrt{2}V_3 \\ \sqrt{2}V_4 & \sqrt{2}V_3 & V_1 + 2V_2 - V_3 \end{vmatrix} \quad (2,12)$$

Dans les équations (2,11) V^I , V^X et V^{II} ont pour forme générale :

$$V^Y = V_s^Y + V_v^Y \vec{\sigma}_3 \vec{\sigma}_2 + V_T^Y S_{32} \quad (2,11')$$

dans l'espace de configuration .

Les expressions de V_s^Y , V_v^Y et V_T^Y ($Y = I, X, II$) sont données dans l'appendice B . Les indices s, v, T indiquent qu'il s'agit de la partie scalaire, vectorielle, tensorielle du potentiel V^Y .

S_{32} est l'opérateur tensoriel :

$$S_{32} = 3 \frac{(\vec{\sigma}_3 \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_3 \vec{\sigma}_2$$

S_{32} est nul dans l'état singulet. Par contre c'est une matrice 2×2 dans l'état triplet : les éléments diagonaux correspondent aux

transitions :

$$l = 0 \longrightarrow l' = 0$$

$$l = 2 \longrightarrow l' = 2$$

Les éléments non-diagonaux à celles :

$$l = 0 \longrightarrow l' = 2$$

$$l = 2 \longrightarrow l' = 0$$

soit :

$$S = -\frac{2}{32} \frac{2}{2J+1} \times \begin{vmatrix} J-1 & -3\sqrt{J(J+1)} \\ -3\sqrt{J(J+1)} & J+2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 2\sqrt{2} \\ 2\sqrt{2} & -2 \end{vmatrix}$$

puisque ici $J = S = 1$

Dans l'état singulet V est donc une matrice 3×3 tandis qu'il s'agit d'une matrice 6×6 dans l'état triplet.

1 - A) Equation de Schrödinger des transitions dans l'état singulet

Dans l'état singulet :

$$S = S' = l = l' = J = 0$$

donc la fonction d'onde radiale $u(r)$ sera écrite simplement
 $u(r) = f_{l'S',i} \ell S_i(K)$
 fi

La matrice masse réduite est une matrice 3×3 diagonale ayant comme éléments

M_1, M_2, M_3 masses réduites des 3 voies. L'équation de Schrödinger matricielle se met alors sous la forme de 3 systèmes différentiels identiques

concernant les fonctions d'onde u_{1i}, u_{2i}, u_{3i} avec $i = 1, 2, 3$.

$$u_{1i} \quad u_{2i} \quad u_{3i}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{d^2 u_{1i}}{dr^2} + K_1^2 u_{1i} - 2M_1 V_1 u_{1i} + 2M_1 V_4 u_{2i} - 2M_1 \sqrt{2} V_4 u_{3i} = 0 \\
& 2M_2 V_4 u_{1i} + \frac{d^2 u_{2i}}{dr^2} + K_2^2 u_{2i} - 2M_2 (V_1 + 2V_2) u_{2i} - 2M_2 \sqrt{2} V_3 u_{3i} = 0 \\
& -2M_3 \sqrt{2} V_4 u_{1i} - 2M_3 \sqrt{2} V_3 u_{2i} + \frac{d^2 u_{3i}}{dr^2} + K_3^2 u_{3i} - 2M_3 (V_1 + 2V_2 - V_3) u_{3i} = 0
\end{aligned} \tag{2,13}$$

1 - B) *Equation de Schrödinger des transitions dans l'état triplet*

La fonction d'onde dans l'état triplet est maintenant une matrice 6×6 . En effet chaque élément $u(r)$ est une matrice 2×2 d'éléments $u_{fi}(r)$ (il est inutile de conserver les indices S, S', J des fonctions d'onde car le principe de conservation de la parité contraint le spin S' de l'état final à être égal à celui S de l'état initial et égal au moment angulaire total J ; ceci n'est vrai dans notre cas que parce que nous possédons les seuls moments orbitaux 0 et 2).

La partie radiale $u(r)$ de la fonction d'onde peut donc être écrite sous forme d'une matrice d'éléments $u_{fi}(r)$, chaque $u_{fi}(r)$ étant lui-même une sous-matrice 2×2 :

$$u_{fi} = \begin{vmatrix} u_{f0,i0} & u_{f2,i0} \\ u_{f0,i2} & u_{f2,i2} \end{vmatrix}$$

d'éléments $u_{fi}(r)$.

Les matrices masse réduite et impulsion des voies sont encore diagonales et ont comme éléments M_j et K_j , j étant l'indice de la voie,

mais M_j et K_j sont des sous-matrices 2-2 diagonales :

$$M_j = \begin{vmatrix} M_j & 0 \\ 0 & M_j \end{vmatrix} ; K_j = \begin{vmatrix} K_j & 0 \\ 0 & K_j \end{vmatrix}$$

Nous obtenons donc comme équation de Schrödinger 6 systèmes identiques de 6 équations différentielles. Chaque système possède comme solution le vecteur fonction d'onde à 6 composantes $u(r)$
 $f, l' = \text{Cste}; i = \text{Cste}, l$

dans laquelle $f = 1, 2$ ou 3 et $l = 0$ ou 2 .

{Par exemple : $u_{f2,il} = (u_{12,10}, u_{12,12}, u_{22,10}, u_{22,12}, u_{32,10}, u_{32,12})$ }

Le type du système à résoudre est :

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 u_{1,0}}{dr^2} + K_{1,1}^2 u_{1,0} - 2M_{1,1} A_1 u_{1,0} - 2M_{1,2} A_2 u_{1,2} - 2M_{1,3} A_3 u_{2,0} - 2M_{1,4} A_4 u_{2,2} \\ & \quad + 2\sqrt{2} M_{1,3} A_3 u_{3,0} + 2\sqrt{2} M_{1,4} A_4 u_{3,2} = 0 \\ & - 2M_{1,2} A_2 u_{1,0} + \frac{d^2 u_{1,2}}{dr^2} - \frac{6}{r^2} u_{1,2} + K_{1,1}^2 u_{1,2} - 2M_{1,5} A_5 u_{1,2} - 2M_{1,4} A_4 u_{2,0} \\ & \quad - 2M_{1,6} A_6 u_{2,2} + 2\sqrt{2} M_{1,4} A_4 u_{3,0} + 2\sqrt{2} A_6 M_{1,3} u_{3,2} = 0 \\ & - 2M_{2,3} A_3 u_{1,0} - 2M_{2,4} A_4 u_{1,2} + \frac{d^2 u_{2,0}}{dr^2} - 2M_{2,7} A_7 u_{2,0} - 2M_{2,8} A_8 u_{2,2} - 2M_{2,9} A_9 u_{3,0} \\ & \quad - 2M_{2,10} A_{10} u_{3,2} = 0 \end{aligned}$$

(2,14)

$$-2M_2^A u_{1,0} - 2M_2^A u_{1,2} - 2M_2^A u_{2,0} + \frac{d^2 u_{2,2}}{dr^2} - \frac{6}{r^2} u_{2,2} - 2M_2^A u_{2,2} - 2M_2^A u_{3,0} - 2M_2^A u_{3,2} = 0$$

$$2\sqrt{2} M_3^A u_{1,0} + 2\sqrt{2} M_3^A u_{1,2} - 2M_3^A u_{2,0} - 2M_3^A u_{2,2} + \frac{d^2 u_{3,0}}{dr^2} + K_3^2 u_{3,0} - 2M_3^A \left(A_7 - \frac{A_9}{\sqrt{2}} \right) u_{3,0} - 2M_3^A \left(A_8 - \frac{A_{10}}{\sqrt{2}} \right) u_{3,2} = 0$$

$$2\sqrt{2} M_3^A u_{1,0} + 2\sqrt{2} M_3^A u_{1,2} - 2M_3^A u_{2,0} - 2M_3^A u_{2,2} - 2M_3^A \left(A_8 - \frac{A_{10}}{\sqrt{2}} \right) u_{3,0} + \frac{du_{3,2}}{dr^2} - \frac{6u_{3,2}}{r^2} + K_3^2 u_{3,2} - 2M_3^A \left(A_{11} - \frac{A_{12}}{\sqrt{2}} \right) u_{3,2} = 0$$

Nous avons simplifié la notation des fonctions $u(r)$

$$f, \ell^i = \text{Cste}; i = \text{Cste}, \ell$$

en supprimant les indices constants.

Dans le système (2,14) les expressions $6/r^2$ proviennent du terme $L^i{}^2/r^2$ de l'équation (2,5). Nul pour le cas singulet, ce terme est, pour le cas triplet, une matrice 6×6 ayant comme éléments $\ell^i(\ell^i+1)/r^2$. Les potentiels A_k ($k = 1$ à 12) sont consignés dans l'appendice B.

1 - C) Données numériques

Les constantes de couplage jouent un rôle important dans la valeur des solutions. Nous avons utilisé un couplage pseudovectoriel dont les constantes f_{ij} sont liées à celles du couplage pseudoscalaire g_{ij}

par :

$$g_{MN} = \frac{2m}{\pi} f_{MN}$$

$$g_{\Sigma\Sigma} = \frac{2M_{\Sigma}}{m_{\pi}} f_{\Sigma\Sigma}$$

$$g_{\Lambda\Sigma} = \frac{M_{\Sigma} + M_{\Lambda}}{m_{\pi}} f_{\Lambda\Sigma}$$

Expérimentalement g_{NN} est connu avec une bonne précision {15} :

$g_{\text{NN}} = 3,87$ soit $f_{\text{NN}} = 0,28$. La connaissance des deux autres constantes est moins sûre. Dans un travail sur le potentiel ΛN , Fast, Ranft et De Swart {16} utilisent $f_{\Lambda\Sigma} = 0,27$ et $f_{\Sigma\Sigma} = 0,10$; valeurs déduites de considérations sur l'hyperfragment ${}_{\Lambda\Lambda}^{\text{Be}}{}^{10}$ {17}. On peut également partir d'un point de vue moins phénoménologique pour obtenir la valeur de ces constantes. La symétrie SU_3 est toute indiquée car ses résultats sont simples et correspondent assez bien à l'expérience - tout au moins pour la détermination des constantes de couplage {18}. Les travaux de De Swart et Iddings {19} et de Martin et Wali {20} permettent d'obtenir, en partant de la valeur $f_{\text{NN}} = 0,28$, les constantes $f_{\Sigma\Sigma} = 0,11$ et $f_{\Lambda\Sigma} = 0,20$. Cette dernière valeur seule diffère notablement des résultats déduits directement de l'expérience.

Les équations (2,13) et (2,14) ont été résolues avec les deux ensembles :

$$f_{\text{NN}} = 0,28 \quad f_{\Lambda\Sigma} = 0,27 \quad f_{\Sigma\Sigma} = 0,10$$

$$f_{\text{NN}} = 0,28 \quad f_{\Lambda\Sigma} = 0,20 \quad f_{\Sigma\Sigma} = 0,11$$

Les résultats sont très voisins et la légère différence entre les éléments de la matrice transition T qui en découle n'est pas significative et ne peut donc pas être attribuée à la différence des données de départ.

Il est à remarquer que Neville pour son calcul utilise les résultats de De Swart et Dullemond {10-14} calculés à partir de la symétrie globale aujourd'hui réfutée c'est à dire usant de l'égalité supposée

des trois constantes de couplage pseudovectoriel (1).

Les systèmes (2,13) et (2,14) doivent être complétés par deux conditions à l'origine ; par origine il faut entendre la limite extérieure du coeur répulsif. De nombreuses expériences [21] mettent en évidence l'existence d'un coeur dur de rayon r_c autour des nucléons. Par généralisation on admet qu'il en est de même pour les hyperons. Physiquement l'existence du coeur dur répulsif provient probablement du nuage de mésons et autres particules se trouvant autour de la particule étudiée. Aux basses énergies (notre cas) la particule incidente ne pénètre pas à l'intérieur du coeur. Les valeurs généralement admises pour r_c dépendent des états de spin [16-19], il doit en être ainsi pour retrouver les longueurs de diffusion des nucléons à l'aide des potentiels établis. Nous prendrons :

$$- \text{ pour l'état singulet } r_c = 0,306 (m_\pi)^{-1}$$

$$- \text{ pour l'état triplet } r_c = 0,355 (m_\pi)^{-1}$$

Du point de vue de la résolution des systèmes différentiels l'existence du coeur entraîne $u(r_c) = 0$, autrement dit le potentiel est infini pour $r < r_c$. Ceci constitue la première condition à l'origine ; la seconde est arbitraire : il suffit de contraindre la solution à être régulière en r_c ; on prend généralement pour raison de simplicité $\frac{du}{dr} = 1$ pour $r = r_c$. En fait il existe une infinité de solutions différentes indépendantes pour les systèmes différentiels couplés aux deux conditions aux limites définies ci-dessus ; néanmoins, ceci n'est nullement fâcheux si l'on prend soin de donner la même valeur à la dérivée première de la fonction d'onde en $r = r_c$ à la fois

(1) Ces valeurs étaient dans de travail de De Swart et Dullemond :

$$f_{NN} = f_{\Lambda\Sigma} = f_{\Sigma\Sigma} = 0,28$$

pour l'état triplet et pour l'état singulet. En effet nous verrons au paragraphe suivant que ce qui nous intéresse est la forme asymptotique de la partie radiale de la fonction d'onde - forme asymptotique qui n'est définie qu'à une constante multiplicative près qui est seule perturbée par un autre choix pour la valeur de $\left(\frac{du}{dr}\right)_{r=r_c}$.

2 - CALCUL DE LA MATRICE T

La fonction d'onde $u_{f\ell', i\ell; J}$ tend lorsque r est grand (à l'extérieur de la portée du potentiel) vers la forme asymptotique :

$$u_{f\ell', i\ell; J} \rightarrow \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^{1/2} \left(k_f^{-\ell'} M_{f\ell', i\ell; J} r \cdot j_{\ell'}(k_f r) + \delta_{fi} k_i^{\ell+1} r \cdot n_{\ell}(k_i r) \right) \quad (2,15)$$

En comparant la valeur pour r grand de $u_{f\ell', i\ell; J}$ avec la forme asymptotique, on définit les éléments de la matrice M - inverse, au signe près de la matrice longueur de diffusion généralisée A .

M est réelle et symétrique quelque soit l'énergie {7-8}.

Dans l'équation (2,15) $j_{\ell}(kr)$ et $n_{\ell}(kr)$ sont les fonctions de Bessel et de Neumann sphériques dont le comportement asymptotique pour r grand est :

$$j_{\ell}(kr) \sim \frac{1}{kr} \sin(kr - 1/2 \ell\pi)$$

$$n_{\ell}(kr) \sim \frac{1}{kr} \cos(kr - 1/2 \ell\pi)$$

M est une matrice 3x3 pour les transitions entre voies dans des états singulets et 6x6 lorsque les voies sont dans des états triplets.

Les éléments de M dépendent de l'énergie mais il serait illogique de

calculer ces éléments à une énergie fixée constante et ensuite de faire varier cette énergie pour obtenir la forme de la variation de M avec cette énergie. De toute manière, on peut considérer avec une précision très bonne que M est constante en raison des basses énergies des voies. L'imprécision qui en résulte est certainement plus légère que celle provenant du choix des impulsions fixes des voies pour la détermination des équations de Schrödinger; il est évident en effet que les voies possèdent un spectre d'énergie et non une seule énergie discrète comme nous l'avons supposé. Nous reviendrons sur cette question dans la conclusion.

La matrice transition T est{8-10-22}:

$$T = K^{\ell'} + 1/2 (M - iK^{2\ell' + 1})^{-1} K^{\ell'} + 1/2 \quad (2,16)$$

La matrice K^X est diagonale et possède comme éléments K_j^X , j étant l'indice de la voie. On a trouvé pour les éléments de T ayant un intérêt dans la suite de notre travail les valeurs numériques consignées dans le tableau (2,1) page 26.

En tenant compte des imprécisions des calculs, on ne peut garantir les valeurs des éléments de la matrice T qu'avec une précision de l'ordre de 10 % .

Nous noterons A_H^v , B_H^v et C_H^v les valeurs des produits CA_H^v , CB_H^v et CC_H^v (voir l'équation (1,8)), où C est la limite non relativiste de $\left(\frac{E_H^v E_N^v E_{\Sigma}^{-v} E_P}{E_{\text{totale}}} \right)^{1/2}$, c'est à dire $C = (M_{HN} M_3)^{1/2}$ avec $M_{HN} = M_1$ ou M_2 .

Les coefficients A_H^v et B_H^v sont liés aux éléments de la matrice T correspondants par :

$$A_H^v = C \frac{T_{H,0;3,0;J=0} + 3T_{H,0;3,0;J=1}}{4} \quad (2,17a)$$

$$B_H^i = C \frac{T_{H,0;3,0;J=1} - T_{H,0;3,0;J=0}}{4} \quad (2,17b)$$

| ETATS | TRANSITIONS | $\langle f T i\rangle \cdot 10^{-5} (\text{Mev}/c)^{-1}$ |
|----------|--|--|
| Triplet | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Sigma^0 n (\ell'=0)$ | $T_{2,0;3,0;1} = 112 - 400i$ |
| | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Lambda n (\ell'=0)$ | $T_{1,0;3,0;1} = 177 + 269i$ |
| | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Lambda n (\ell'=2)$ | $T_{1,2;3,0;1} = 76 + 210i$ |
| | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Sigma^0 n (\ell'=2)$ | $T_{2,2;3,0;1} = 56 + 22i$ |
| | $\Sigma^0 n (\ell=0) \rightarrow \Sigma^0 n (\ell'=0)$ | $T_{2,0;2,0;1} = 590 + 1200i$ |
| | $\Sigma^0 n (\ell=0) \rightarrow \Lambda n (\ell'=0)$ | $T_{1,0;2,0;1} = 300 + 334i$ |
| Singulet | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Sigma^0 n (\ell'=0)$ | $T_{2,0;3,0;0} = -327 + 1090i$ |
| | $\Sigma^- \bar{p} (\ell=0) \rightarrow \Lambda n (\ell'=0)$ | $T_{1,0;3,0;0} = -181 - 30i$ |

TAB.(2,1). Valeurs numériques des éléments de la matrice T

C_H^i est lié à $T_{H,2;3,0;J=1}$ par :

$$C_{H,2;3,0;1}^i = \langle s_2^i s_3^i m_2^i m_3^i; S^i m^i | \langle \Psi(\mathbf{r}) \rangle_{H,2,S^i;3,0,S;J=1} | \quad (2,17d)$$

$$| C_H^i \{ 3(\vec{\sigma}_2 \vec{K}_H) (\vec{\sigma}_3 \vec{K}_H) - \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 K_H^2 \} | j_{\ell=0}(K_3 r) \rangle | s_3 s_2 m_3 m_2; S m \rangle$$

Nous évaluerons approximativement cette dernière expression en

l'écrivant :

$$C_H^i = C \frac{T_{H,2;3,0;J=1}}{K_H^2} \quad (2,17c)$$

Cette estimation simple n'entraîne pas une erreur supérieure à celle provenant de la supposition de la constance des énergies des différentes

voies. Dans (2,17c) et 2,17c') : $K_H = K_1$ ou K_2 .

Nous obtenons les résultats du tableau (2,2)

| | |
|-----------------|--|
| A'_{Σ^0} | $0,01 - 0,15i$ |
| B'_{Σ^0} | $0,6 - 2,0i$ |
| A'_{Λ} | $0,5 + 1,0i$ |
| B'_{Λ} | $0,5 + 0,4i$ |
| C'_{Σ^0} | $(30 + 12i)10^{-5}(\text{Mev}/c)^{-2}$ |
| C'_{Λ} | $(0,5 + 1,4i)10^{-5}(\text{Mev}/c)^{-2}$ |

(TAB. 2,2). Valeurs des paramètres de l'expression (1,8)

CHAPITRE 3

1^{er} CALCUL DES TAUX ET DU RAPPORT DE BRANCHEMENT
 TENANT COMPTE DE L'INTERACTION n-n

Dans ce chapitre et dans les 2 suivants on utilisera la même notation :

On indicera les coordonnées, impulsions et masses des particules de la façon suivante :

Etat final : 1 : neutron spectateur du deutéron

2 : neutron

3 : Hypéron H

Etat initial : 1 : neutron spectateur

2 : proton du deutéron

3 : Hypéron Σ^-

Les impulsions, coordonnées et masses de l'état final seront primées ; mais lorsqu'une confusion est impossible, on supprimera ce signe pour alléger l'écriture. Ainsi on écrira x_1 et non pas x_1' car, le neutron

spectateur étant supposé immobile : $x_1 = x_1'$; on écrira de même m et non m_1 ou m_2 pour les masses des nucléons de l'état final, K_3 et non K_3' pour l'impulsion de l'hypéron H puisque l'impulsion du Σ^- est supposée nulle (capture au repos) et n'apparaît pas dans le calcul.

1 - ETATS INITIAL ET FINAL

L'état initial ($\Sigma^- d$) s'écrit :

$$|\Phi_i\rangle = \int \phi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) |\tilde{\Psi}_1^{(-)}(\vec{x}_1) \tilde{\Psi}_2^{(-)}(\vec{x}_2) \tilde{\Psi}_3^{(-)}(\vec{x}_3) |0\rangle d\vec{x}_1 d\vec{x}_2 d\vec{x}_3 \quad (3,1)$$

où $\phi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ est la fonction d'onde du système ($\Sigma^- d$) :

$$\phi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \phi_D(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \phi_{\Sigma^-}(\vec{x}_3) |S_{12} s_3; m_{12} m_3; SM\rangle \quad (3,2)$$

$\phi_D(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ est la fonction d'onde de Hulthen du deutéron

$$\phi_D(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = N \frac{\exp(-\alpha |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) - \exp(-\beta |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} \quad (3,3)$$

$$\text{avec } N = \left(\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2} \right)^{1/2} \quad \beta = 6,2 \quad \alpha = mb$$

(b énergie de liaison du deutéron)

$$\phi_{\Sigma^-}(\vec{x}_3) = \phi_{\Sigma^-} \left(\left| \vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2} \right| \right) \text{ est la fonction d'onde coulombienne}$$

du Σ^- tournant sur une orbite de Bohr S autour du deutéron ; puisque les variations de ϕ_{Σ^-} avec x_3 sont faibles, on peut considérer

cette fonction d'onde comme constante :

$$\phi_{\Sigma^-} = N' = \sqrt{\pi} \left(\frac{2m + m_3}{2\pi m_3} \right)^{1/2} \times \frac{1}{e}$$

$|S_{12} s_3; m_{12} m_3; S M\rangle$ est la fonction d'onde de spin de l'état initial.

Le spin total S peut prendre les deux valeurs propres $3/2$ et $1/2$.

Enfin $\tilde{\Psi}_j^{(-)}(\vec{x}_j)$ (comme dans l'équation (1,7)) est l'opérateur de création du fermion j en \vec{x}_j .

L'état final contient 3 particules non liées. On l'écrira :

$$|\phi_f\rangle = \int \phi_f(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) |\tilde{\Psi}_1^{(-)}(\vec{x}_1) \tilde{\Psi}_2^{(-)}(\vec{x}_2) \tilde{\Psi}_3^{(-)}(\vec{x}_3) | 0 \rangle d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \quad (3,4)$$

ϕ_f est la fonction d'onde des 3 particules de l'état final, elle contient une partie radiale et une partie de spin.

ϕ_f doit être symétrisée ou antisymétrisée suivant que les 2 neutrons sont dans un état singulet ou triplet de spin.

$$\phi_f = \frac{\Pi_{12}}{\sqrt{2}} \phi_{nn}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \phi_H(\vec{x}_3) |S_{12} s_3 m_3; S M\rangle \quad (3,5)$$

Π_{12} est l'opérateur de symétrisation ou d'antisymétrisation de Pauli.

2 -- ELEMENTS DE MATRICE DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION

L'élément de la matrice amplitude de diffusion correspondant à la transition $i \rightarrow f$ est :

$$A_{fi} = \langle \phi_f | T^{\dagger} | \phi_i \rangle \quad (3,6a)$$

c'est à dire : (le signe \dagger désignant la quantité complexe conjuguée)

$$A_{fi} = \int \phi_f^{\dagger}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) T^{\dagger}(\vec{x}_2, \vec{x}_3, \vec{x}_1) \phi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \quad (3,6b)$$

résultat que l'on obtient en appliquant les relations d'anticommuation

classiques des opérateurs de création et de destruction des fermions.

$T'(\vec{x}_2', \vec{x}_3', \vec{k}_{32}')$ est donnée par l'équation (1,8). T' est la matrice transition définie comme dans l'équation (1,7) :

$$T' = \int \tilde{\psi}_3^{(-)}(\vec{x}_3') \tilde{\psi}_2^{(-)}(\vec{x}_2') T'(\vec{x}_1', \vec{x}_2', \vec{x}_3', \vec{k}_{32}') \tilde{\psi}_3^{(+)}(\vec{x}_3') \tilde{\psi}_2^{(+)}(\vec{x}_2') d^3x_3' d^3x_2'$$

Il est à remarquer que dans l'équation (1,7), T' était écrit en fonction de $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$ et non $\vec{x}_1', \vec{x}_2', \vec{x}_3'$ car nous avons supposé intuitivement qu'au moment de l'interaction, particules initiales et finales avaient la même position. Ici un calcul plus précis nous donne ce résultat que nous avons alors anticipé.

Compte tenu de la disproportion des énergies disponibles dans les états finals des interactions (1,1a) et (1,1b) - respectivement 0,94 et 77,08 Mev - nous négligerons la contribution des forces tensorielles dans la production des Σ^0 devant les autres termes entrant dans l'expression du rapport de branchement. En effet, comme nous le verrons par la suite, la contribution des forces tensorielles dans la production des Λ est de l'ordre de grandeur de celle des forces centrales dans la production des Σ^0 ; par ailleurs, le rapport des termes provenant des forces tensorielles pour la production des Σ^0 et des Λ est de l'ordre de :

$$|c_{\Sigma^0}^t|^2 / |c_{\Lambda}^t|^2 \cdot (Q_{\Sigma^0}/Q_{\Lambda})^2$$

soit environ 0,07

Il est donc légitime de négliger les forces tensorielles dans la production des Σ^0 . Neville néglige également les forces tensorielles dans la production des Σ^0 ; (il est à remarquer qu'il commet à ce sujet une imprécision en écrivant que le rapport des contributions tensorielles

relatives à chaque interaction est de l'ordre de $(Q_{\Sigma_0}/Q_{\Lambda})^2 = 1,49 \cdot 10^{-4}$.

On supposera dans ce chapitre, comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, que la réaction de base (1,6) se produit lorsque les particules interagissantes ont même position.

Pour l'état final, dans lequel les 2 neutrons sont dans l'état 1S_0 , on inclut la possibilité d'une interaction secondaire entre les 2 neutrons en écrivant que la fonction d'onde $\phi_{nn}(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ est solution de l'équation de Schrödinger pour la diffusion n-n 1S_0 .

Pour l'état singulet des 2 neutrons, la partie radiale de la fonction d'onde de l'état final est donc -compte tenu de l'opérateur de Pauli :

$$\phi_f(+, \vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i\vec{k}\vec{r}} + e^{-i\delta} \text{Sin}\delta \frac{e^{-iKr} - e^{-\lambda r}}{Kr} \right] e^{-i\vec{K}_3 \left(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2} \right)} + (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \quad (3,7)$$

$$\text{où : } \vec{K} = \frac{\vec{K}_2 - \vec{K}_1}{2} \quad \text{et } \vec{r} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$$

L'expression $(\vec{K} \rightarrow -\vec{K})$ signifie que le terme précédent doit être ré-écrit en remplaçant \vec{K} par $-\vec{K}$.

Le terme $\exp(-\lambda r)$ dans $\phi_f(+)$ est d'origine semi-phénoménologique : il rend compte de la portée non nulle des forces n-n, (dans le cas de l'approximation de la portée nulle il faudrait prendre $\lambda = \infty$).

Pour obtenir la valeur de λ , on part de l'expression de la portée effective r_e :

$$r_e = 2 \int_0^{\infty} \left(v_0^2 - u_0^2 \right) dr$$

où u_0 est solution de l'équation de Schrödinger de l'interaction n-n à

l'énergie nulle et v_0 solution onde libre pour les deux particules à la même énergie nulle :

$$v_0 = \lim_{K \rightarrow 0} (\cos Kr - \cotg \delta \sin Kr)$$

δ est le déphasage que l'on retrouve dans l'équation (3,7). En écrivant $\phi_{nn}^{(+)} = u_0$ dans l'intégrale donnant l'expression de r_e , on obtient par analogie :

$$r_e = \frac{3}{\lambda} - \frac{4}{a_d \lambda^2} \quad (3,8)$$

où a_d est la longueur de diffusion n-n 1S_0 .

Dans (3,7) le terme contenant le déphasage δ est lié à r_e et a_d par :

$$e^{-i\delta} \sin \delta = \frac{K}{-\frac{1}{a_d} + \frac{r_e K^2}{2} + iK} \quad (3,9)$$

Dans les travaux de Chen {3} et de Neville {4}, les valeurs numériques utilisées pour ces paramètres sont :

$$r_e = 2,65 \text{ fermis}, a_d = -23,7 \text{ f}, \lambda = 1,18 \text{ f}^{-1}$$

résultats déduits des diffusions n-p et n-n ; depuis Baumgartner, Conzett, Shield et Slobodrian {23} ont trouvé des valeurs sensiblement différentes :

$$r_e = 3,2 \text{ f}, a_d = -16,1 \text{ f} \quad (\text{d'où } \lambda = 1,01 \text{ f}^{-1})$$

Les calculs numériques ont été effectués avec ces deux séries de valeurs, les résultats ainsi obtenus pourront être comparés.

Pour l'état triplet 3S_1 du spin des deux neutrons, la partie radiale de la fonction d'onde de l'état final est :

$$\phi_f(-; \vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \frac{e^{i\vec{K}\vec{r}}}{\sqrt{2}} e^{i\vec{K}_3(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2})} - (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \quad (3,7')$$

Suivant l'état de spin des deux neutrons, l'amplitude de diffusion est:

$$A_{fi}(\pm) = \left\{ \phi_f^\dagger(\pm; \vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) \langle S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \mid T' \mid S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \rangle \times \right. \\ \left. \times \phi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \right. \quad (3,10)$$

Le signe + (-) signifie que l'amplitude de diffusion est calculée pour une interaction dont les deux neutrons sont dans un état singulet (triplet).

Par la suite nous supprimerons les indices f et i.

D'après la forme (1,8) de T', nous pouvons écrire A sous la forme :

$$A(\pm) = A_S(\pm) + A_V(\pm) + A_T(\pm) \quad (3,10')$$

Les trois termes de second membre de (3,10') sont respectivement l'amplitude de diffusion pour une force scalaire, vectorielle, tensorielle.

$$A_S(\pm) = A_H \langle S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \mid S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \rangle \times \\ \times \int \phi_f^\dagger(\pm) \phi_i \delta(\vec{x}_2 - \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \quad (3,11a)$$

$$A_V(\pm) = B_H \langle S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \mid \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 \mid S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \rangle \times \\ \times \int \phi_f^\dagger(\pm) \phi_i \delta(\vec{x}_2 - \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \quad (3,11b)$$

$$\begin{aligned}
A_t(\pm) = & 3C_H^z \sum_{i,j=x} \langle s'_{12} s'_{13} M'_{12} m'_{13} S'_{12} M'_{13} | \sigma_{2i} \cdot \sigma_{3j} | S_{12} s_{13} M_{12} m_{13} SM \rangle \cdot \\
& \cdot \int \left[\left((K'_{32})_{i} (K'_{32})_{j} \phi_f(\pm) \right)^\dagger \phi_i \delta(\vec{x}'_2 - \vec{x}'_3) d^3x_1 d^3x'_2 d^3x'_3 - \right. \\
& \left. - C_H^z \langle S'_{12} s'_{13} M'_{12} m'_{13} S'_{12} M'_{13} | \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\sigma}_3 | S_{12} s_{13} M_{12} m_{13} SM \rangle \int (K'_{32})^2 \phi_f(\pm)^\dagger \phi_i \delta(\vec{x}'_2 - \vec{x}'_3) d^3x_1 d^3x'_2 d^3x'_3 \right]
\end{aligned}
\tag{3,11c}$$

Le spin total de l'état final peut prendre, comme celui de l'état initial, les valeurs 1/2 et 3/2. Le moment orbital de l'état initial étant nul, le moment angulaire total $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S}$ -conservé lors de l'interaction- est égal au spin de l'état initial. Par contre, par suite de la présence des forces tensorielles, le spin n'est pas forcément conservé.

Selon que la réaction se produit à partir d'un état initial quartet ou doublet nous aurons 2 valeurs différentes $A_k(\pm, 3/2)$ et $A_k(\pm, 1/2)$ pour chacune des 3 amplitudes de diffusion (3,11).

2 - A) Calcul de $A_s(\pm, J)$

Nous écrivons $A_s(\pm, J) = \Sigma_s(\pm, J) R_s(\pm)$, séparant ainsi la partie de spin $\Sigma_s(\pm, J)$ de la partie d'espace $R_s(\pm)$.

a) Partie de Spin

Sa valeur est consignée dans le tableau (3,1)

TAB. 3,1.

Valeurs de
 $\Sigma_s(\pm, J)$

| Etat n-n | J = 1/2 | J = 3/2 |
|------------------|---------|---------|
| n-n Singulet (+) | 0 | 0 |
| n-n Triplet (-) | A'_H | A'_H |

b) Partie d'espace

(i) Etat triplet des 2 neutrons

$$R_s(-) = \left\{ \frac{NN'}{\sqrt{2}} \int \frac{e^{-\alpha r}}{r} e^{-i\vec{K}\vec{r}} e^{-i\vec{K}_3(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2})} \delta(\vec{x}_2 - \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \right. \\ \left. - \frac{NN'}{\sqrt{2}} \int (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - (\alpha \rightarrow \beta) \quad (3,12)$$

L'expression $(\alpha \rightarrow \beta)$ signifie que le terme précédent entre accolades doit être réécrit en remplaçant α par β . Grâce à la fonction δ l'intégration sur \vec{x}_3 est triviale et l'argument de la $3^{\text{ème}}$ exponentielle devient :

$$\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2} = \frac{\vec{r}}{2}$$

En posant $\vec{q} = \frac{\vec{K}_3}{2}$ et en intégrant sur la nouvelle variable \vec{r} , on obtient :

$$R_s(-) = \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' \left\{ \frac{1}{D(\alpha) + 2\vec{K}\vec{q}} - (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' (\alpha \rightarrow \beta) \quad (3,12')$$

avec :

$$D(\alpha) = \alpha^2 + K^2 + q^2$$

(ii) Etat singulet des 2 neutrons

$$R_s(+) = \left\{ \frac{NN'}{\sqrt{2}} \int \frac{e^{-\alpha r}}{r} (e^{-i\vec{K}\vec{r}} + e^{i\delta} \sin\delta \frac{e^{iKr} - e^{-\lambda r}}{Kr}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} d^3r \right. \\ \left. + \frac{NN'}{\sqrt{2}} \int (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,13)$$

expression que l'on obtient en intégrant sur \vec{x}_3 ; après intégration sur \vec{r} , on trouve :

$$\begin{aligned}
 R_s(+)= & \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' \left\{ \frac{1}{D(\alpha) + 2Kq} + (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' \{ \alpha \rightarrow \beta \} \\
 & + 2e^{i\delta} \sin\delta \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' \frac{i}{2q} \left\{ \frac{1}{2} \log \frac{D(\alpha) + 2Kq}{D(\alpha) - 2Kq} - i \operatorname{Arctg} \frac{K+q}{\alpha} \right. \\
 & \quad \left. + i \operatorname{Arctg} \frac{K-q}{\alpha} + 2i \operatorname{Arctg} \frac{q}{\alpha+\lambda} \right\} \\
 & - 2e^{i\delta} \sin\delta \frac{4\pi}{\sqrt{2}} NN' \frac{i}{2q} \{ \alpha \rightarrow \beta \}
 \end{aligned} \tag{3,13'}$$

2 --B) Calcul de $A_v(\pm, J)$

a) Partie de spin

L'évaluation de l'expression $B_H' \langle S_{12} S_3 M_{12} m_3 S M | \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 | S_{12} S_3 M_{12} m_3 S M \rangle$ est plus rapide en écrivant :

$$\begin{aligned}
 \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 &= \sigma_{2z} \sigma_{3z} + \frac{1}{2} (\sigma_{2+} \sigma_{3-} + \sigma_{2-} \sigma_{3+}) \\
 \sigma_+ &= \sigma_x + i\sigma_y \quad \sigma_- = \sigma_x - i\sigma_y
 \end{aligned}$$

Les résultats sont consignés dans le tableau (3,2)

| Etat n-n | J = 1/2 | J = 3/2 |
|---------------------|-----------------|---------|
| n-n singulet (+) | $B_H' \sqrt{3}$ | 0 |
| n-n triplet (-) | $-2B_H'$ | B_H' |

TAB. 3,2. Valeurs de $\Sigma_v(\pm, J)$

B) Partie d'espace

Il est évident que $R_V(\pm) = R_S(\pm)$ dont les valeurs sont données par les équations (3,12') et (3,13').

2 - C) Calcul de $A_T(\pm, J, S', M')$

L'interaction tensorielle couple des états de moments orbitaux et de spins pouvant être différents. Ainsi, à un état initial de spin $S = J$ peuvent à la fois correspondre des états finals de spins 1/2 ou 3/2 avec toutes les orientations possibles. Pour être parfaitement précisée, l'amplitude de l'interaction tensorielle doit donc être écrite $A_T(\pm, J, S', M')$

Cette quantité est la différence de deux termes :

$$A_T(\pm, J, S', M') = A_T^{(1)}(\pm, J, S', M') - A_T^{(2)}(\pm, J) \quad (3,14)$$

$$\text{avec } A_T^{(1)}(\pm, J, S', M') = \sum_{i,j=x}^z \Sigma_{T,ij}(\pm, J, S', M') R_{T,ij}(\pm) \quad (3,15')$$

$$\text{où } \Sigma_{T,ij}(\pm, J, S', M') = 3C_H^i \langle S_{12}^i s_3 M_{12} m_3 S' M' | \sigma_{2i} \sigma_{3j} | S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \rangle \quad (3,15'_a)$$

$$\text{et } R_{T,ij}(\pm) = \int \{ (K_{32}^i)_i (K_{32}^j)_j \phi_f(\pm) \}^\dagger \delta(\vec{x}_2^i - \vec{x}_3^j) \phi_i d^3x_1 d^3x_2^i d^3x_3^j \quad (3,15'_b)$$

$$\text{de même } A_T^{(2)}(\pm, J) = \Sigma_T(\pm, J) R_T(\pm) \quad (3,15'')$$

$$\text{où } \Sigma_T(\pm, J) = C_H^i \langle S_{12}^i s_3 M_{12} m_3 S' M' | \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3 | S_{12} s_3 M_{12} m_3 S M \rangle \quad (3,15''_a)$$

$$\text{et } R_T(\pm) = \int \{ (K_{32}^i)^2 \phi_f(\pm) \}^\dagger \phi_i \delta(\vec{x}_2^i - \vec{x}_3^j) d^3x_1 d^3x_2^i d^3x_3^j \quad (3,15''_b)$$

A - Calcul de $A_T^{(1)}(\pm, J, S', M')$

(i) Partie de spin $\Sigma_{T,ij}(\pm, J=1/2, S', M')$

Pour effectuer ce calcul, nous avons pris comme état de spin initial : $|S_{12}S_3 M_{12}m_3, J=1/2 M=1/2\rangle$; le choix $M = 1/2$ est commode et n'enlève rien à la généralité du calcul puisqu'il est évident que le taux que nous calculons par la suite, ne dépend pas de l'orientation du spin de l'état initial puisque l'"atome" (Σ^-d) n'est pas polarisé. Au terme multiplicatif $3C'$ près, les résultats sont consignés dans le tableau 3,3 pour l'état de spin triplet des deux neutrons et dans le tableau 3,4 pour l'état de spin singulet.

| | | i, j | | | | | | | | |
|-----|------|-----------------------|-------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|-------------------------|----------------------|------------------------|------------------------|
| S' | M' | x,x | y,x | z,x | x,y | y,y | z,y | x,z | y,z | z,z |
| 1/2 | 1/2 | -2/3 | 0 | 0 | 0 | -2/3 | 0 | 0 | 0 | -2/3 |
| 1/2 | -1/2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 3/2 | 3/2 | 0 | 0 | $-\frac{1}{\sqrt{6}}$ | 0 | 0 | $\frac{i}{\sqrt{6}}$ | $\frac{2}{\sqrt{6}}$ | $-\frac{2i}{\sqrt{6}}$ | 0 |
| 3/2 | 1/2 | $\frac{1}{\sqrt{18}}$ | $-\frac{3i}{\sqrt{18}}$ | 0 | $\frac{3i}{\sqrt{18}}$ | $\frac{1}{\sqrt{18}}$ | 0 | 0 | 0 | $-\frac{2}{\sqrt{18}}$ |
| 3/2 | -1/2 | 0 | 0 | $-\frac{3}{\sqrt{18}}$ | 0 | 0 | $\frac{-3i}{\sqrt{18}}$ | 0 | 0 | 0 |
| 3/2 | -3/2 | $\frac{-1}{\sqrt{6}}$ | $\frac{-i}{\sqrt{6}}$ | 0 | $\frac{-i}{\sqrt{6}}$ | $\frac{1}{\sqrt{6}}$ | 0 | 0 | 0 | 0 |

TAB. 3,3. Valeurs de $\Sigma_{t,ij}(-, J = 1/2, S' M')$

Dans le tableau 3,4, la dernière ligne correspond aux 4 états possibles du spin $S' = 3/2$ (Valeurs toujours nulles).

TAB. 3,4 . Valeurs de $\Sigma_{T,ij} (+, J=1/2, S^i M^i)$

| | | i, j | | | | | | | | |
|----------------|----------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| S ⁱ | M ⁱ | x,x | y,x | z,x | x,y | y,y | z,y | x,z | y,z | z,z |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | $\frac{-i}{\sqrt{3}}$ | 0 | $\frac{i}{\sqrt{3}}$ | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | 0 | 0 | 0 | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{-1}{2}$ | 0 | 0 | $\frac{-1}{\sqrt{3}}$ | 0 | 0 | $\frac{-i}{\sqrt{3}}$ | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | $\frac{i}{\sqrt{3}}$ | 0 |
| $\frac{3}{2}$ | M ⁱ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

(ii) Partie de Spin : $\Sigma_{T,ij} (\pm, J=3/2, S^i M^i)$

Ici, le spin total initial étant 3/2, le choix de M le plus commun est 3/2. Le tableau 3,5 correspond à l'état triplet des 2 neutrons, le tableau 3,6 correspondant à l'état singulet.

(iii) Partie spatiale $R_{T,ij} (\pm)$

Nous devons calculer (15_b) :

$$R_{T,ij} (\pm) = \int \{ (\vec{K}_{32}^i)_i (\vec{K}_{32}^i)_j \phi_f (\pm) \}^\dagger \phi_i \delta(\vec{x}_2^i - \vec{x}_3^i) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3$$

où $\vec{K}_{32}^i = \frac{a}{2} \vec{K}_3 - b \vec{K}$ avec $a = \frac{2m + M_3^i}{m + M_3^i}$ et $b = \frac{M_3^i}{m + M_3^i}$

\vec{K}_{32}^i est l'opérateur de différenciation : $-i(\frac{a}{2} \vec{V}_3 - b\vec{V})$

où \vec{V}_3 opère sur $\vec{z}_3 = \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}$ coordonnée du Λ par rapport au centre de masse des 2 neutrons.

\vec{V} opère sur \vec{r} coordonnée relative des 2 neutrons.

Nous effectuons le calcul en donnant aux impulsions toutes les valeurs permises par la cinématique du problème.

| | | i,j | | | | | | | | |
|---------------|----------------|----------------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|-----|
| S' | M' | x,x | y,x | z,x | x,y | y,y | z,y | x,z | y,z | z,z |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | $\frac{-1}{\sqrt{6}}$ | 0 | 0 | $\frac{-i}{\sqrt{6}}$ | $\frac{2}{\sqrt{6}}$ | $\frac{2i}{\sqrt{6}}$ | 0 |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{-1}{2}$ | $\frac{1}{\sqrt{6}}$ | $\frac{i}{\sqrt{6}}$ | 0 | $\frac{i}{\sqrt{6}}$ | $\frac{-1}{\sqrt{6}}$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{3}{2}$ | $\frac{3}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 |
| $\frac{3}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | 0 | 0 | $\frac{i}{\sqrt{3}}$ | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | $\frac{i}{\sqrt{3}}$ | 0 |
| $\frac{3}{2}$ | $\frac{-1}{2}$ | $\frac{1}{\sqrt{3}}$ | 0 | $\frac{i}{\sqrt{3}}$ | $\frac{-1}{\sqrt{3}}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{3}{2}$ | $\frac{-3}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

TAB. 3,5. Valeurs de $\Sigma_{T,ij}(-, J=3/2, S'M')$

| | | i,j | | | | | | | | |
|---------------|----------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|-----|-----|-----|
| S' | M' | x,x | y,x | z,x | x,y | y,y | z,y | x,z | y,z | z,z |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 0 | 0 | $\frac{1}{\sqrt{2}}$ | 0 | 0 | $\frac{i}{\sqrt{2}}$ | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{1}{2}$ | $\frac{-1}{2}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}$ | $\frac{i}{\sqrt{2}}$ | 0 | $\frac{i}{\sqrt{2}}$ | $\frac{-1}{\sqrt{2}}$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{3}{2}$ | M' | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

TAB. 3,6. Valeurs de $\Sigma_{T,ij}(+, J=3/2, S'M')$

- Etat triplet n-n. Calcul de $R_{T,ij}(-)$

$$R_{T,ij}(-) = \left\{ \frac{NN'}{\sqrt{2}} (a\vec{q} - b\vec{K})_i (a\vec{q} - b\vec{K})_j \int e^{-i(\vec{K}\vec{r} + \vec{K}_3\vec{z}_3)} \frac{e^{-\alpha r}}{r} \times \right. \\ \left. \times \delta(\vec{x}_2 - \vec{x}_3) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 - (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,16)$$

expression qui, intégrée sur \vec{x}_3 puis sur \vec{r} , devient :

$$R_{T,ij}(-) = \left\{ 4\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} (a\vec{q} - b\vec{K})_i (a\vec{q} - b\vec{K})_j \frac{1}{D(\alpha) + 2Kq} \right. \\ \left. - (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,16')$$

- Etat singulet n-n . Calcul de $R_{T,ij}(+)$

$R_{T,ij}(+)$ est la somme de deux expressions ; l'une décrivant le processus fondamental :

$$R_{T,ij}^{(F)}(+) = \left\{ 4\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} (a\vec{q} - b\vec{K})_i (a\vec{q} - b\vec{K})_j \frac{1}{D(\alpha) + 2Kq} \right. \\ \left. + (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,17_a)$$

l'autre décrivant l'interaction secondaire entre les deux neutrons dans l'état final :

$$R_{T,ij}^{(S)}(+) = \frac{2e^{i\delta} \sin\delta}{\sqrt{2}} NN' \int (K_{32})_i^\dagger (K_{32})_j^\dagger \frac{e^{iK\vec{r}} - e^{-\lambda r}}{Kr} \frac{e^{-\alpha r}}{r} \times \\ e^{-i\vec{K}_3\vec{z}_3} \delta(\vec{x}_3 - \vec{x}_2) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 - (\alpha \rightarrow \beta) \quad (3,17_b)$$

Nous verrons que la partie tensorielle de l'amplitude $\Lambda(+, J=1/2)$ pour la production des Λ est nulle (page 53), en conséquence les seules valeurs du couple i, j qui ont un intérêt sont :

$x,x ; x,y ; x,z ; y,y ; y,z .$

Après un calcul assez long, on trouve :

$$R_{T,ij}^{(S)}(+)=4\pi \frac{2c^{i\delta} \sin\delta}{\sqrt{2}} NN' \{ q_i q_j I_1 + q_i q_j I_2 + \delta_{ij} q^2 (I_3 + I_4') \} \\ + (q_i q_j - \frac{\delta_{ij}}{3}) I_4 \} \quad (3,18)$$

Comme conséquence de δ_{ij} , il n'est pas nécessaire de calculer les expressions I_3 et I_4' puisqu'elles ne contribuent au résultat que pour les couples d'indices x,x et y,y . Or d'après les valeurs du tableau 3,6, les coefficients de spin correspondant à ces couples sont opposés et vont donc s'annuler lors de la sommation sur i et j dans l'équation (3,15'). Dans le cas où les forces tensorielles contribuent effectivement à la réaction, il est donc équivalent d'écrire :

$$R_{T,ij}^{(S)}(+)=4\pi \frac{2c^{i\delta} \sin\delta}{\sqrt{2}} NN' q_i q_j \{ I_1 + I_2 + I_4 \} \quad (3,18')$$

avec :

$$I_1 = -\frac{ia^2}{2Kq} \left\{ \text{Log} \frac{\alpha - i(K+q)}{\alpha - i(K-q)} - (-iK \rightarrow \lambda) \right\} + \frac{ia^2}{2Kq} \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,18'_a)$$

$$I_2 = \frac{2ab}{2Kq} \left\{ \frac{iq^2 + i(\alpha - iK)^2 - 2K(\alpha - iK)}{2q} \text{Log} \frac{\alpha - i(K+q)}{\alpha - i(K-q)} - (-iK \rightarrow \lambda) \right\} \\ - \frac{2ab}{2Kq} \{ \alpha \rightarrow \beta \} \quad (3,18'_b)$$

$$I_4 = \frac{b^2}{2Kq^3} \left\{ \left[\frac{3i}{8q^2} \left(-D^2(\alpha) - \frac{4}{3} K^2 q^2 \right) \text{Log} \frac{\alpha - i(K+q)}{\alpha - i(K-q)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{3i}{8q^2} 2Kq \alpha(\alpha - iK) \right] - (-iK \rightarrow \lambda) \right\} \\ - \frac{b^2}{2Kq^3} \left[\alpha \rightarrow \beta \right] \quad (3,18'_c)$$

Soit :

$$R_{t,ij}^{(S)}(+)=\frac{8\pi}{\sqrt{2}}NN^iq_iq_j\left\{\text{Re}(I)+i\text{Im}(I)\right\} \quad (3,19)$$

$$\begin{aligned} \text{où : } \text{Re}(I) = & \left[\sin\delta\cos\delta \left\{ C(K) \left(\text{Arctg} \frac{k+q}{\alpha} - \text{Arctg} \frac{k-q}{\alpha} \right) - 2C(\lambda)\text{Arctg} \frac{q}{\alpha+\lambda} \right\} \right. \\ & - \frac{1}{2} \sin^2\delta C(K) \text{Log} \frac{D(\alpha)+2Kq}{D(\alpha)-2Kq} + \sin^2\delta \frac{3b^2\alpha^2}{8q^4} \\ & \left. - \sin^2\cos\delta \frac{3b^2\alpha}{8q^4} \left[K + \frac{\lambda}{K} (\alpha + \lambda) \right] \right] - \left[\alpha \rightarrow \beta \right] \quad (3,19') \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{et : } \text{Im}(I) = & \left[\sin^2\delta \left\{ C(K) \left(\text{Arctg} \frac{K+q}{\alpha} - \text{Arctg} \frac{K-q}{\alpha} \right) - 2C(\lambda)\text{Arctg} \frac{q}{\alpha+\lambda} \right\} \right. \\ & + \frac{1}{2} \sin\delta\cos\delta C(K) \text{Log} \frac{D(\alpha)+2Kq}{D(\alpha)-2Kq} - \sin\delta\cos\delta \frac{3b^2\alpha^2}{8q^4} \\ & \left. - \sin^2\delta \frac{3b^2\alpha}{8q^4} \left[K + \frac{\lambda}{K} (\alpha + \lambda) \right] \right] - \left[\alpha \rightarrow \beta \right] \quad (3,19'') \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } C(K) = & \frac{1}{2Kq^3} \left\{ \frac{3b^2}{8q^2} D^2(\alpha,K) + abD(\alpha,K) \right. \\ & \left. - a^2q^2 - \frac{b^2}{2} K^2 \right\} \quad (3,20_a) \end{aligned}$$

$$C(\lambda) = \frac{1}{2Kq^3} \left\{ \frac{3b^2}{8q^2} D^2(\alpha,\lambda) + abD(\alpha,\lambda) - a^2q^2 + \frac{b^2}{2}\lambda^2 \right\} \quad (3,20_b)$$

Nous avons introduit la notation $D(\alpha,\lambda) = \alpha^2 - \lambda^2 + q^2$ et par analogie nous appelons $D(\alpha,K)$ la quantité précédemment notée $D(\alpha) = \alpha^2 + K^2 + q^2$. Quand aucune confusion ne sera possible, on écrira simplement $D(\alpha)$ pour cette dernière expression.

B - Calcul de $A_T^{(2)}(\pm, J)$

(i) Partie de spin $\Sigma_T(\pm, J)$

Ses valeurs sont identiques à celles consignées dans le tableau 3,2 à la constante multiplicative près : il suffit de changer B_H^i en C_H^i .

(ii) Partie spatiale $R_T(\pm)$

En remarquant que $K_{32}^2 = \sum_{i,j=x}^z (K_{32})_i (K_{32})_j \delta_{ij}$, on obtient à partir

de (3,15^b) :

$$R_T(-) = \left\{ 4\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} (a\vec{q} - b\vec{K})^2 \frac{1}{D(\alpha) + 2\vec{K}\vec{q}} - (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \quad (3,21_a)$$

et de même :

$$R_T(+) = \left\{ 4\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} (a\vec{q} - b\vec{K})^2 \frac{1}{D(\alpha) + 2\vec{K}\vec{q}} + (\vec{K} \rightarrow -\vec{K}) \right\} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \\ + 4\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} 2e^{i\delta} \sin\delta q^2 (I_1 + I_2 + I_3 + I_4') \quad (3,21_b)$$

Il est également inutile ici de préciser I_3 et I_4' car ces expressions disparaissent dans la suite des calculs.

3 - CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION, DES SPECTRES D'IMPULSION,

DU RAPPORT DE BRANCHEMENT.

La probabilité de transition pour la réaction étudiée est :

$$\omega(\pm, J, E) = 2\pi \int_f \left| A(\pm, J, H) \right|^2 \delta(E_i - E_f) \frac{d\vec{K}_3 d\vec{K}}{(2\pi)^6} \quad (3,22)$$

c'est à dire qu'il faut étudier huit cas différents suivant les valeurs du moment angulaire total J, de l'état de spin triplet ou singulet des 2 neutrons de l'état final et de la nature de l'hypéron H.

Soient :

$$\omega(\pm, \frac{1}{2}, \Sigma^0), \omega(\pm, \frac{3}{2}, \Sigma^0), \omega(\pm, \frac{1}{2}, \Lambda'), \omega(\pm, \frac{3}{2}, \Lambda)$$

Dans (3,22) $\delta(E_i - E_f)$ exprime la conservation de l'énergie dans le

passage de l'état initial i à l'état final f . La sommation doit être réalisée sur f , c'est à dire sur toutes les orientations possibles des différents spins de l'état final.

Le spectre d'impulsion de l'hypéron H est pour le moment angulaire total J :

$$\frac{d}{dK_3} \left(\omega(-, J, H) + \omega(+, J, H) \right) \quad (3,23)$$

avec :

$$\frac{d\omega(\pm, J, H)}{dK_3} = \frac{1}{(2\pi)^5} \int_{\vec{f}} |\Lambda(\pm, J, H)|^2 K_3^2 d\vec{K} d\Omega_{K_3} \delta(E_i - E_f) \quad (3,23')$$

Enfin, le rapport de branchement pour la capture de Σ^- par le deutéron à partir d'un état lié est : {4}

$$r = \frac{1}{3} \cdot \frac{\omega(\frac{1}{2}, \Sigma^0)}{\omega(\frac{1}{2}, \Sigma^0) + \omega(\frac{1}{2}, \Lambda)} + \frac{2}{3} \cdot \frac{\omega(\frac{3}{2}, \Sigma^0)}{\omega(\frac{3}{2}, \Sigma^0) + \omega(\frac{3}{2}, \Lambda)} \quad (3,24)$$

avec :

$$\omega(J, H) = \omega(+, J, H) + \omega(-, J, H)$$

Pour la simplicité de l'écriture des expressions calculées, au lieu du spectre d'impulsion (3,23) nous envisagerons la quantité :

$$\frac{d\omega(\pm, J, H)}{dq} \quad (\text{avec } \vec{q} = \vec{K}_3/2) \text{ qui lui est proportionnelle.}$$

Enfin, la courbe expérimentale donnant le nombre de Λ créés en fonction de l'impulsion des Λ est donnée théoriquement par la courbe représentative de l'expression :

$$\frac{1}{3} \frac{d\omega(1/2, \Lambda)}{dK_3} + \frac{2}{3} \frac{d\omega(3/2, \Lambda)}{dK_3}$$

3 - A - Calcul de $\frac{d}{dq} \omega(\pm, \frac{1}{2}, \Sigma^0)$

=====

(i) Etat triplet de n-n

.....

L'amplitude de diffusion est alors $A(-, 1/2, \Sigma^0) = A_s(-, 1/2, \Sigma^0) + A_v(-, 1/2, \Sigma^0)$. Soit, en se servant des tableaux 3,2 et 3,3 et de l'équation (3,12), on obtient :

$$\int_{\Sigma} |A(-, 1/2, \Sigma^0)|^2 = |A_{\Sigma}^i - 2B_{\Sigma}^i|^2 |R_s(-)|^2$$

Par ailleurs la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\delta \left(\frac{K_3^2}{2M_3(12)} + \frac{K^2}{m} - Q_{\Sigma} \right) = \frac{m}{2K_0} \{ \delta(K - K_0) + \delta(K + K_0) \}$$

$$\text{avec } K_0^2 = mQ - \frac{2m}{M_3(12)} q^2 .$$

Soit après intégration sur $\Omega_{\vec{K}}$, Ω_q et sur la norme de \vec{K} :

$$\begin{aligned} \frac{d\omega(-, 1/2, \Sigma^0)}{dq} &= 8\pi^2 \xi |A_{\Sigma}^i - 2B_{\Sigma}^i|^2 q \left(\frac{1}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \frac{1}{D(\alpha) + 2K_0 q} \right. \\ &\quad \left. + 2 \left(\frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} - \frac{1}{2D(\alpha)} - \frac{1}{\beta^2 - \alpha^2} \right) \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} \right) \\ &\quad + (\alpha \rightarrow \beta) \end{aligned} \quad (3,25)$$

Dans (3,25) on a posé $\xi = \frac{16}{(2\pi)^5} \frac{m}{2} \frac{(4\pi)^2}{2} (MN')^2 = \text{Constante}$

Pour une utilisation ultérieure on définira $I(-, 1/2, \Sigma^0)$ par :

$$(3,25) \equiv \xi |A_{\Sigma}^i - 2B_{\Sigma}^i|^2 I(-, 1/2, \Sigma^0) \quad (3,25')$$

(ii) Etat n-n singulet
.....

En suivant la même méthode, on trouve :

$$\begin{aligned}
\frac{d\omega(+, 1/2, \Sigma^0)}{dq} &= 3\xi \cdot 8\pi^2 |B_\Sigma^+|^2 q \left\{ \frac{1}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \frac{1}{D(\alpha) + 2K_0 q} \right. \\
&+ 2 \left(-\frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} + \frac{1}{2D(\alpha)} - \frac{1}{\beta^2 - \alpha^2} \right) \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} \left. \right\} + (\alpha \rightarrow \beta) \\
&+ 6\xi |B_\Sigma^+|^2 8\pi^2 \frac{\sin^2 \delta}{K_0} \left(\{E(\alpha) - E(\beta)\}^2 - \frac{1}{4} \left\{ \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \text{Log} \frac{D(\beta) + 2K_0 q}{D(\beta) - 2K_0 q} \right\}^2 \right) \\
&+ 6\xi |B_\Sigma^+|^2 8\pi^2 \frac{\sin \delta \cos \delta}{K_0} \{E(\alpha) - E(\beta)\} \cdot \left\{ \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \text{Log} \frac{D(\beta) + 2K_0 q}{D(\beta) - 2K_0 q} \right\}
\end{aligned} \tag{3,26}$$

$$\text{avec : } \sin^2 \delta = \frac{a_d^2 K_0^2}{\left(\frac{a_d^r}{2} K_0^2 - 1 \right)^2 + a_d^2 K_0^2} \tag{3,26'}$$

$$\sin \delta \cos \delta = \frac{a_d K_0 \left(\frac{a_d^r}{2} K_0^2 - 1 \right)}{\left(\frac{a_d^r}{2} K_0^2 - 1 \right)^2 + a_d^2 K_0^2} \tag{3,26''}$$

$$E(\alpha) = \text{Arctg} \frac{K_0 + q}{\alpha} - \text{Arctg} \frac{K_0 - q}{\alpha} - 2\text{Arctg} \frac{q}{\alpha + \lambda} \tag{3,26'''}$$

Sur la figure 3,1 nous avons comparé les courbes représentatives de $\frac{d\omega(+, 1/2, \Sigma^0)}{dq}$ en fonction de l'impulsion de Σ^0 .

dq

- Courbe 1 : spectre ne tenant pas compte de l'inter-

action finale n-n

- Courbe 2 : spectre rendant compte de l'interaction

finale n-n avec l'ensemble de paramètres $r_e = 2,65$ f, $a_d = -23,7$ f.

(Groupe A de paramètres n-n)

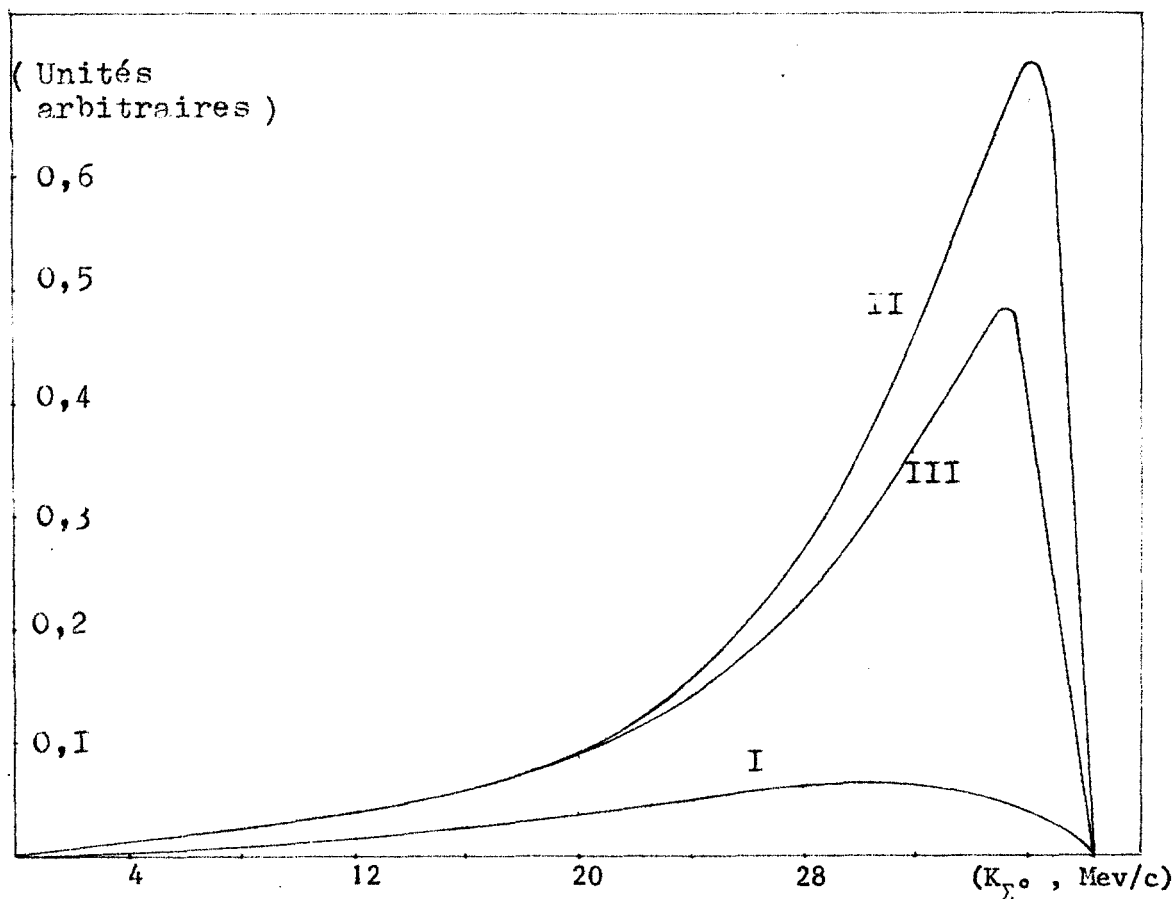


FIG. 3,1. Courbes représentatives de $\frac{d\omega(+, 1/2, \Sigma^0)}{dK_{\Sigma^0}}$: 1 sans interaction n-n ; 2 et 3 avec interaction n-n dans l'état final .

- Courbe 3 : Spectre obtenu avec interaction finale n-n pour l'ensemble de paramètres obtenus par Baumgartner et a. {23} c'est à dire : $r_e = 3,2$ f et $a_d = -16,1$ f (Groupe B de paramètres)
 La courbe 1 présente son maximum pour $K_{\Sigma^0} = 30$ MeV/c. Ce maximum est nettement décalé vers les impulsions élevées sur les courbes tenant compte de l'interaction n-n. L'effet de cette interaction est très caractéristique tant sur la position du maximum (de 30 à 36 MeV/c) que sur son intensité (rapport 12 pour la courbe 2 et 8 pour la 3).

Infin, la courbe 2 présente un pic beaucoup plus élevé que 3 (rapport 3/2).

3 - B Calcul de $\frac{d\omega(\pm, \frac{3}{2}, \Sigma^0)}{dq}$
 =====

(i) Etat triplet de n-n

On obtient :

$$\frac{d\omega(-\frac{3}{2}, \Sigma^0)}{dq} = \xi |A'_{\Sigma^0} + B'_{\Sigma^0}|^2 I(-, \frac{1}{2}, \Sigma^0) \quad (3,27)$$

(ii) Etat singulet

D'après les tableaux (3,1 et 2), il est évident que : $\frac{d\omega(+\frac{3}{2}, \Sigma^0)}{dq} = 0$
 (3,28)

3 - C Calcul de $\frac{d\omega(\pm, \frac{1}{2}, \Lambda)}{dq}$
 =====

(i) Etat triplet n-n

A partir de l'expression de l'amplitude de diffusion :

$$A(-, J=1/2, S', M', \Lambda) = \Sigma_S(-, J=S=1/2) R_S(-) + \Sigma_V(-, J=1/2) R_S(-) \\ + \sum_{i,j=x}^z \Sigma_{T,ij}(-, \frac{1}{2}, S', M') R_{T,ij}(-) - \Sigma_T(-, \frac{1}{2}) R_T(-)$$

et grâce aux données des tableaux 1, 2, 3, puis en sommant sur les états de spin finals, on obtient :

$$\sum_f |A(-, J=1/2, S', M', \Lambda)|^2 = |A'_{\Lambda} - 2B'_{\Lambda}|^2 |R_S(-)|^2 + 2|C'_{\Lambda}|^2 |R_T(-)|^2 \\ + 24 |C'_{\Lambda}|^2 a^2 b^2 (\vec{q} \times \vec{K})^2 \left[\frac{1}{D(\alpha) + 2\vec{K} \cdot \vec{q}} - (\alpha \rightarrow \beta) \right] \left[\begin{matrix} \vec{K} \rightarrow -\vec{K} \end{matrix} \right]$$

Il n'y a donc pas d'interférences entre termes centraux et termes

tensoriels.

En effectuant le calcul (23'), on obtient pour le spectre d'impulsion cherché :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\omega(-\frac{1}{2}, \Lambda)}{dq} &= 8\pi^2 \xi |A_{\Lambda}^i - 2B_{\Lambda}^i|^2 \cdot q \cdot I(-\frac{1}{2}, \Lambda) \\
 &+ 8\pi^2 \xi |C_{\Lambda}^i|^2 \cdot q \cdot 2g^2(\alpha) \left[\frac{1}{D(\alpha) + 2K_o q} - \frac{1}{D(\alpha) - 2K_o q} \right] + (\alpha \rightarrow \beta) \\
 &+ 8\pi^2 \xi |C_{\Lambda}^i|^2 q \left[4g(\alpha)g(\beta) \left[\frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} - \frac{1}{\beta^2 - \alpha^2} \right] - 4g^2(\alpha) \frac{1}{2D(\alpha)} \right. \\
 &\left. + 6a^2b^2 \{D(\alpha) + 2K_o q\} \{D(\alpha) - 2K_o q\} \left[\frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} - \frac{1}{2D(\alpha)} \right] \right] \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_o q}{D(\alpha) - 2K_o q} \\
 &+ (\alpha \rightarrow \beta)
 \end{aligned} \tag{3,29}$$

Dans (3,29) : $I(-\frac{1}{2}, \Lambda)$ possède la même forme que : $I(-\frac{1}{2}, \Sigma^o)$ dans l'équation (3,25') avec ici :

$$K_o^2 = mQ_{\Lambda} - \frac{2m}{M_3(12)} q^2$$

Nous avons défini :

$$g(\alpha) = a^2q^2 + b^2K_o^2 + abD(\alpha) = 2bmQ_{\Lambda} + ab\alpha^2 = C^{ste}$$

La courbe 1 de la figure (3,2) représente $\frac{d\omega(-, 1/2, \Lambda)}{dK_3}$ lorsque l'on ne tient pas compte des forces tensorielles. La courbe 2 représente le spectre où entre la contribution de ces forces. La comparaison est édifiante : les maximums ont lieu pour la même valeur des impulsions mais sont, l'un par rapport à l'autre, dans un rapport voisin de 9,5. Nous n'avons fait figurer que la partie des courbes relatives aux impulsions supérieures à 200 Mev/c, l'autre partie ne présentant aucun intérêt. Les unités utilisées sont les mêmes que pour la courbe (3,1).

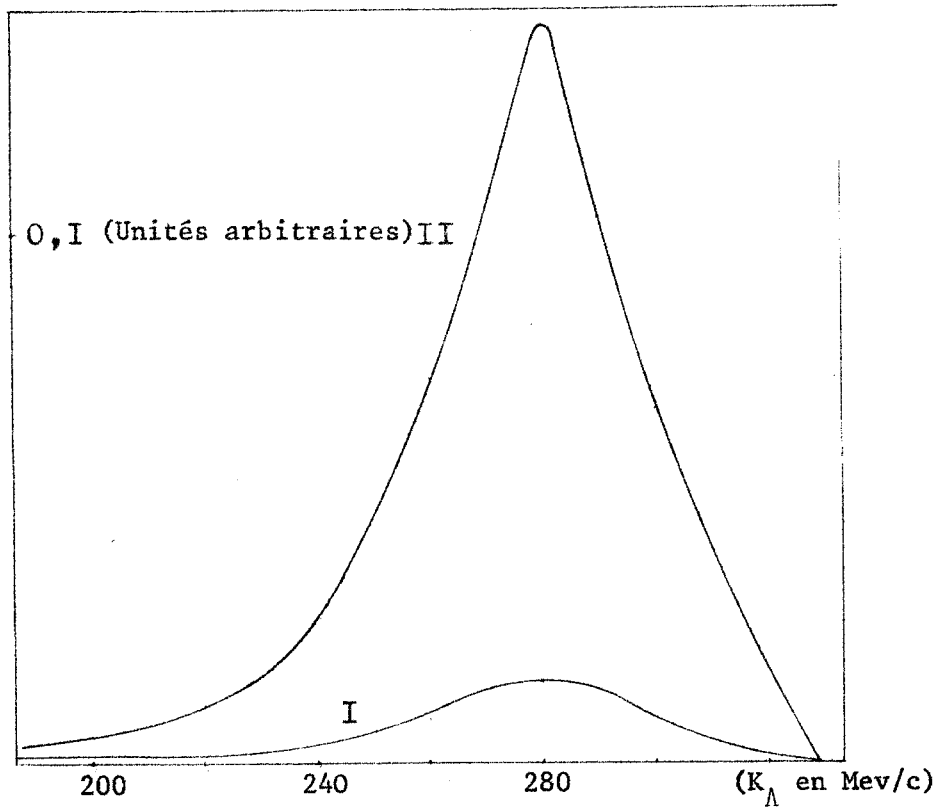


FIG. (3,2) Courbes représentatives de $\frac{d\omega(-, \frac{1}{2}, \Lambda)}{dK_3}$

1 - Sans forces tensorielles

2 - Avec forces tensorielles

(ii) Etat singulet n-n
.....

Les amplitudes de diffusion concernant les diverses valeurs du spin final et de son orientation sont toutes nulles d'après les tableaux 3,2 et 3,4 sauf :

$$A(+, J=\frac{1}{2}, S'=\frac{1}{2}, M'=\frac{1}{2}, \Lambda) = B'_\Lambda \sqrt{3} R_S(+) + C'_\Lambda \sqrt{3} \left[R_{t,xx}^{(+)} + R_{t,yy}^{(+)} + R_{t,zz}^{(+)} \right] - C'_\Lambda \sqrt{3} R_t(+)$$

Grâce aux équations (3,17a), (3,18') et (3,21b), on trouve :

$$A(+, J=\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \Lambda) = B_{\Lambda}^i \sqrt{3} R_S(+)$$

Il n'y a donc pas de contribution des forces tensorielles - ce qui justifie notre remarque amenant à l'écriture de (3,18'). Le spectre d'impulsion $\frac{d\omega(+, 1/2, \Lambda)}{dq}$ possède donc la même forme que : $\frac{d\omega(+, \frac{1}{2}, \Sigma^0)}{dq}$

(Equation 3,26) ; évidemment B_{Λ}^i doit remplacer B_{Σ}^i .

La figure 3,3 représente :

- Courbe 1 : $\frac{d\omega(+, 1/2, \Lambda)}{dK_3}$ en fonction de l'impulsion du Λ pour une étude ne tenant pas compte de l'éventuelle interaction n-n dans l'état final.

- Courbe 2 et 3 : les spectres correspondant à l'étude de cette interaction avec les groupes de paramètres A et B.

L'effet de l'interaction n-n est très nette sur ces courbes : il apparait pour environ 324 Mev/c un deuxième maximum dont la hauteur est sensiblement les 8/10 èmes du pic centré à 280 Mev/c.

3 - D Calcul de $\frac{d\omega(\pm, 3/2, \Lambda)}{dq}$

(i) Etat triplet n-n

En utilisant les résultats des tableaux 1, 2, 5 on trouve :

$$\sum_f |A(-, 3/2, S^i, M^i; \Lambda)|^2 = |A_{\Lambda}^i + B_{\Lambda}^i|^2 |R_S(-)|^2 + \tau |C_{\Lambda}^i|^2 + \\ + \{C_{\Lambda}^i \dagger (A_{\Lambda}^i + B_{\Lambda}^i) + (A_{\Lambda}^i + B_{\Lambda}^i) \dagger C_{\Lambda}^i\} \{3R_{T,z,z}(-) - R_T(-)\} R_S(-) \quad (3,30)$$

Le troisième terme du second membre de (3,30) contient une interférence entre les forces centrales et tensorielles ; mais elle s'annule lors

de l'intégration sur les angles dans l'expression (3,23').

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{11}{2} |R_T(-)|^2 + 24a^2b^2 \{ 2(\vec{q} \times \vec{K})^2 + |(\vec{q} \times \vec{K})_z|^2 \} \left\{ \frac{1}{D(\alpha) + 2Kq} - (\alpha \rightarrow \beta) \right\} \times \\ & \times \{ \vec{K} \rightarrow -\vec{K} \} - \frac{3}{2} R_T(-) R_{T,z,z}(-) + \quad (3,30') \\ & + \frac{3}{2} \left\{ (a\vec{q} - b\vec{K})_z (a\vec{q} - b\vec{K}) \left(\frac{1}{D(\alpha) + 2Kq} - (\alpha \rightarrow \beta) \right) \right\} - \{ \vec{K} \rightarrow -\vec{K} \} \end{aligned}$$

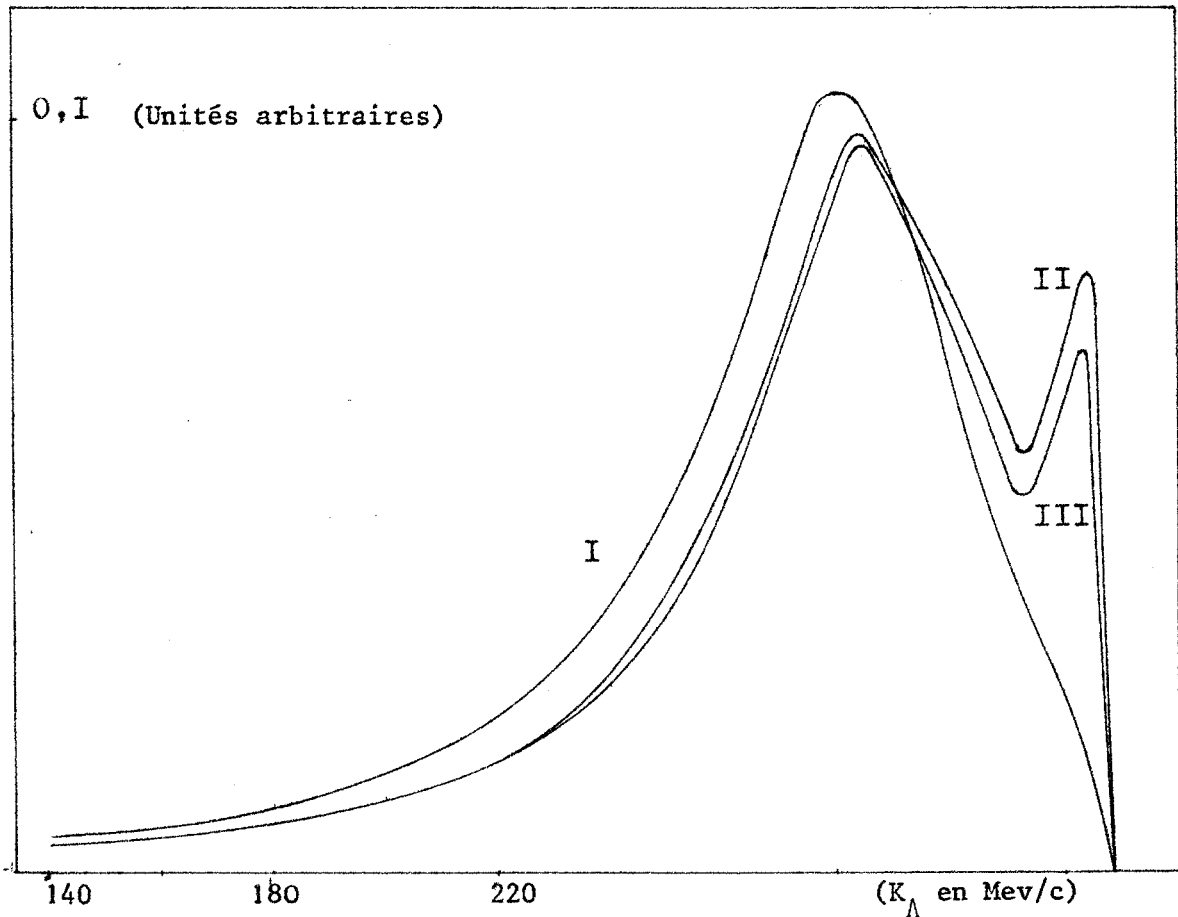


FIG. 3,3. Courbes représentatives de $\frac{d\omega(+, 1/2, \Lambda)}{dK_\Lambda}$

- Courbe 1 : sans interaction n-n
- Courbes 2 et 3 : avec cette interaction et les groupes de paramètres A et B . (Les unités sont identiques à celles des figures précédentes).

Après intégration de l'expression (3,30) suivant (3,23'), on obtient

$$\begin{aligned}
 \frac{d\omega(-,3/2,\Lambda)}{dq} &= 8\pi^2 \xi |A_{\Lambda}^{\nu} + B_{\Lambda}^{\nu}|^2 q I(-,1/2,\Lambda) + \\
 &+ 8\pi^2 \xi |C_{\Lambda}^{\nu}|^2 q \left\{ 5g^2(\alpha) \left(\frac{1}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \frac{1}{D(\alpha) + 2K_0 q} \right) - a^2 b^2 (2K_0 q) \right\} \\
 &+ (\alpha \rightarrow \beta) \\
 &+ 8\pi^2 \xi |C_{\Lambda}^{\nu}|^2 q \left(\left\{ \frac{1}{D(\alpha)} - \frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} \right\} \{-11g^2(\alpha) + 11a^2 b^2 (2K_0 q)^2 - \right. \\
 &\quad \left. - 10a^2 b^2 D^2(\alpha) + (a^2 q^2 + b^2 K_0^2)^2 \right\} - \frac{2abD(\alpha)}{D(\alpha) + D(\beta)} \{11g(\alpha) - abD(\alpha)\} + \\
 &+ \left. \left\{ \frac{13}{2} abg(\alpha) + \frac{11}{2} abg(\beta) - \frac{9}{2} \frac{g^2(\alpha)}{\beta^2 - \alpha^2} - \frac{11}{2} \frac{g^2(\beta)}{\beta^2 - \alpha^2} \right\} \right) \log \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} \\
 &+ (\alpha \rightarrow \beta) \tag{3,31}
 \end{aligned}$$

Les courbes représentatives de cette expression sont celles de la figure (3,4)

(ii) Etat singulet n-n

Lors de la sommation des amplitudes sur les différents états de spin finals, on obtient, grâce aux résultats des tableaux 1,2, 6 :

$$\begin{aligned}
 \sum_f |A(+,3/2,S^{\nu},M^{\nu};\Lambda)|^2 &= \frac{9}{2} |C_{\Lambda}^{\nu}|^2 \left\{ R_{T,xx}^2(+)+R_{T,yy}^2(+)+R_{T,xz}^2(+)+ \right. \\
 &\quad \left. + R_{T,zy}^2(+)-2R_{T,xx}(+)R_{T,yy}(+)+4R_{T,xy}^2(+)\right\} \tag{3,32}_a
 \end{aligned}$$

On remarque que les forces centrales ont une contribution nulle au spectre d'impulsion .

Développée, l'équation (3,32)_a devient :

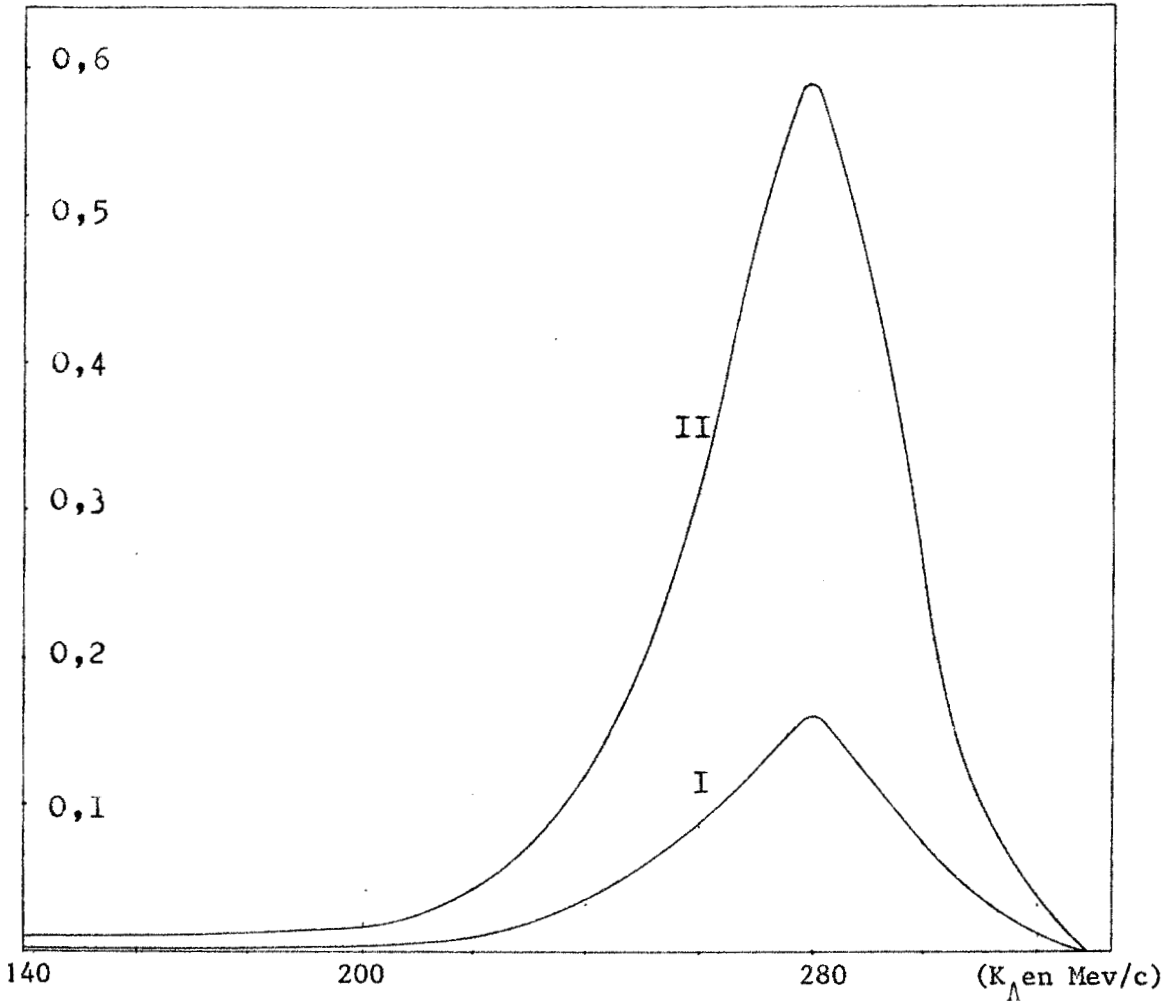


FIG. (3,4) Courbes représentatives de $\frac{d\omega(-, 3/2, \Lambda)}{dK_{\Lambda}}$: 1 sans interaction tensorielle, 2 avec cette interaction.

$$\begin{aligned}
 & \frac{9}{2} |C'_{\Lambda}|^2 \left\{ \{R_{T,xx}^F(+)-R_{T,yy}^F(+)\}^2 + 4\{R_{T,xy}^F(+)\}^2 + \{R_{T,xz}^F(+)\}^2 + \{R_{T,zy}^F(+)\}^2 \right\} \\
 & + \frac{9}{2} |C'_{\Lambda}|^2 \frac{(8\pi)^2}{2} (NN')^2 q^2 (q^2 - q_z^2) \{ \text{Re}^2(I) + \text{Im}^2(I) \} + \\
 & + 9 |C'_{\Lambda}|^2 \frac{8\pi}{\sqrt{2}} NN' \left\{ R_{T,xz}^F(+)_z \{ q_x \text{Re}(I) - q_y \text{Im}(I) \} \right. \\
 & \quad \left. + R_{T,yz}^F(+)_z \{ q_y \text{Re}(I) + q_x \text{Im}(I) \} \dots\dots\dots \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \dots + \{R_{T,xx}^F(+)-R_{T,yy}^F(+)\} \{ (q_x^2 - q_y^2) \text{Re}(I) - 2q_x q_y \text{Im}(I) \} + \\ & + 2R_{T,xy}^F(+)\{ (q_x^2 - q_y^2) \text{Im}(I) + 2q_x q_y \text{Re}(I) \} \end{aligned} \quad (3,32_b)$$

où $R_{T,ij}^F(+)$ est donnée par l'équation (3,17_a) ; $\text{Re}(I)$ et $\text{Im}(I)$ par les équations (3,19) et (3,20).

En calculant l'intégrale (3,23') on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{d\omega(+,3/2,\Lambda)}{dq} &= \frac{3}{2} \xi 8\pi^2 |C'_\Lambda|^2 q \left\{ \left[\frac{1}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \frac{1}{D(\alpha) + 2K_0 q} \right] \times \right. \\ &\times \{ 6g(\alpha) \cdot (a^2 q^2 + b^2 K_0^2) - 3(a^2 q^2 - b^2 K_0^2)^2 - g^2(\alpha) \} - 2a^2 b^2 (2K_0 q) \left. \right\} \\ &+ (\alpha \rightarrow \beta) + 3 \xi 8\pi^2 |C'_\Lambda|^2 q \left\{ \left[\frac{1}{2D(\alpha)} - \frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} - \frac{1}{\beta^2 - \alpha^2} \right] \times \right. \\ &\times \{ 3(a^2 q^2 - b^2 K_0^2) - g^2(\alpha) \} + 2a^2 b^2 (2K_0 q)^2 \left\{ \frac{1}{2D(\alpha)} - \frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} - \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3}{\beta^2 - \alpha^2} \right\} - \right. \\ &\left. - 2ab(a^2 q^2 + b^2 K_0^2) D(\alpha) \cdot \left\{ \frac{2}{2D(\alpha)} + \frac{1}{D(\alpha) + D(\beta)} + \frac{3}{\beta^2 - \alpha^2} \right\} + abg(\alpha) \right\} \times \\ &\times \text{Log} \frac{D(\alpha) - 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} + (\alpha \rightarrow \beta) + \\ &+ 24 \xi 8\pi^2 |C'_\Lambda|^2 K_0 q^6 \{ \text{Re}(I) + \text{Im}(I) \} + \\ &+ 12 \xi 8\pi^2 |C'_\Lambda|^2 K_0 q^2 \left\{ \frac{1}{2K_0 q} \{ 2q^2 g(\alpha) - \frac{b^2}{2} (D(\alpha) + 2K_0 q)(D(\alpha) - 2K_0 q) \} \right. \\ &\quad \left. \cdot \text{Log} \frac{D(\alpha) + 2K_0 q}{D(\alpha) - 2K_0 q} - \frac{1}{4} b^2 \alpha^2 \right\} + (\alpha \rightarrow \beta) \end{aligned} \quad (3,33)$$

La figure (3,5) représente le spectre d'impulsion d'équation (3,33).

- Courbe 1 : sans interaction n-n

- Courbes 2 et 3 avec cette interaction pour les groupes de paramètres A et B.

Contrairement aux courbes 2 et 3 de la figure (3,3), les courbes 2 et 3 de la figure ci-dessous ne présentent plus de maximum secondaire dû à l'interaction n-n, mais simplement une inflexion aux environs de 324 Mev/c . Les maximums de ces courbes sont confondus et décalés de 10 Mev/c dans le sens des impulsions croissantes par rapport au maximum de la courbe 1.

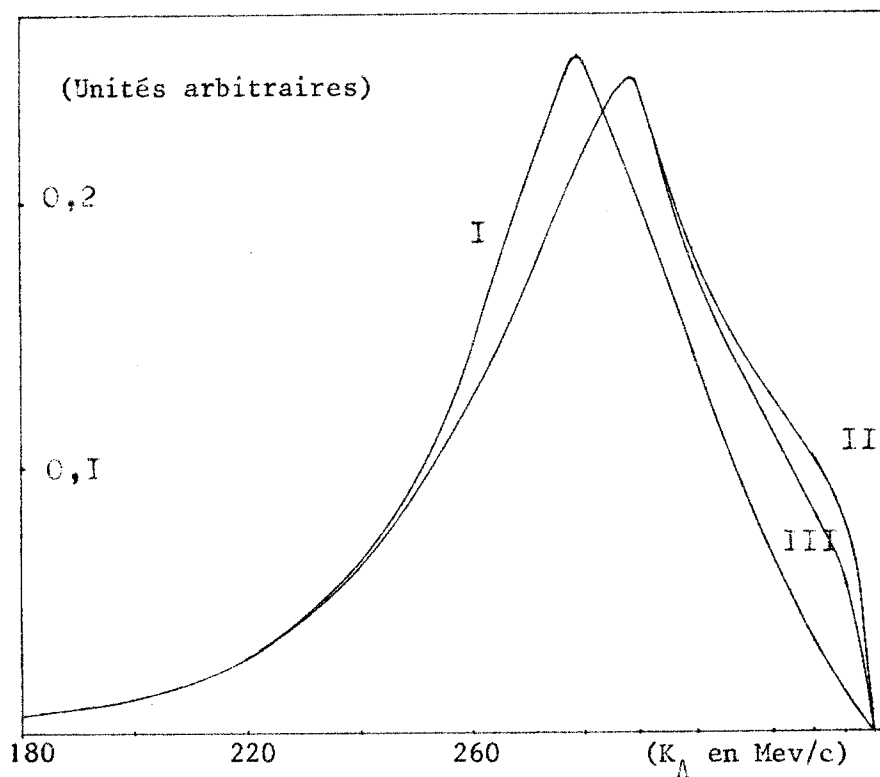


FIG. (3,5). Courbes représentatives de $\frac{d\sigma(+, 3/2, \Lambda)}{dK_\Lambda}$

1 : Sans interaction n-n

2 et 3 : en tenant compte de cette interaction .

3 - E Tracés des spectres d'impulsion totaux

=====

(i) Spectre de production des hyperons Λ

.....

Nous avons tracé sur les figures (3,6) et (3,7), les courbes représentatives du spectre total des particules Λ .

Sur la figure (3,6), la courbe 1 représente le spectre lorsque seules les forces centrales sont prises en considération (Pas d'interaction dans l'état final). La courbe 2a représente le spectre lorsqu'on tient compte de l'interaction n-n avec le groupe de paramètres A, la courbe 2b de même avec les paramètres B.

Sur la figure (3,7), 1 représente le spectre sans interaction n-n mais dans le cas où les forces tensorielles sont considérées, 2a et 2b lorsqu'à la fois les forces tensorielles et l'interaction n-n agissent (Avec les paramètres A et B respectivement). Toutes ces courbes ont le même aire que la courbe expérimentale en pointillé.

Il semble que les courbes (3;6,2a et b) et (3;7,2a et b) sont celles qui se rapprochent le plus du spectre expérimental -- sans qu'on puisse d'ailleurs faire un choix entr'elles. Les maximums de ces courbes se produisent pour la même valeur de l'impulsion que le maximum du spectre expérimental. Le décalage entre les positions des maximums des courbes 1 et 2 est plus net dans la figure (3,7) tenant compte des forces tensorielles. Dans les deux cas les courbes 2 présentent un renflement aux alentours de 315-320 Mev/c dû à l'effet de l'interaction n-n finale.

(ii) Spectre de production des hyperons Σ^0

.....

Expérimentalement, on ne connaît pas le spectre d'impulsion de ces

(Nombre d'événements)

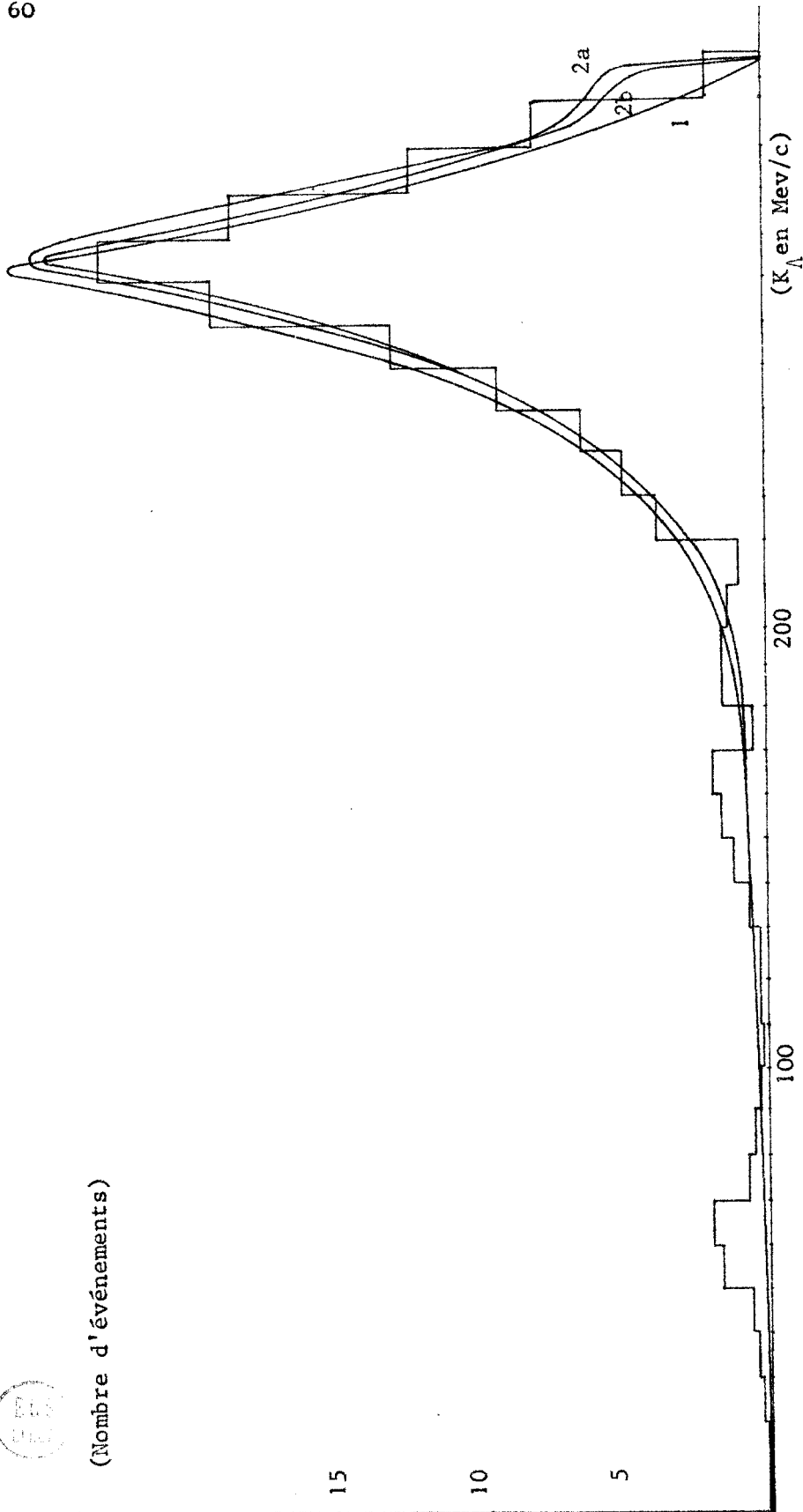


FIG. (3,6). Spectre d'impulsion des A obtenu sans tenir compte des forces tensorielles

1 - Sans interaction n-n

2a et 2b - Avec interaction n-n pour les groupes A et B de paramètres de diffusion n-n

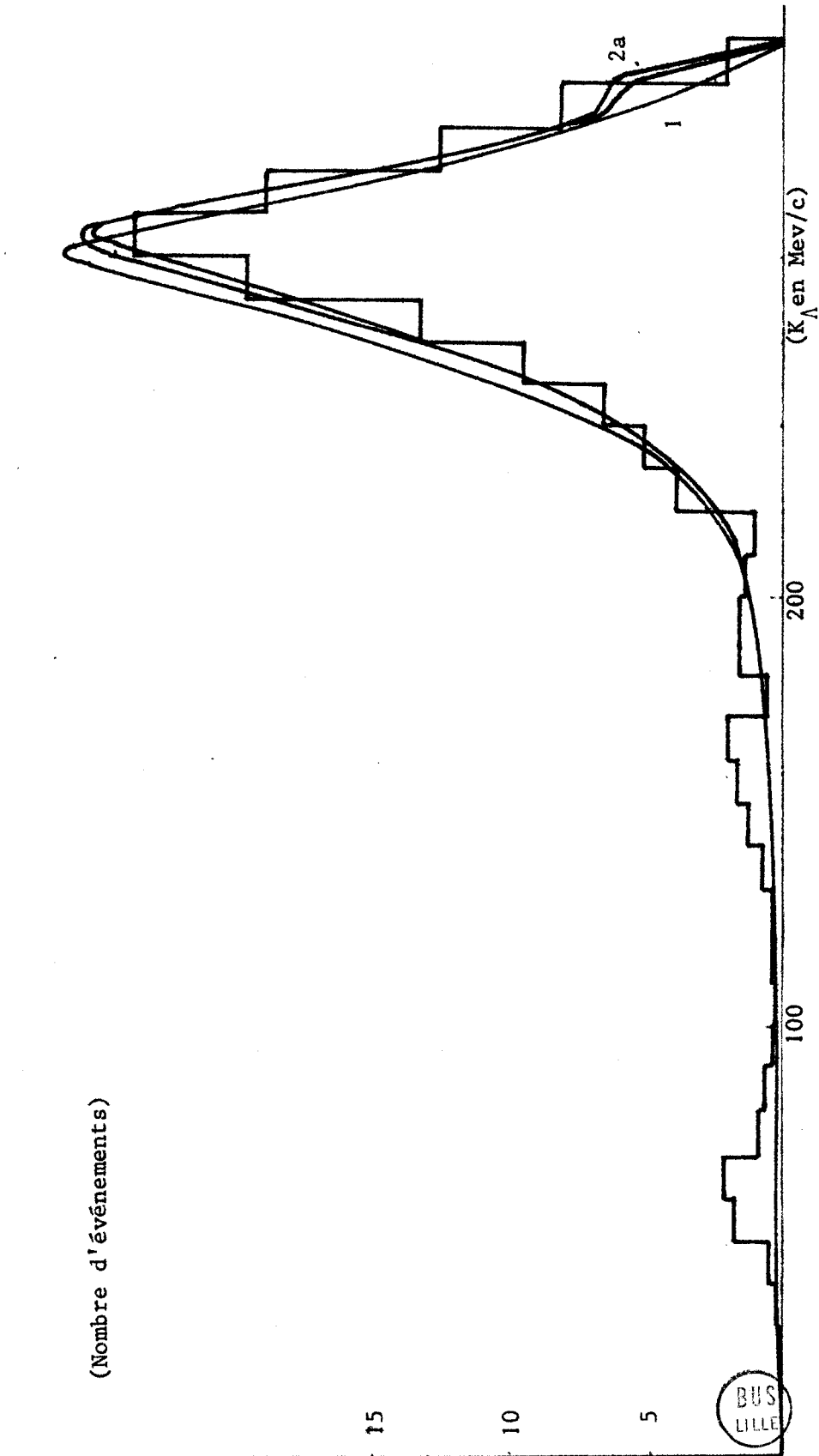


FIG. (3,7). Spectres d'impulsion des Λ obtenu par le calcul avec forces tensorielles

1 - Sans interaction n-n

2a et b - avec interaction n-n pour les groupes A et B des paramètres de diffusion

particules, c'est fâcheux car, comme nous avons pu nous en rendre compte sur la figure (3,1), il y a une grande différence entre le spectre théorique tenant compte de l'interaction finale et celui obtenu en le négligeant ; donc, si la courbe expérimentale était en notre possession, sa comparaison aux courbes théoriques nous renseignerait probablement de façon satisfaisante sur l'existence de l'interaction dans l'état final.

La figure (3,8) représente le spectre total pour la production des Σ^0 . Ces courbes possèdent la même aire de telle sorte qu'elles puissent être directement comparées au spectre expérimental lorsque celui-ci sera obtenu. La courbe 1 est le spectre théorique ne tenant pas compte de l'interaction n-n ; 2a et 2b les spectres prenant en considération cette interaction avec les paramètres des groupes A et B.

1 présente un maximum très "étalé" pour 30 Mev/c alors que 2a et 2b possèdent ces maximums pour respectivement 36,5 et 35,5 Mev/c ; ils sont par ailleurs 2,4 et 2,3 fois plus intenses que celui de la courbe 1.

En résumé on peut donc dire que : a) les spectres 1 et 2 sont très différents.

b) la différence est beaucoup plus nette que pour les courbes 1 et 2 relatives à la production des Λ .
(Figures 3,6 et 3,7)

c) Bien que la dissemblance des courbes 2a et 2b soit plus importante que pour celles relatives aux Λ , il semble difficile de trancher par comparaison avec le spectre d'impulsion expérimental éventuel, le choix entre les deux groupes de paramètres de l'interaction n-n utilisés pour ce calcul.

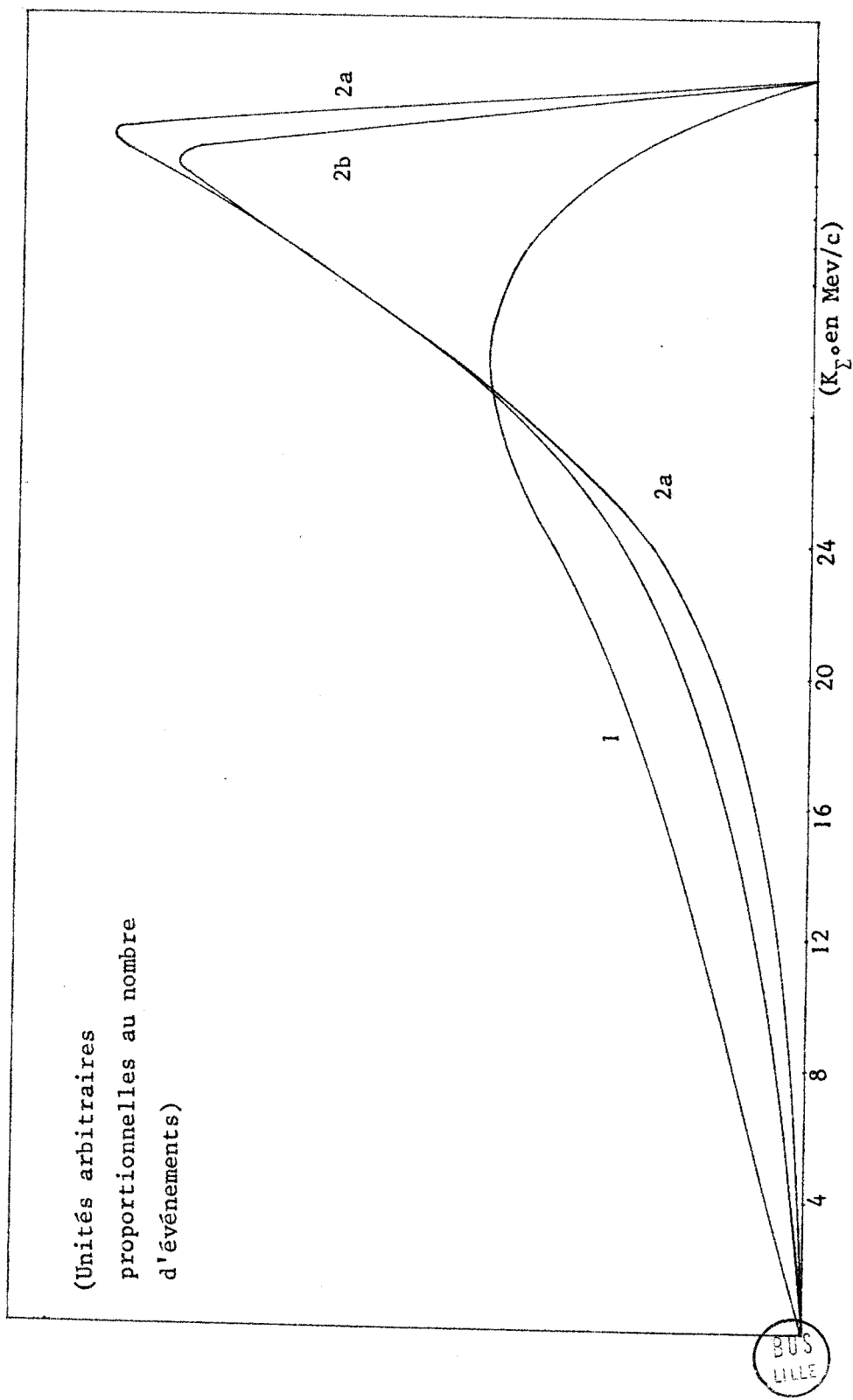


FIG. (3,8). Spectres obtenus pour la production des Σ^0

1 : Sans interaction n-n

2a et 2b : Avec cette interaction

3 - 3 Probabilités de transition et rapport de branchement

=====

Les intégrales donnant les valeurs des différentes probabilités de transition c'est à dire :

$$\omega(\pm, J, H) = \int_0^{q_{\max}} \left\{ \frac{d\omega(\pm, J, H)}{dq} \right\} dq$$

ont été calculées numériquement . Les valeurs de la limite d'intégration q_{\max} sont 18,52 Mev/c pour la production des Σ^0 et 162,24 Mev/c pour celle des Λ . Les résultats notés (a) ou (b) correspondent respectivement aux calculs effectués à l'aide du groupe de paramètres de la diffusion n-n A ou B. Les résultats sont ceux du tableau (3,8).

On s'aperçoit immédiatement qu'avec les valeurs des paramètres A_H^1 etc.. du tableau (2,2), le deuxième terme du second membre de l'équation (3,24) est négligeable puisque $\omega(\pm, 3/2, \Sigma^0)$ est soit nul soit négligeable. Par conséquent les interactions se produisant dans l'état $J=3/2$ et produisant des hyperons Λ n'ont pas d'effets sur la valeur numérique du rapport de branchement. Neville {4} et De Swart et Iddings {18} ont trouvé un résultat analogue.

L'incertitude théorique du calcul numérique des intégrales est de l'ordre de 1/1000, donc négligeable devant celle amenée par l'évaluation des éléments de la matrice transition T du chapitre 2 (de l'ordre de 1/10). Compte tenu de cette dernière erreur, on obtient :

- (a) - Calcul sans interaction n-n ni forces tensorielles :

$$r = 0,043 \pm 0,003 \quad (3,34_a)$$

- (b) - Calcul avec interaction n-n et sans forces tensorielles

$$r_a = 0,137 \pm 0,015 \quad (3,34_b)$$

$$r_b = 0,131 \pm 0,014 \quad (3,34_b)$$

- (c) - Calcul avec forces centrales et tensorielles mais sans interaction finale n-n

$$r = 0,024 \pm 0,003 \quad (3,34_c)$$

- (d) - Calcul tenant compte des forces centrales et tensorielles et de l'interaction dans l'état final

$$r_a = 0,094 \pm 0,016$$

$$r_b = 0,084 \pm 0,014 \quad (3,34_d)$$

Ces résultats seront critiqués dans le chapitre des conclusions.
(Voir page 66 le tableau 3,8 donnant les valeurs numériques des taux).

| Taux | Partie centrale | | Partie tensorielle | |
|----------------------------|--|--|---|--|
| | fondamentale | secondaire | fondamentale | secondaire |
| $\omega(-, 1/2, \Sigma^0)$ | $0,462 \cdot 10^{-3} A_{\Sigma}^i - 2B_{\Sigma}^i ^2$ | | | |
| $\omega(+, 1/2, \Sigma^0)$ | $0,127 B_{\Sigma}^i ^2$ | a.0,538 $ B_{\Sigma}^i ^2$ b.0,440 $ B_{\Sigma}^i ^2$ | | |
| $\omega(-, 1/2, \Lambda)$ | $1,21 A_{\Lambda}^i - 2B_{\Lambda}^i ^2$ | | $1,592 \cdot 10^{10} C_{\Lambda}^i ^2$ | |
| $\omega(+, 1/2, \Lambda)$ | $8,43 B_{\Lambda}^i ^2$ | a.0,176 $ B_{\Lambda}^i ^2$ b.0,033 $ B_{\Lambda}^i ^2$ | | |
| $\omega(-, 3/2, \Sigma^0)$ | $0,462 \cdot 10^{-3} A_{\Sigma}^i - B_{\Sigma}^i ^2$ | | | |
| $\omega(+, 3/2, \Sigma^0)$ | 0 | 0 | | |
| $\omega(-, 3/2, \Lambda)$ | $1,21 A_{\Lambda}^i - B_{\Lambda}^i ^2$ | | $3,809 \cdot 10^{10} C_{\Lambda}^i ^2$ | |
| $\omega(+, 3/2, \Lambda)$ | | | $3,101 \cdot 10^{10} C_{\Lambda}^i ^2$ | a.0,097 $10^{10} C_{\Lambda}^i ^2$ b.0,086 $10^{10} C_{\Lambda}^i ^2$ |

Tableau (3,8). : Valeurs des probabilités de transition.

CHAPITRE 4

2^d CALCUL DES TAUX ET DU RAPPORT DE BRANCHEMENT
 TENANT COMPTE DE L'INTERACTION n-n

Dans le chapitre 4, nous étudions la possibilité de l'interaction n-n dans l'état final en faisant l'approximation impulse modifiée suivant l'hypothèse formulée lors de l'introduction : nous supposons que l'hypéron Σ^- interagit avec le deutéron lorsqu'il se trouve au centre de masse de celui-ci et non plus lorsque sa position correspond à celle du proton. Nous critiquerons cette hypothèse dans le chapitre 6. Les fonctions d'onde des états initial et final sont évidemment les mêmes que celles du chapitre 3.

1 - ELEMENTS DE LA MATRICE AMPLITUDE DE DIFFUSION

1 - A) Calcul de $A_s(\pm, J)$ et $A_v(\pm, J)$

a) Partie de spin $\Sigma_s(\pm, J)$ et $\Sigma_v(\pm, J)$

Les résultats sont évidemment les mêmes que ceux du chapitre 3
(Voir tableaux 3,1 et 2).

b) Partie d'espace : $R_S(\pm)$, $R_V(\pm)$
.....

(i) Etat triplet des 2 neutrons

L'intégration sur les angles lors du calcul de $R_S(-)$ identique à celle effectuée pour aboutir aux équations (3,12 et 12') mène au résultat :

$$R_S(-) = R_V(-) = 0 \quad (4,1)$$

(ii) Etat singulet des 2 neutrons

Le même calcul donne ici :

$$R_S(+) = R_V(+) = 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + K^2} + \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{K} \left(\frac{1}{\alpha - iK} - \frac{1}{\alpha + \lambda} \right) \right\} \\ - (\alpha \rightarrow \beta) \quad (4,2)$$

1 - B) Calcul de $A_T(\pm, J, S', M')$

Nous utilisons les mêmes notations que celles du paragraphe (3,2,C).

a) Calcul de $A_T^{(1)}(\pm, J, S', M')$
.....

IL est évident que les parties de spin $\Sigma_{T,ij}(\pm, J, S', M')$ - de même d'ailleurs que $\Sigma_T(\pm, J)$ - sont identiques à celles déjà calculées au chapitre 3 (Tableaux 3,4,5,6 pour $\Sigma_T(\pm, J, S', M')$ et 2 pour $\Sigma_T(\pm, J)$).

Il reste donc à donner les expressions de la partie spatiale $R_{T,ij}(\pm)$

(i) n-n triplet

Un calcul similaire à celui menant aux équations (3,16 et 17), nous donne :

$$R_{T,ij}(\bar{-}) = 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} ab \left(q_i K_j + K_i q_j \right) \frac{1}{K^2 + \alpha^2} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \quad (4,3)$$

(ii) n-n singulet

-Partie due à l'interaction fondamentale :

$$R_{T,ij}^{(F)}(+)= 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \left[a^2 q_i q_j + b^2 K_i K_j \right] \frac{1}{\alpha^2 + K^2} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \quad (4,4)$$

-Partie décrivant l'interaction secondaire n-n :

$$R_{T,ij}^{(S)}(+)= 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \frac{a^2 q_i q_j}{K} e^{i\delta} \sin\delta \left[\frac{1}{\alpha - iK} - \frac{1}{\alpha + \lambda} \right] - \{\alpha \rightarrow \beta\} \quad (4,5)$$

b) Calcul de $A_T^{(2)}(\pm, J)$

Il nous reste à calculer $R_T(\pm)$

(i) n-n triplet

En suivant la même méthode que lors du calcul correspondant du chapitre 3 (Equation 3,21a), on trouve :

$$R_T(\bar{-}) = 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} ab \overrightarrow{2Kq} \frac{1}{\alpha^2 + K^2} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \quad (4,6)$$

(ii) n-n singulet

$$\begin{aligned} R_T(+)= & 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \left[a^2 q^2 + b^2 K^2 \right] \frac{1}{\alpha^2 + K^2} - \{\alpha \rightarrow \beta\} \\ + & \left[8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{K} \left[\frac{(aq + bK)^2}{\alpha + iK} - 2b^2(\alpha - iK) - 2b(ba + iaq) \text{Log}(\alpha - iK) \right] \right. \\ & \left. - 8\pi \frac{NN'}{\sqrt{2}} \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{K} [K \rightarrow i\lambda] \right] - \left[\alpha \rightarrow \beta \right] \quad (4,7) \end{aligned}$$

2 - CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION, DES SPECTRES ET DU RAPPORT
 DE BRANCHEMENT

Des sondages effectués lors des calculs numériques réalisés au chapitre 3, il ressort que l'on fait une erreur de 5 à 9 % en négligeant le second terme de la fonction de Hulthen du deutéron. En conséquence, nous négligerons ce terme, compte tenu des complications de calcul qu'il amène, eu égard à son faible effet sur le résultat final.

2 - A) Calcul de : $\frac{d}{dq} \omega(\pm \frac{1}{2}, \Sigma^0)$

(i) n-n triplet

En se servant de l'équation (4,1), on trouve :

$$\frac{d\omega(-\frac{1}{2}, \Sigma^0)}{dq} = 0 \quad (4,8)$$

d'où un taux partiel : $\omega(-\frac{1}{2}, \Sigma^0) = 0 \quad (4,9)$

Il est à remarquer que lors du calcul correspondant du chapitre 3, on avait obtenu pour cette expression une valeur non nulle mais très faible ($7,5 \cdot 10^{-3}$).

(ii) n-n singulet

Après sommation sur les états finals du carré du module de l'amplitude de diffusion, on obtient :

$$\begin{aligned} \sum_f |A(+, \frac{1}{2}, \Sigma^0)|^2 &= 3 |B_{\Sigma^0}^i|^2 |R_s(+)|^2 = 3 |B_{\Sigma^0}^i|^2 I(+, \frac{1}{2}, \Sigma^0) \quad (4,10) \\ &= 3 |B_{\Sigma^0}^i|^2 64\pi^2 \frac{(NN)^2}{2} \left[\frac{1}{(\alpha^2 + K^2)^2} + \frac{\sin^2 \delta}{K^2} \frac{\lambda - \alpha}{\lambda + \alpha} \frac{1}{\alpha^2 + K^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin^2 \delta}{K^2} \left[\frac{1}{(\alpha + \lambda)^2} - \frac{2K^2}{(\alpha^2 + K^2)^2} \right] + \frac{2\sin \delta \cos \delta}{(\alpha^2 + K^2)^2} \frac{1}{K} \left[\frac{\alpha}{\alpha^2 + K^2} - \frac{1}{\alpha + \lambda} \right] \right] \end{aligned}$$

Soit après intégration sur les angles et sur la norme de \vec{K} suivant l'expression (3,23'), on obtient :

$$\frac{d\omega(+,\frac{1}{2},\Sigma^0)}{dq} = 8\pi^2 \xi \cdot 24 |B'_{\Sigma^0}|^2 K_0 q^2 I(+,\frac{1}{2},\Sigma^0) \quad (4,11)$$

2 - B) Calcul de : $\frac{d\omega(\pm,\frac{3}{2},\Sigma^0)}{dq}$

(i) Etat n-n triplet
.....

La sommation sur les états finals dans $\sum_{\vec{f}} |A(-,3/2,\Sigma^0)|^2$ donne un résultat nul.

Dans le chapitre 3 (Tableau 8) on trouvait pour le taux partiel $\omega(-,3/2,\Sigma^0)$ la valeur $1,75 \cdot 10^{-3}$ donc très petite.

(ii) Etat n-n singulet
.....

Grâce aux résultats des tableaux (3,1 et 2), le spectre d'impulsion

$\frac{d\omega(+,3/2,\Sigma^0)}{dq}$ ne possède pas de partie due aux forces centrales

(résultats identiques à ceux du chapitre 3). En conséquence dans cette approximation, l'interaction (1,1a) ne se produit pas dans l'état de spin initial 3/2 ; seul est donc produit un état final de moment angulaire total $J=1/2$ où les deux neutrons sont dans l'état singulet.

Sur la figure (4,1) nous avons représenté :

- Courbe 1 : le spectre d'impulsion total pour la production des Σ^0 dans le cas où l'on ne tient pas compte de l'interaction finale n-n
- Courbes 2a et 2b : Les spectres pour les groupes A et B des paramètres.

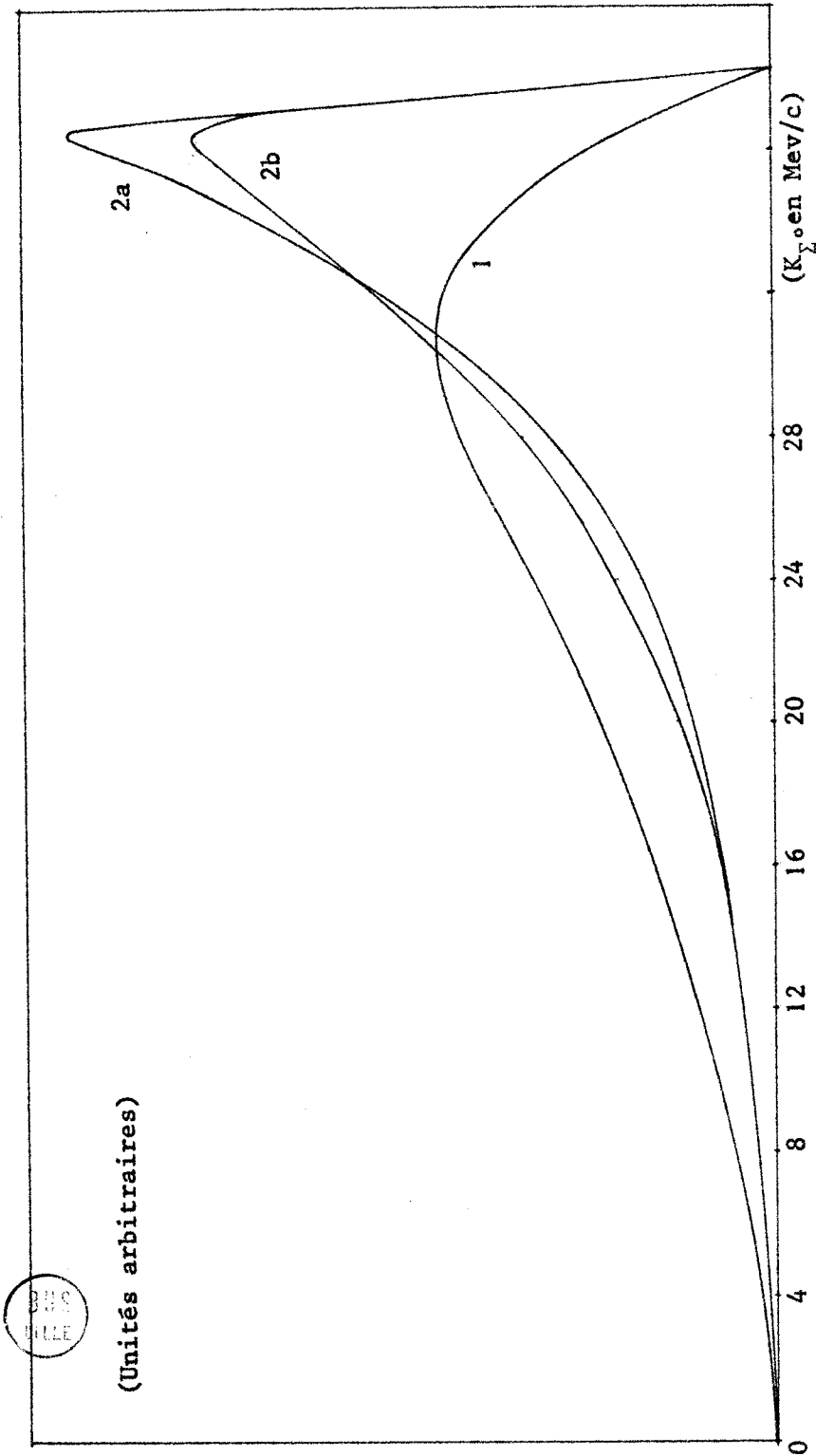


FIG.4,1. Spectres d'impulsion des Σ^0

1 : Sans interaction n-n

2a et 2b : Avec cette interaction avec les groupes A et B des paramètres de diffusion n-n.

On a donné à ces trois spectres la même aire pour pouvoir les comparer à un spectre expérimental éventuel.

Ces courbes ressemblent beaucoup aux courbes correspondantes de la figure (3,8). Nous avons tracé sur la figure (4,2) les courbes 1 et 2b des figures (3,8) et (4,1) normées à la même aire. Ces courbes sont pratiquement confondues deux à deux (il en est de même d'ailleurs des courbes 2a que nous n'avons pas fait figurer sur (4,2) afin d'alléger la figure). Donc les deux mécanismes de l'interaction étudiés et comparés ici (dans la limite de l'approximation impulsive), sont équivalents quant à leurs résultats vis-à-vis du spectre d'impulsion des Σ^0 .

2 - C) Calcul de $\frac{d\omega(\pm, 1/2, \Lambda)}{dq}$

(i) n-n triplet

$$\text{On trouve : } \frac{d\omega(\pm, 1/2, \Lambda)}{dq} = 8\pi^2 \xi 96 |C'_\Lambda|^2 a^2 b^2 \frac{K_0^3 q^4}{(\alpha^2 + K_0^2)^2} \quad (4,12)$$

où ne figure pas de partie centrale (d'après l'équation 4,1).

Le résultat de l'équation (4,12) est obtenu après avoir effectué la sommation sur les états finals :

$$\sum_f |A(-, 1/2, \Lambda)|^2 = \frac{(NN')^2}{2} |C'_\Lambda|^2 128\pi^2 a^2 b^2 \frac{K^2 q^2}{(\alpha^2 + K^2)^2} (4 + 3\sin^2\theta)$$

où θ est l'angle de \vec{K} et de \vec{q} .

(ii) n-n singulet

on n'obtient pas de termes tensoriels :

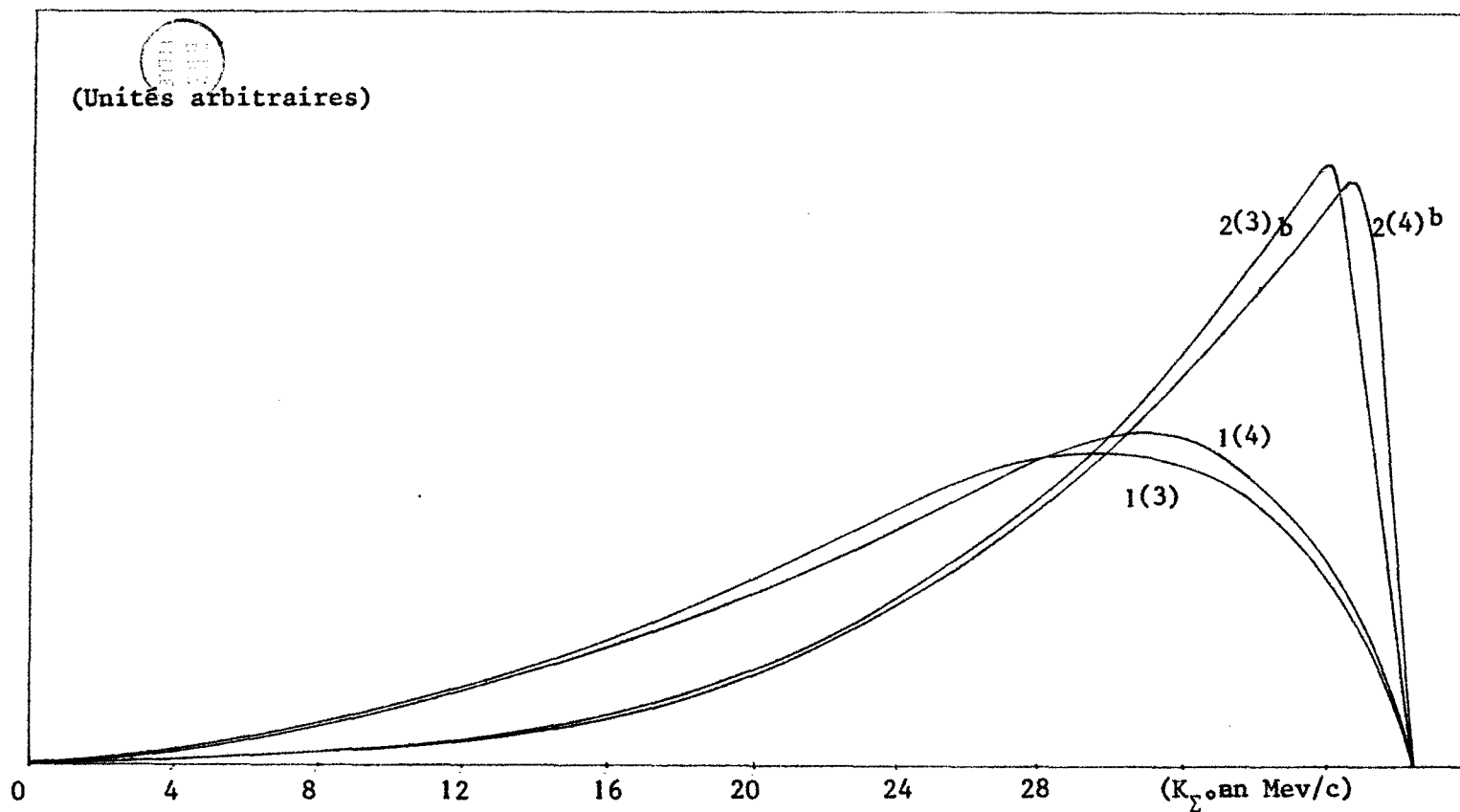


FIG. (4,2). Comparaison des allures générales des spectres pour la production des Σ^0 obtenus :
 - avec approximation de la portée nulle {Courbes 1(3) et 2(3)b}
 - avec approximation d'une portée non nulle {Courbes 1(4) et 2(4)b}

$$\frac{d\omega(+, 1/2, \Lambda)}{dq} = 8\pi^2 \xi 24 |B_{\Lambda}^{\nu}|^2 K_0 q^2 I(+, 1/2, \Lambda) \quad (4,13)$$

où $I(+, 1/2, \Lambda)$ a la même forme que $I(+, 1/2, \Sigma^0)$, les paramètres concernant la production des Λ remplaçant évidemment ceux de la production des Σ^0 .

2 - D) Calcul de $\frac{d\omega(\pm, 3/2, \Lambda)}{dq}$

(i) n-n triplet
.....

Il n'y a pas de partie centrale ; on trouve :

$$\frac{d\omega(-, 3/2, \Lambda)}{dq} = 8\pi^2 \xi a^2 b^2 |C_{\Lambda}^{\nu}|^2 \frac{80}{3} (2K_0 q)^2 q \frac{1}{(\alpha^2 + K_0^2)^2} \quad (4,14)$$

soit par conséquent :

$$\frac{d(-, 3/2, \Lambda)}{dq} = \frac{20}{9} \frac{d\omega(-, 1/2, \Lambda)}{dq} \quad (4,14')$$

(ii) n-n singulet
.....

Après sommation sur les états finals et intégration suivant (3,23'),

on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d(+, 3/2, \Lambda)}{dq} &= \frac{2}{5} \frac{|C_{\Lambda}^{\nu}|^2}{|B_{\Lambda}^{\nu}|^2} a^4 q^4 \frac{d(+, 1/2, \Lambda)}{dq} + \\ &+ 8\pi^2 \xi \frac{24}{5} |C_{\Lambda}^{\nu}|^2 2K_0 q^2 \frac{1}{(\alpha^2 + K_0^2)^2} (4a^4 q^4 \sin^2 \delta + b^4 K_0^4) \end{aligned} \quad (4,15)$$

La figure (4,3) représente les spectres d'impulsion des Λ dans cette approximation : - Courbe 1 : sans interaction n-n

- courbes 2a et 2b : avec cette interaction.

Nous n'avons fait figurer les courbes que dans la région d'impulsion

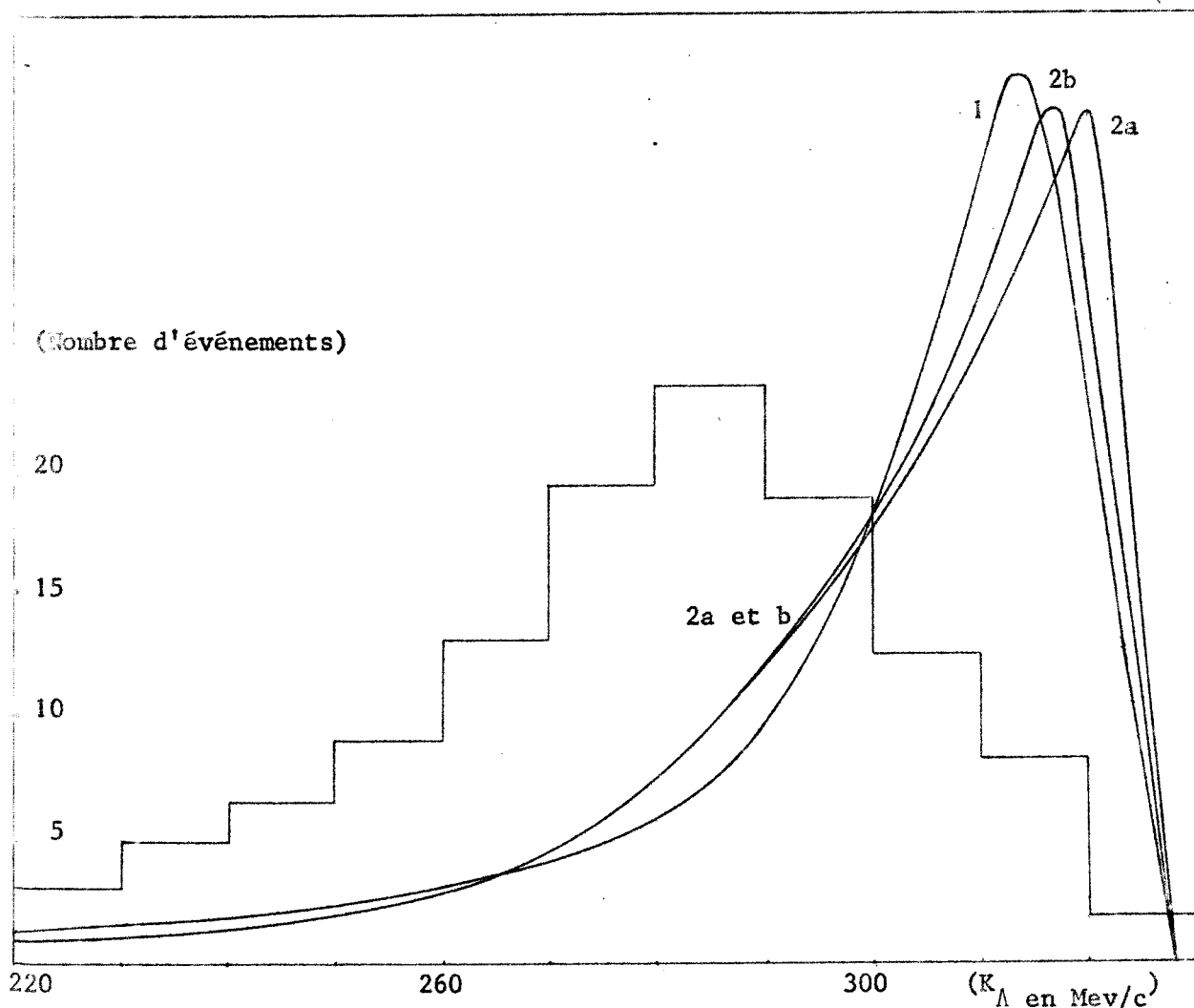


FIG. (4,3). Spectres d'impulsion pour la création des Λ

supérieure à 220 Mev/c, l'autre partie étant sans intérêt.

Les courbes théoriques très voisines les-unes des autres, ne correspondent pas au spectre expérimental :

- 1) le maximum est décalé vers les fortes impulsions de 30 Mev/c
- 2) l'allure générale est assez éloignée de celle du spectre expérimental (la courbe trouvée est beaucoup plus aigüe)

Il est donc évident que la théorie présentée au chapitre 3 rend mieux

compte du spectre des Λ , à la fois dans l'éventualité de l'interaction n-n et lorsqu'on ne tient pas compte de celle-ci.

3 - PROBABILITES DE TRANSITION ET RAPPORT DE BRANCHEMENT

Les probabilités de transition utiles dans notre propos sont données par le tableau suivant (Tableau 4,1)

| | |
|--|---|
| $\omega(+, 1/2, \Sigma^0) = 0,142 B_{\Sigma}^i ^2$ | sans interaction n-n |
| $\omega(+, 1/2, \Sigma^0) \left[\begin{array}{l} = 0,856 B_{\Sigma}^i ^2 \\ = 0,704 B_{\Sigma}^i ^2 \end{array} \right.$ | a.) b.) avec interaction n-n |
| $\omega(-, 1/2, \Lambda) = 0,711 C_{\Lambda}^i ^2 \cdot 10^{10}$ | |
| $\omega(+, 1/2, \Lambda) \left[\begin{array}{l} = 17,024 B_{\Lambda}^i ^2 \\ = 19,103 B_{\Lambda}^i ^2 \\ = 18,980 B_{\Lambda}^i ^2 \end{array} \right.$ | sans interaction n-n a.) b.) avec interaction n-n |

Avec les valeurs des paramètres B_H^i et C_{Λ}^i du chapitre 2, on trouve:

a) - Sans interaction n-n ni forces tensorielles :

$$r = 0,027 \pm 0,002$$

b) - Sans interaction n-n et avec forces tensorielles :

$$r = 0,023 \pm 0,002$$

c) - Avec interaction n-n et forces tensorielles :

$$r_a = 0,095 \pm 0,006$$

$$r_b = 0,083 \pm 0,005$$

Ces résultats seront discutés dans la conclusion.

CHAPITRE 5

ETUDE DE L'EVENTUALITE DE L'INTERACTION Σ^0 -n DANS

L'ETAT FINAL

Il a été admis au chapitre 2 que la valeur la plus probable pour l'impulsion relative des particules Σ^0 et neutron non spectateur est faible. Ce résultat doit favoriser l'interaction dans l'état final Σ^0 -n. Nous supposerons dans ce chapitre qu'une telle interaction se produit effectivement. Nous n'étudierons pas l'éventualité de l'interaction Λ -n car l'impulsion relative la plus probable de ces deux particules est 280 Mev/c et par conséquent l'interaction dans l'état final, si elle existe, est certainement faible.

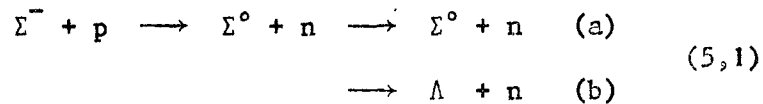
Avant de présenter le calcul il est nécessaire de bien insister sur les limites de l'hypothèse servant de point de départ au raisonnement ; il est évident que :

a) - l'hypéron Σ^0 peut aussi interagir dans l'état final avec le

neutron spectateur.

b) - Bien que, comme nous le verrons par la suite, étant donné l'ordre de grandeur des différentes probabilités de transition, il est possible de tenir compte - a posteriori - à la fois des interactions Σ° -n et n-n dans l'état final, nous ne savons pas, par la méthode de l'approximation impulse, tenir compte simultanément dans notre calcul de ces deux interactions.

Lors de l'absorption de l'hypéron Σ^{-} dans l'hydrogène, on observe une forte interaction dans l'état final entre Σ° et le neutron dans un état 3S_1 avec conversion d'une partie des Σ° en Λ suivant le schéma :



Nous partirons de cette hypothèse pour étudier la possibilité de l'interaction Σ° -n dans l'état final de la réaction $\Sigma^{-}d$. Comme dans le chapitre 4, nous supposerons que la réaction primaire se produit lorsque le Σ^{-} se trouve au centre de masse du deutéron.

La fonction $T'(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ pour la réaction primaire sera mise sous la forme :

$$T'(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \{ (A'_{\Sigma} - 3B'_{\Sigma})P_{23}^{\circ} + (A'_{\Sigma} + B'_{\Sigma})P_{23}^1 \} \Theta(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) \quad (5,2)$$

où P_{23}^1 et P_{23}° sont respectivement les projecteurs sur les sous-espaces triplet et singulet des particules Σ° et n.

La forme (5,2) pour $T'(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ est plus adéquate pour traiter ce problème que celle utilisée aux chapitres 3 et 4.

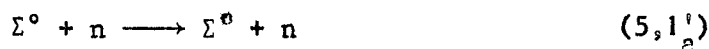
1 - FONCTIONS D'ONDES DE L'ETAT FINAL

(i) Particules Σ^0 et n dans l'état 3S_1

La fonction d'onde S décrivant les propriétés internes du système Σ^0 -n a pour partie radiale à l'extérieur de la région d'interaction :

$$\phi_{H\Sigma^0} = \delta_{H\Sigma^0} e^{i\vec{k}_{\Sigma^0 n}(\vec{x}_3 - \vec{x}_2)} - T_{H\Sigma^0}^\dagger \frac{e^{-iK_{Hn}|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|}}{|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|} \quad (5,3)$$

Nous étudions dans l'état final, les deux réactions :



dont les fonctions radiales respectives sont :

$$\phi_{\Sigma^0\Sigma^0} = e^{i\vec{k}_{\Sigma^0 n}(\vec{x}_3 - \vec{x}_2)} - T_{\Sigma^0\Sigma^0}^\dagger \frac{e^{-iK_{\Sigma^0 n}|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|}}{|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|} \quad (5,3'_a)$$

$$\phi_{\Lambda\Sigma^0} = - T_{\Lambda\Sigma^0}^\dagger \frac{e^{-iK_{\Lambda n}|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|}}{|\vec{x}_3 - \vec{x}_2|} \quad (5,3'_b)$$

où $T_{H\Sigma^0}$ est l'élément de la matrice transition pour la réaction secondaire $\Sigma^0 + n \rightarrow H + n$.

$T_{\Sigma^0\Sigma^0}$ et $T_{\Lambda\Sigma^0}$ peuvent être écrits en fonction de trois paramètres :

- La longueur de diffusion complexe pour la réaction élastique (5,1'_a) soit : $A = x + iy$. Cette grandeur est complexe en raison du phénomène d'absorption (5,1'_b) qui concurrence la réaction élastique.

- L'élément $\kappa_{\Sigma^0\Sigma^0}$ de la matrice Réaction R symétrique et réelle-
 y est une quantité nécessairement positive (Dalitz {24}) tandis que les
 signes de x et $\kappa_{\Sigma^0\Sigma^0}$ sont quelconques.

Les $T_{H\Sigma^0}$ peuvent être mis sous la forme :

$$T_{\Sigma^0\Sigma^0} = - \frac{A}{1 - iK_{\Sigma^0 n} A} = - \frac{x + i\{y(1 + K_{\Sigma^0 n} y) + K_{\Sigma^0 n} x^2\}}{(1 + yK_{\Sigma^0 n})^2 + K_{\Sigma^0 n}^2 x^2} \quad (5,4_a)$$

$$T_{\Lambda\Sigma^0} = - \frac{1}{A} T_{\Lambda\Sigma^0}^{(0)} T_{\Sigma^0\Sigma^0} \quad (5,4_b)$$

avec :

$$T_{\Lambda\Sigma^0}^{(0)} = - \frac{1}{\sqrt{K_{\Lambda n}}} \left(\frac{y}{y^2 + (x + \kappa_{\Sigma^0\Sigma^0})^2} \right)^{1/2} \cdot \{y - i(x + \kappa_{\Sigma^0\Sigma^0})\}$$

La fonction d'onde radiale de l'état final total est par conséquent :

$$\phi_f = \exp \left\{ i\vec{K}_1(\vec{x}_1 - \frac{m\vec{x}_2 + m_3\vec{x}_3}{m + m_3}) \right\} \phi_{H\Sigma^0} \quad (5,5)$$

Cette fonction doit être symétrisée ou antisymétrisée suivant la valeur des spins des deux neutrons. Nous écrirons $\Pi_{12}\phi_f = \phi_f(+)$ ou $\phi_f(-)$ suivant que l'opérateur Π_{12} agit sur un état où les deux neutrons sont dans un état singulet ou triplet.

(ii) Particules Σ^0 et n dans l'état 1S_0

Nous supposons qu'il n'y a pas d'interaction finale dans cet état.

La fonction d'onde radiale de l'état final est par conséquent :

$$\phi_f(\pm, S_{23}^1=0) = \Pi_{12} \left\{ \exp \left[i\vec{K}_1(\vec{x}_1 - \frac{m\vec{x}_2 + m_3\vec{x}_3}{m + m_3}) + i\vec{K}_{32}(\vec{x}_3 - \vec{x}_2) \right] \right\} \quad (5,6)$$

(iii) Etats finals de spin

L'écriture des fonctions d'ondes dépendant à la fois de l'état de spin des deux neutrons et de celui du système Σ^0 -n, nous devons passer de la base $|s_{12}, s_3, S^1, M^1\rangle$ à celle $|s_1, S_{23}^1, S^1, M^1\rangle$.

Puisqu'il n'y a pas de forces tensorielles, le moment orbital de l'état final, comme celui de l'état initial, est nul et le moment angulaire total J est égal au spin S' .

$$\text{-Pour } J=S'=\frac{1}{2}$$

n-n Triplet :

$$|S'_{12} = 1, s'_3 = \frac{1}{2}, M' \rangle = \frac{\sqrt{3}}{2} |s'_1 = \frac{1}{2}, s'_{23} = 0, \frac{1}{2}, M' \rangle + \frac{1}{2} |\frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}, M' \rangle$$

n-n Singulet :

$$|S'_{12} = 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, M' \rangle = -\frac{1}{2} |\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, M' \rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} |\frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}, M' \rangle$$

$$\text{-Pour } J=S'=3/2$$

n-n Triplet seulement :

$$|1, \frac{1}{2}, 3/2, M' \rangle = |\frac{1}{2}, 1, 3/2, M' \rangle$$

2 - CALCUL DES AMPLITUDES DE DIFFUSION

2 - A) Etat de moment angulaire total $J = \frac{1}{2}$

(i) n-n Triplet

$$A_{H\Sigma^0(-)} = \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^{\prime} - 3B_{\Sigma^0}^{\prime}) \int \phi_f^{\dagger}(-, S'_{23}=0) \phi_i \delta(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \quad (5,7)$$

$$+ \frac{1}{4} (A_{\Sigma^0}^{\prime} + B_{\Sigma^0}^{\prime}) \int \phi_f^{\dagger}(-, S'_{23}=1) \phi_i \delta(\vec{x}_3 - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3$$

L'intégration montre que les deux termes du second membre de (5,7) sont nuls.

(ii) n-n singulet

$$\begin{aligned}
A_{\text{H}\Sigma^0}(+) &= + \frac{1}{4} (A_{\Sigma^0}^i - 3B_{\Sigma^0}^i) \int \phi_f^\dagger(+, S_{23}^i = 0) \phi_i \delta(\vec{x}_3^i - \frac{\vec{x}_1^i + \vec{x}_2^i}{2}) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3^i \\
&+ \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \int \phi_f^\dagger(+, S_{23}^i = 1) \phi_i \delta(\vec{x}_3^i - \frac{\vec{x}_1^i + \vec{x}_2^i}{2}) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3^i
\end{aligned}
\tag{5,8}$$

Soit après intégration et au terme multiplicatif $\frac{NN^i}{\sqrt{2}}$ près :

$$\begin{aligned}
A_{\Sigma^0 \Sigma^0}(+) &= A_{\Sigma^0}^i \frac{8\pi}{\alpha^2 + K^2} - \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \frac{4\pi i}{aK_1} \text{Log} \frac{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} - aK_1)^2} \cdot T_{\Sigma^0 \Sigma^0} \\
&- \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \frac{8\pi}{aK_1} \text{Arctg} \frac{4\alpha aK_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 - a^2 K_1^2} \cdot T_{\Sigma^0 \Sigma^0}
\end{aligned}
\tag{5,8'_a}$$

$$\begin{aligned}
A_{\Lambda \Sigma^0}(+) &= - \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \frac{4\pi i}{aK_1} \text{Log} \frac{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} - aK_1)^2} \cdot T_{\Lambda \Sigma^0} \\
&- \frac{3}{4} (A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \frac{8\pi}{aK_1} \text{Arctg} \frac{4\alpha aK_1}{4\alpha^2 + K_{\Lambda n}^2 - a^2 K_1^2} \cdot T_{\Lambda \Sigma^0}
\end{aligned}
\tag{5,8'_b}$$

2 - B) Etat de moment angulaire total $J = 3/2$

La seule amplitude qui nous reste à calculer c'est à dire :

$$(A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i) \int \phi_f^\dagger(-S_{23}^i = 1) \phi_i \delta(\vec{x}_3^i - \frac{\vec{x}_1^i + \vec{x}_2^i}{2}) d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3^i \text{ est nulle.}$$

Il est donc à remarquer que l'interaction ne se produit dans notre hypothèse que dans l'état $J = 1/2$ et lorsque les 2 neutrons sont dans l'état singulet ; autrement dit, il n'y a pas possibilité de séparer, suivant l'état de spin, les interactions dans l'état final $n-n$ et Σ^0-n .

3 - A) Etude de la probabilité de transition pour la réaction (5,1a)

Nous devons effectuer le calcul :

$$\frac{d\omega(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Sigma^{\circ})}{dq} = \frac{1}{(2\pi)^5} \int_{\mathbb{F}} |A_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}|^2 \delta(E_i - E_f) d^3K q^2 d\Omega_q$$

identique à (3,23') avec maintenant :

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{F}} |A_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}|^2 &= 64 \pi^2 \frac{(NN')^2}{2} \frac{1}{(\alpha^2 + K^2)^2} |A_{\Sigma^{\circ}}^i|^2 \\ &+ 9\pi^2 \frac{(NN')^2}{2} |A_{\Sigma^{\circ}}^i + B_{\Sigma^{\circ}}^i|^2 \left| \frac{T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}}{aK_1} \right|^2 \text{Log}^2 \frac{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} - aK_1)^2} \\ &+ 36\pi^2 \frac{(NN')^2}{2} |A_{\Sigma^{\circ}}^i + B_{\Sigma^{\circ}}^i|^2 \left| \frac{T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}}{aK_1} \right|^2 \cdot \text{Arctg}^2 \frac{4\alpha aK_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 - a^2K_1^2} \\ &- 48\pi^2 (\text{Re}A_{\Sigma^{\circ}}^i \text{Re}M + \text{Im}A_{\Sigma^{\circ}}^i \text{Im}M) \frac{1}{\alpha^2 + K^2} \frac{1}{aK_1} \text{Log} \frac{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Sigma n} - aK_1)^2} \\ &- 96\pi^2 \frac{(NN')^2}{2} (\text{Re}A_{\Sigma^{\circ}}^i \text{Re}N + \text{Im}A_{\Sigma^{\circ}}^i \text{Im}N) \frac{1}{\alpha^2 + K^2} \frac{1}{aK_1} \text{Arctg} \frac{4\alpha aK_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 - a^2K_1^2} \end{aligned} \quad (5,9)$$

$$M = i(A_{\Sigma^{\circ}}^i + B_{\Sigma^{\circ}}^i) T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}} = i(g + ih) T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}$$

$$N = (A_{\Sigma^{\circ}}^i + B_{\Sigma^{\circ}}^i) T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}} = (g + ih) T_{\Sigma^{\circ}\Sigma^{\circ}}$$

L'intégration directe des termes contenant des fonctions Log. ou Arctg. est pratiquement impossible car nous devons transformer les arguments de ces fonctions en remplaçant $\vec{K}_{\Sigma n}$ par $a\vec{q} - b\vec{K}$ et \vec{K}_1 par $-(\vec{q} + \vec{K})$ ce qui provoque lors de l'intégration sur les angles de \vec{K} et \vec{q} une complexité insoluble. Nous avons donc remplacé les fonctions en question par des

approximations ; c'est ainsi que l'erreur maximale commise en confondant :

$$\log \frac{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 + a^2 K_1^2 + 2aK_{\Sigma n} K_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 + a^2 K_1^2 - 2aK_{\Sigma n} K_1} \quad \text{avec} \quad \frac{4aK_{\Sigma n} K_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 + a^2 K_1^2}$$

est de 2 %. On s'en tiendra donc à l'approximation ci-dessus ; de même le terme :

$$\frac{1}{aK_1} \text{Arctg} \frac{4\alpha a K_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 - a^2 K_1^2}$$

s'écrit :

$$\frac{1}{aK_1} \text{Arctg} \frac{2\alpha a K_1}{(2\alpha^2 + \frac{mm_3^2}{m+m_3} Q_{\Sigma^0}) - aK_1^2}$$

grâce à la constance de l'énergie :

$$K_{\Sigma n}^2 = 2 \frac{mm_3^2}{m+m_3} Q_{\Sigma^0} - abK_1^2$$

Or, ce terme peut être considéré comme constant en θ et en q (θ étant l'angle de \vec{K} et \vec{q}) avec une erreur maximale de 2 % également, donc négligeable, on prendra par conséquent :

$$\frac{1}{aK_1} \text{Arctg} \frac{4\alpha a K_1}{4\alpha^2 + K_{\Sigma n}^2 - a^2 K_1^2} = C^{\text{ste}} = 2 \cdot 10^{-2} (\text{Mev}/c)^{-1}$$

Enfin, au terme d'un calcul direct mais long, on trouve au facteur multiplicatif : $\frac{12m(\delta\pi^2 NN^t)^2}{(2\pi)^5}$ près :

$$\frac{d\omega(\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^0)}{dq} = \frac{16}{3} |A_{\Sigma^0}^t|^2 \frac{K_0 q^2}{(\alpha^2 + K_0^2)^2} + 3 |A_{\Sigma^0}^t + B_{\Sigma^0}^t|^2 \frac{x^2 + y^2}{ab}$$

$$q \left[F_3 \frac{2(u_1 - u_2)}{(u_1 - c)(u_2 - c)} + (c \rightarrow -c) \right] + 4 \left[g \text{Im} A_{\Sigma^0}^t - h \text{Re} A_{\Sigma^0}^t \right] \frac{10^{-2} q}{ab} \frac{2(u_1 - u_2)}{\alpha^2 + K_0^2}$$

.....

$$\begin{aligned}
& + \left[6 \left| A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i \right|^2 \frac{x^2+y^2}{ab} F_1 - \frac{8}{ab} \left(g \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i - h \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i \right) \frac{F_2}{\alpha^2 + K_0^2} + \right. \\
& + \left. \frac{8}{ab} \left(g \operatorname{Im} A_{\Sigma^0}^i - h \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i \right) \frac{F_2}{\alpha^2 + K_0^2} \right] q \cdot \operatorname{Log} \frac{u_1 - c}{u_2 - c} + (c \rightarrow -c) \\
& + \left[3 \left| A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i \right|^2 \left(\frac{2 \operatorname{Re}}{ab} (x^2 + y^2) + \frac{10^{-4}}{ab} \right) + 4 \left(g \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i + h \operatorname{Im} A_{\Sigma^0}^i \right) \left(\frac{10^{-2} x}{x^2 + y^2} - 2 \operatorname{Re}_1 \right) \right. \\
& \cdot \left. \frac{1}{ab} \frac{1}{\alpha^2 + K_0^2} + 4 \left(h \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i - g \operatorname{Im} A_{\Sigma^0}^i \right) \left(\frac{10^{-2} y}{x^2 + y^2} + 2 \operatorname{Im}_1 \right) \frac{1}{ab} \frac{1}{\alpha^2 + K_0^2} \right] q \cdot \\
& \quad \cdot \operatorname{Log} \frac{(x^2 + y^2) u_1^2 + 2y u_1 + 1}{(x^2 + y^2) u_2^2 + 2y u_2 + 1} \\
& + \left[3 \left| A_{\Sigma^0}^i + B_{\Sigma^0}^i \right|^2 \left(4 \frac{\operatorname{Im}}{ab} (x^2 + y^2) - \frac{2 \cdot 10^{-4}}{ab} \frac{y}{x} \right) - 4 \left(g \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i + h \operatorname{Im} A_{\Sigma^0}^i \right) \right. \\
& \cdot \left. \left(\frac{10^{-2} y}{x^2 + y^2} - 2 \operatorname{Im}_1 \right) \cdot \frac{2}{ab} \frac{1}{\alpha^2 + K_0^2} + 4 \left(h \operatorname{Re} A_{\Sigma^0}^i - g \operatorname{Im} A_{\Sigma^0}^i \right) \left(\frac{10^{-2} x}{x^2 + y^2} + 2 \operatorname{Re}_1 \right) \frac{2}{ab} \frac{1}{\alpha^2 + K_0^2} \right] \cdot q \cdot \\
& \quad \operatorname{Arctg} \frac{x(u_1 - u_2)}{(x^2 + y^2) u_1 u_2 + y(u_1 + u_2) + 1}
\end{aligned}$$

(5,10)

$$\text{avec : } c^2 = \frac{2b}{a-b} (2\alpha^2 + amQ_{\Sigma^0}) = 6.435,63 \quad c = 80,22 \text{ Mev/c}$$

$$F_3 = \frac{b^2}{(a-b)} \cdot \frac{c}{4 \left[(x^2 + y^2) c^2 + 2yc + 1 \right]}$$

$$F_1 = \frac{b^2}{(a-b)^2} \cdot \frac{1 + yc}{2 \left[(x^2 + y^2) c^2 + 2yc + 1 \right]}$$

$$F_2 = \frac{b}{a-b} \cdot \frac{c}{2} \frac{(x^2 + y^2) c + y}{(x^2 + y^2) c^2 + 2yc + 1}$$

$$F_2' = \frac{b}{a-b} \cdot \frac{c}{2} \frac{x}{(x^2 + y^2) c^2 + 2yc + 1}$$

$$\operatorname{Re} = \frac{-b^2}{(a-b)^2} \frac{1}{2x} \frac{x_A + y_B}{A^2 + B^2}$$

$$\operatorname{Im} = \frac{-b^2}{(a-b)^2} \frac{1}{2x} \frac{y_A - x_B}{A^2 + B^2}$$

$$\text{où } A = \left(1 + c^2(x^2 - y^2) - 2c^2xy \right) \left(1 + c^2(x^2 - y^2) + 2c^2xy \right)$$

$$\text{et } B = 4c^2xy \left(1 - c^2(x^2 - y^2) \right)$$

$$\text{Re}_1 = \frac{1}{2} \frac{b}{a-b} \frac{1 + c^2(x^2 - y^2)}{\left(1 + c^2(x^2 - y^2) \right)^2 + 4c^4x^2y^2}$$

$$\text{Im}_1 = \frac{-1}{2} \frac{b}{a-b} \frac{2c^2xy}{\left(1 + c^2(x^2 - y^2) \right)^2 + 4c^4x^2y^2}$$

$$u_1 = aq + bK \quad u_2 = aq - bK$$

Nous avons effectué les calculs en donnant au couple de paramètres (x,y) les valeurs successives :

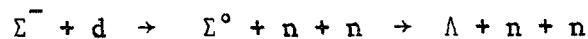
$$\begin{array}{ccc} + 5.10^{-3} & , & 5.10^{-3} & & -5.10^{-3} & ; & 5.10^{-3} \\ + 10^{-2} & ; & 10^{-2} & & - 10^{-2} & ; & 10^{-2} \\ & & & & - 1,5.10^{-2} & ; & 1,5.10^{-2} \end{array}$$

x et y sont mesurées en (Mev/c)⁻¹. A x positif correspond dans notre notation, une force attractive et inversement pour x négatif.

Nous avons représenté sur la figure (5,1), les spectres relatifs à la production des Σ^0 pour les paramètres choisis correspondant à une force attractive ; les courbes de la figure (5,2), correspondant à une force répulsive. Toutes ces courbes sont construites de façon que leurs aires soient identiques. Les spectres relatifs à une force attractive présente un maximum marqué pour 30-32 Mev/c ; l'allure générale est assez différente de celle des courbes de la figure (5,2) où les pics sont nettement moins marqués et se produisent pour une impulsion bien inférieure (24 à 28 Mev/c). Dans les deux cas, les maximums se décalent vers les impulsions élevées lorsque l'interaction (attractive ou répulsive) devient plus intense. Le spectre correspondant à la transition sans interaction dans l'état final est évidemment représenté par la

courbe 1 de la figure (4,1) normalisée à la même aire que celles (5,1 et 2). Il est à remarquer que la courbe 1 de (4,1) a la position de son maximum (30 Mev/c) et son allure générale tout à fait identiques à celles relatives aux spectres avec forces Σ^0 -n attractives ; donc, si telle était la nature de la force régissant l'interaction dans l'état final, il serait malaisé de trancher, à partir du seul spectre, le problème de l'existence de l'interaction dans l'état final Hypéron-nucléon. Par contre, si la force d'interaction Σ^0 -n est répulsive, possédant le spectre d'impulsion des Σ^0 , le choix serait aisé entre les différents mécanismes possibles étudiés c'est à dire, soit transition sans interaction finale, soit avec une des deux interactions finales (soit avec l'une des deux beaucoup plus intense que l'autre).

Les probabilités relatives à la transition :



ont été calculées suivant les valeurs des paramètres x et y. On a trouvé les résultats numériques consignés dans le tableau (5,1).

| x | y | $\omega(\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^0)$ |
|----------------------|---------------------|---|
| $5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | 0,0115 |
| $-5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | 0,0678 |
| 10^{-2} | 10^{-2} | 0,0235 |
| -10^{-2} | 10^{-2} | 0,1049 |
| $-1,5 \cdot 10^{-2}$ | $1,5 \cdot 10^{-2}$ | 0,1310 |

TAB. (5,1) . Probabilités de transition pour la réaction (5,1a)

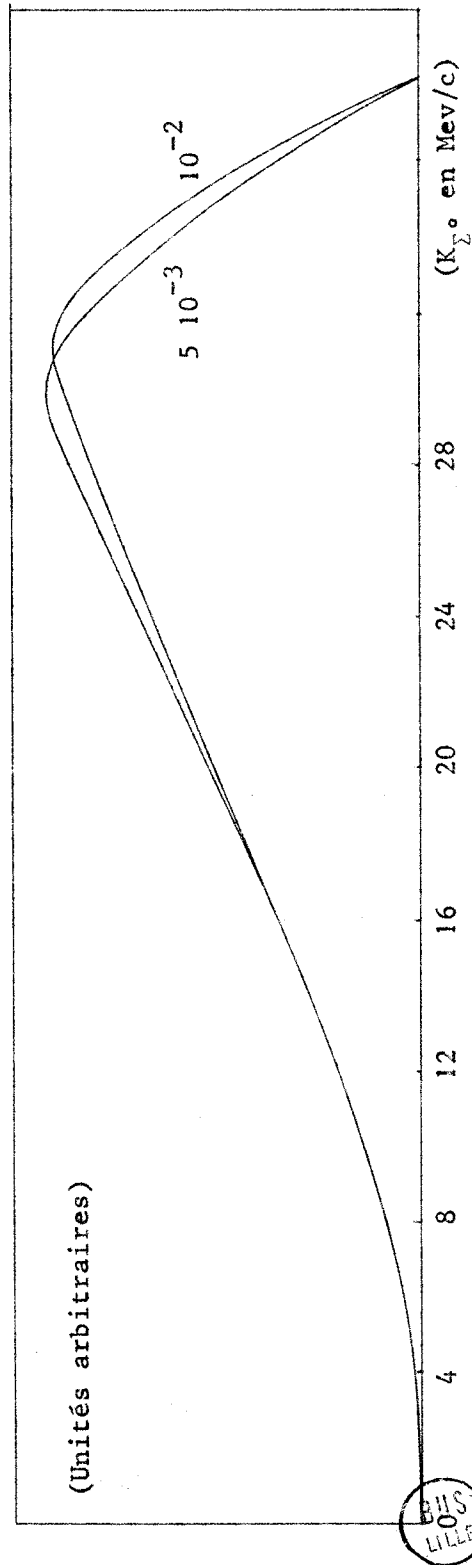
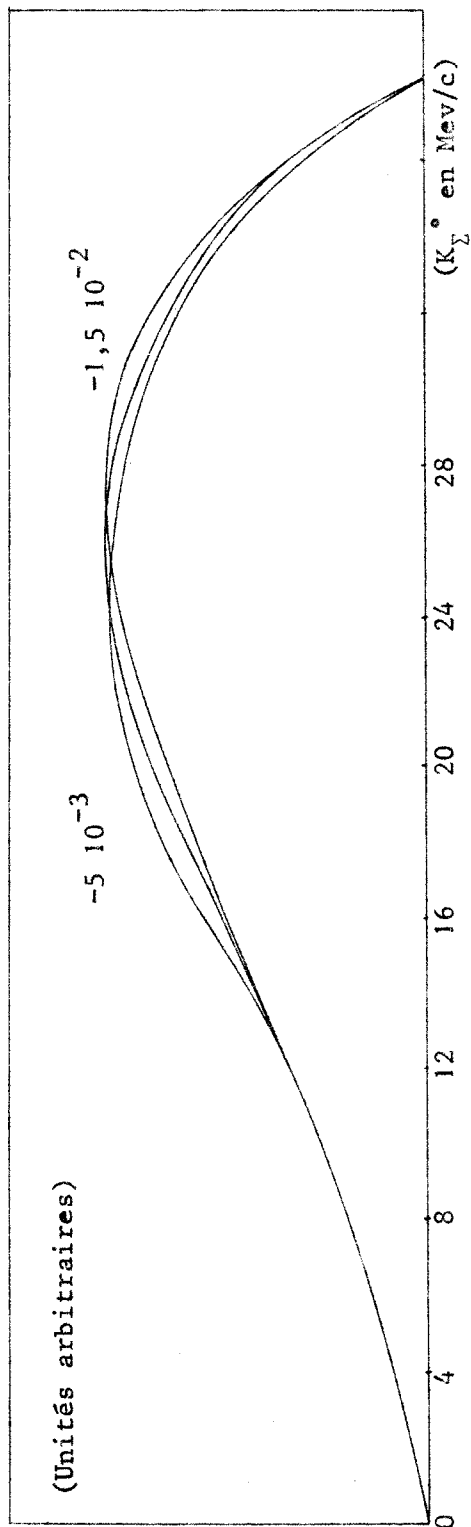


FIG. (5,1) et (5,2) (en haut) : Spectres obtenus pour la production des Σ° tenant compte de l'interaction Σ° -n avec (5,1) des forces attractives et (5,2) répulsives.

BHS
105
LILLE

L'étude de la probabilité de transition pour la réaction (1b) est compliquée par le fait que des hypérons Λ peuvent être créés à partir d'hypérons Σ^0 qui n'émergent pas réellement ; ces Σ^0 virtuels possèdent une énergie cinétique relative négative, (l'impulsion relative $K_{\Sigma n}$ est imaginaire), car d'après le bilan des énergies, l'impulsion K_1 du neutron spectateur est :

$$K_1^2 = \frac{m_1(\Sigma^0 n)}{m_{\Sigma^0 n}} (2m_{\Sigma^0 n} Q_{\Sigma^0} - K_{\Sigma n}^2) = \frac{m_1(\Lambda n)}{m_{\Lambda n}} (2m_{\Lambda n} Q_{\Lambda} - K_{\Lambda n}^2) \quad (5,2)$$

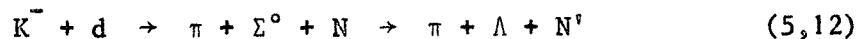
or, K_1 prend toutes les valeurs permises par la seule condition que les Λ émergent effectivement - autrement dit : que $K_{\Lambda n}^2$ soit positif.

Donc, aux valeurs de K_1 telles que :

$$34,80 \geq K_1 \text{ (Mev/c)} \geq 0$$

correspond une valeur de $K_{\Sigma^0 n}$ positive et une impulsion $K_{\Lambda n}$ comprise entre 278,65 et 280,19 Mev/c ; dans ce domaine les Λ seront créés à partir de Σ^0 réels. Par contre, pour K_1 relatif à des valeurs de $K_{\Lambda n}$ comprises entre 0 et 278,65 Mev/c, correspondent des valeurs négatives de $K_{\Sigma^0 n}^2$ donc, dans cette région les Σ^0 ne sont pas émis mais peuvent donner par interaction dans l'état final des hypérons Λ réels.

Karplus et Rodberg {9} ont étudié avec la réaction :



un problème similaire. Mais cette similitude n'est qu'apparente car, dans (5,12), l'impulsion du pion K_1 et l'impulsion relative $K_{\Sigma^0 n}$ sont toutes deux des observables tandis qu'il n'en est pas de même dans

notre cas puisque nous possédons deux particules identiques dans l'état final.

A priori, nous ne pouvons donc calculer que les probabilités de transition pour la création de Λ à partir de Σ^0 virtuels et réels et le rapport de branchement r ; l'obtention du spectre des Λ dûs à cette interaction dans l'état final en fonction de l'impulsion K_Λ étant évidemment impossible en raison de l'addition du phénomène de la non-observation des impulsions $K_{\Lambda n}$ et K_1 à celui de l'existence des 2 domaines possibles pour l'impulsion K_1 correspondant à des énergies relatives positive ou négative des Σ^0 . Néanmoins, après calcul de la probabilité de transition, on s'apercevra que l'échange $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ à partir de Σ^0 réels ne représente au mieux que 1,5 % de celui provenant de Σ^0 virtuels ; si on néglige cette fraction, autrement dit, si on suppose que seuls les Σ^0 virtuels donnent des Λ , on peut alors donner le spectre de production de ces Λ en fonction de l'impulsion K_Λ . Dans un premier stade nous calculerons donc les probabilités de transition pour les deux régions physiques.

Dans la région où $K_{\Sigma^0 n}$ est réel :

$$\left| T_{\Lambda \Sigma^0} \right|^2 = \frac{y}{K_{\Lambda n}} \frac{1}{(1 + K_{\Sigma^0 n} y)^2 + K_{\Sigma^0 n}^2 x^2} \quad (5,13a)$$

Donc, si T dépend de 3 paramètres, son module, par contre, ne dépend plus que des 2 paramètres x et y de la longueur de diffusion complexe de la transition (5,2a).

Dans la région où $K_{\Sigma^0 n}$ est imaginaire, nous poserons $K_{\Sigma^0 n} = ip_{\Sigma^0 n}$; d'où :

$$\left| T_{\Sigma^{\circ} \Lambda} \right|^2 = \frac{y}{K_{\Lambda n}} \frac{1}{(1 + p_{\Sigma^{\circ} n} x)^2 + p_{\Sigma^{\circ} n}^2 y^2} \quad (5,13b)$$

Le bilan des énergies entre les seconds membres des réactions (5,1b)

nous donne $K_{\Sigma^{\circ} n}$ en fonction de $K_{\Lambda n}$, soit :

$$K_{\Sigma^{\circ} n}^2 = \frac{m_{\Sigma^{\circ} n}}{m_{\Lambda n}} \frac{m_1(\Lambda n)}{m_1(\Sigma^{\circ} n)} K_{\Lambda n}^2 - 2m_{\Sigma^{\circ} n} (Q_{\Lambda \Sigma^{\circ}} - \frac{m_1(\Sigma^{\circ} n) - m_1(\Lambda n)}{m_1(\Sigma^{\circ} n)} Q_{\Lambda})$$

et dans la région où $K_{\Sigma^{\circ} n}$ est imaginaire : $p_{\Sigma^{\circ} n}^2 = -K_{\Sigma^{\circ} n}^2$.

En se servant de (5,8'b) la probabilité de transition est donc :

$$\omega(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda) = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{(NN')^2}{2} 9\pi^2 \left| A_{\Sigma^{\circ}}' + B_{\Sigma^{\circ}}' \right|^2 \left[\frac{y}{(aK_1)^2} \frac{1}{K_{\Lambda n}} \left| G_{\Lambda \Sigma^{\circ}} \right|^2 \right. \\ \left. \left(\text{Log}^2 \frac{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} - aK_1)^2} + 4 \text{Arctg}^2 \frac{4\alpha aK_1}{4\alpha^2 + K_{\Lambda n}^2 - a^2 K_1^2} \right) \right] \\ \delta \left(\frac{K^2}{2m_1(\Lambda n)} + \frac{K_{\Lambda n}^2}{2m_{\Lambda n}} - Q_{\Lambda} \right) d^3 k_1 d^3 k_{\Lambda n} \quad (5,14a)$$

$$\text{où } \left| G_{\Lambda \Sigma^{\circ}} \right|^2 \text{ est défini par : } \left| T_{\Lambda \Sigma} \right|^2 = \frac{y}{K_{\Lambda n}} \left| G_{\Lambda \Sigma^{\circ}} \right|^2 \quad (5,14b)$$

les valeurs numériques de cette expression (au terme multiplicatif

$$12m \frac{(8\pi^2 NN')^2}{(2\pi)^5} \text{ près) sont consignées dans le tableau (5,2)}$$

Il est donc évident que la probabilité de transition $\omega(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda)$ pour les Σ° réels est négligeable, quelle que soit d'ailleurs la valeur de la longueur de diffusion $\Lambda = x + iy$ envisagée.

Par conséquent, s'il y a effectivement interaction $\Sigma^{\circ} + n \rightarrow \Lambda + n$ dans l'état final, le nombre d'hypérons Σ° réellement créés n'est pas modifié

sensiblement par l'interaction dans l'état final.

| x | y | $\omega(\Sigma^{\circ} \xrightarrow{\text{virtuel}} \Lambda)$ | $\omega(\Sigma^{\circ} \xrightarrow{\text{réel}} \Lambda)$ |
|----------------------|---------------------|---|--|
| $5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | 0,6778 | 0,0054 |
| $-5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | 3,3718 | id |
| 10^{-2} | 10^{-2} | 0,6377 | 0,0095 |
| -10^{-2} | 10^{-2} | 2,2973 | id |
| $-1,5 \cdot 10^{-2}$ | $1,5 \cdot 10^{-2}$ | 1,5192 | 0,0131 |

Tableau (5,2). Probabilités de transition pour la réaction (1,1b)

Si nous admettons que tous les Λ créés le sont par le processus de l'interaction finale (Il n'y a en fait aucune raison physique pour qu'il en soit ainsi) à partir de Σ° virtuels, nous trouvons suivant les valeurs de Λ les rapports de branchement du tableau 5,3.

| x | y | r |
|----------------------|---------------------|-------------------|
| $5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $0,006 \pm 0,001$ |
| $-5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $0,007 \pm 0,001$ |
| 10^{-2} | 10^{-2} | $0,012 \pm 0,002$ |
| -10^{-2} | 10^{-2} | $0,011 \pm 0,004$ |
| $-1,5 \cdot 10^{-2}$ | $1,5 \cdot 10^{-2}$ | $0,026 \pm 0,005$ |

Tableau (5,3). Rapports de branchement tenant compte de l'interaction dans l'état final (5,1a) et (5,1b)

Les deux dernières valeurs de r sont compatibles avec l'expérience ($r = 0,037 \pm 0,022$).

En négligeant comme ci-dessus le nombre peu important de Λ créés à partir de Σ° réels, le spectre des Λ provenant de l'interaction

finale peut être considéré comme étant approximativement proportionnel

à : $\frac{d\omega(\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda)}{dq}$ calculé pour la transition à partir de Σ° virtuels.

On lève ainsi l'indétermination du spectre dû au caractère non observable des impulsions $\vec{K}_{\Lambda n}$ et \vec{K}_1 .

$$\frac{d\omega(\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda)}{dq} = \frac{(4\pi)^2 (NN')^2}{(2\pi)^5 \cdot 2} \left| A'_{\Sigma^\circ} + B'_{\Sigma^\circ} \right|^2 \cdot 9 \frac{m}{2K_0} \int \frac{y}{K_{\Lambda n}} \frac{1}{(1 + p_{\Sigma^\circ n}^2 x^2 + p_{\Sigma^\circ n}^2 y^2)}$$

$$\frac{1}{a^2 K_1^2} \left[\text{Log}^2 \frac{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} - aK_1)^2} + 4 \text{Arctg}^2 \frac{4\alpha a K_1}{4\alpha^2 + K_{\Lambda n}^2 - a^2 K_1^2} \right]$$

$$\cdot \left[\delta(K + K_0) + \delta(K - K_0) \right] q^2 K^2 dK d\Omega_K d\Omega_q$$

avec :

$$K_0 = (mQ_\Lambda - \frac{2m}{M_3(12)} q^2)^{1/2}$$

$$p_{\Sigma^\circ n} = (79089,16 - 1,0185 K_{\Lambda n}^2)^{1/2}$$

$$aK_1 = (211051 - 2,6845 K_{\Lambda n}^2)^{1/2}$$

$$\text{où : } K_{\Lambda n}^2 = a^2 q^2 + b^2 K^2 - 2ab \vec{K} \cdot \vec{q}$$

L'intégration sur K est triviale grâce à la fonction δ ; l'évaluation de

l'intégrale en résultant c'est à dire :

$$\frac{(4\pi)^2}{(2\pi)^5} \frac{(NN')^2}{2} \frac{9}{2} \left| A'_{\Sigma^\circ} + B'_{\Sigma^\circ} \right|^2 \cdot 8\pi^2 \frac{m}{2} \int_0^\pi \frac{y}{K_{\Lambda n}} \frac{1}{a^2 K_1^2} \frac{1}{(1 + p_{\Sigma^\circ n}^2 x^2 + p_{\Sigma^\circ n}^2 y^2)}$$

$$\left[\text{Log}^2 \frac{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} + aK_1)^2}{4\alpha^2 + (K_{\Lambda n} - aK_1)^2} + 4 \text{Arctg}^2 \frac{4\alpha a K_1}{4\alpha^2 + K_{\Lambda n}^2 - a^2 K_1^2} \right] 2Kq \cdot q \sin\theta d\theta$$

a été effectuée numériquement pour chaque valeur de l'impulsion

$\vec{q} = \vec{K}_\Lambda / 2$. (θ est l'angle des vecteurs \vec{K} et \vec{q}).

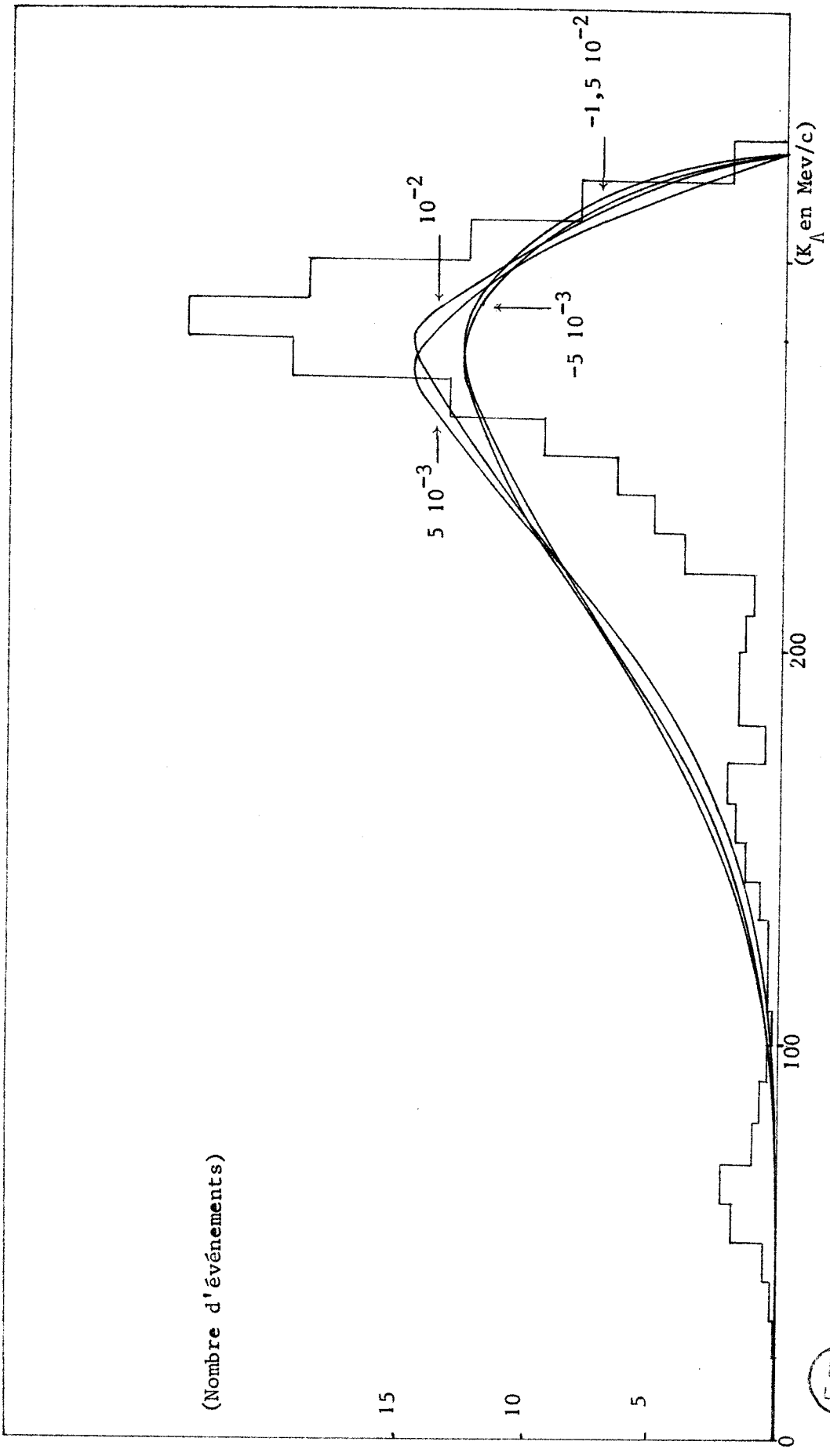


FIG. (5,3) Spectres d'impulsion obtenus pour les Λ en supposant qu'il proviennent tous de la paire virtuelle (Σ^0-n)

On obtient ainsi les spectres d'impulsion de la figure (5,3). Ils ont été normalisés à l'aire de la courbe expérimentale. L'allure générale tant pour les forces attractives que pour les forces répulsives est assez éloignée de celle du spectre observé. En particulier, les courbes calculées présentent toutes un exhaussement par rapport à celle expérimentale pour les impulsions inférieures à 260 Mev/c ; le maximum étant beaucoup moins élevé. Par ailleurs, si une légère différence est perceptible entre les spectres dûs aux forces attractives d'une part et répulsives de l'autre, il n'en est absolument pas ainsi lorsque les forces sont de même nature - les courbes étant alors pratiquement confondues-.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

En comparant les divers résultats obtenus, et en en faisant la discussion critique ainsi que celle des hypothèses de départ, nous serons amenés à la conclusion suivante :

Il est probable que :

(i) - La réaction primaire $\Sigma^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n + n$ soit suivie d'une interaction n-n dans l'état final dont l'intensité est nettement supérieure à celle de l'interaction finale Σ^0 -n.

(ii) - La faible différence de masse $M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^0}$ alliée à l'énergie très faible de l'état initial ($\Sigma^- d$) empêche l'émergence de certaines paires de particules Σ^0 -n qui restent virtuelles et sont couplées par une transition de réarrangement aux paires réelles Λ -n.

(iii) - D'autres hypérons sont créés par un processus direct. Il n'est pas possible sur le spectre d'impulsion des Λ de faire la part

de chacun des deux processus de création. Dans l'état final de la transition directe, les interactions n-n sont faibles et n'affectent guère le rapport de branchement et l'aspect du spectre d'impulsion ; la raison en est la valeur relativement élevée des impulsions interparticules.

(iv) - Pour une étude plus précise du phénomène (dans la limite de l'approximation impulse), il faudrait faire intervenir :

a) la portée non nulle des forces nucléaires d'une façon moins grossière que celle utilisée.

b) des paramètres de la matrice T dépendant d'une manière effective de l'énergie.

(v) - Malgré ces quelques imprécisions et approximations, il semble que l'Impulse convienne pour une première approche de l'étude du rôle des interactions finales dans les réactions faisant l'objet de cette étude mais qu'on a sensiblement épuisé avec ce travail son utilisation.

1 - DISCUSSION DES RESULTATS DU CHAPITRE 2 CONCERNANT LES ELEMENTS DE LA MATRICE TRANSITION T.

Nous avons évalué les éléments de la matrice T pour l'interaction entre les voies présentes dans notre problème pour des énergies fixées et considérées comme les plus probables. Cette méthode semble légitime lorsque l'on tient compte du fait que l'interaction se produit aux basses énergies. Néanmoins, un calcul avec des énergies peu différentes ($K_1 = 281,3$; $K_2 = 31,8$; $K_3 = 0$ Mev/c) -énergies utilisées par De Swart et Idlings {13} et Neville {4}- donne des résultats différents de 20 % pour R. Cette variation correspondant à des énergies voisines n'est cepen-

nant pas négligeable et par conséquent, il apparaît que la méthode de la fixation d'une énergie constante pour l'évaluation des éléments de la matrice transition n'est qu'une première approximation. Néanmoins, il nous semble que notre choix des énergies est meilleur que celui fait dans les travaux précédents car nous tenons compte dans l'évaluation des éléments de T entre les voies à deux particules, de l'existence d'une troisième particule (le neutron spectateur) d'énergie non nulle.

Par ailleurs la résolution des systèmes de Schrödinger entraîne une incertitude de l'ordre de 10%. d'où découle en conséquence une imprécision non négligeable sur les valeurs des taux et des rapports de branchement calculés dans les chapitres 3, 4, 5. Nos calculs ont été menés avec des valeurs des constantes de couplage déduites de résultats expérimentaux d'une part et de la symétrie SU_3 d'autre part ; nous avons déjà fait remarquer qu'il était impossible étant donné la précision de nos calculs de faire une différence entre les deux séries de résultats ; ceci est une conséquence de la différence d'ordre de grandeur importante entre les énergies des diverses voies qui masque dans la résolution des équations les différences minimales entre les deux séries de constantes de couplage. Dans les travaux précédents {4,13}, les constantes de couplage étaient déduites de la symétrie globale d'où une nouvelle cause non négligeable de divergence entre nos résultats et ceux de Neville en particulier.

En résumé, on peut dire que le choix d'une énergie non nulle pour la voie ($\Sigma^+ p$) et de valeurs plus sûres pour les constantes de couplage, augmente les valeurs des éléments de la matrice T relatifs aux transitions $\Sigma^+ p \rightarrow \Lambda n$ par rapport à celles de la transition $\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^0 n$



et rapproche par conséquent les valeurs théoriques de celles données par l'expérience

2 - DISCUSSION DES RESULTATS DU CHAPITRE 3

2-1 Rapport de branchement et probabilités de transition

Les seules valeurs du rapport de branchement trouvées compatibles avec le résultat expérimental ($r = 0,037 \pm 0,022$) sont :

$$r = 0,024 \pm 0,003 \text{ et } r = 0,043 \pm 0,003.$$

Ces valeurs correspondent respectivement aux calculs tenant compte des forces centrales et tensorielles pour la première et centrales seules pour la seconde mais ne s'intéressant dans aucun des deux cas à l'interaction finale $n-n$ ni dans l'état Σ^0-n ni dans celui $\Lambda-n$. Or dans le cas de production des Σ^0 , il est certain que - l'énergie disponible étant très faible - les deux neutrons émergent toujours avec une impulsion relative basse ce qui favorise entre eux une forte interaction. Par ailleurs aucun argument ne peut expliquer valablement l'absence d'une telle interaction. Il semble donc que le résultat correct obtenu pour r en négligeant celle-ci soit fortuit et ne puisse pas être considéré comme une preuve d'absence d'interaction $n-n$ dans l'état final. Par contre si l'on tient compte de celle-ci, on multiplie la probabilité de création des Σ^0 par 4,2 dans le cas A et par 3,4 dans le cas B ; notons à ce sujet que la différence est très sensible entre les résultats relatifs à Σ^0 déduits respectivement des ensembles A et B de paramètres relatifs à la diffusion $n-n$. Par contre l'interaction $n-n$ laisse pratiquement inchangées les probabilités de transition pour les hyperons Λ , ce qui était prévisible étant donnée l'importance

de l'énergie $Q_{\Lambda} = 77,08$ Mev. En conséquence, si l'on tient compte des interactions finales $n-n$, le rapport de branchement est en accord passable avec l'expérience ($0,094 \pm 0,016$ et $0,084 \pm 0,014$ pour A et B respectivement). Dans ce cas Neville trouvait $0,24$; par rapport à ce travail nous améliorons donc sensiblement le résultat théorique relatif au rapport de branchement.

Dans le cas où les forces tensorielles sont négligées dans la transition de création des Λ , le rapport de branchement est plus élevé (de l'ordre de $0,14$) ; on peut donc tenir comme acquise l'importance des forces tensorielles dans cette interaction. Cette caractéristique avait déjà été mise en évidence par Neville.

2-2 Spectres d'impulsion

Nous ne possédons pas d'histogramme auquel on puisse comparer les spectres obtenus pour la production des Σ^0 . Nous avons déjà fait remarquer dans le chapitre 3 combien c'était fâcheux car les courbes obtenues, soit en négligeant, soit en tenant compte de l'interaction $n-n$ sont très différentes (Fig.3,8) et donneraient par comparaison avec la courbe expérimentale la certitude du rôle de l'interaction $n-n$ dans l'état final de la transition (1,1a).

Les courbes théoriques relatives à la production des Λ sont toutes voisines de l'histogramme. Il est donc remarquable qu'on ne peut, à partir de ces courbes seules, discerner la nature des forces d'interaction c'est à dire forces centrales seules ou à la fois centrales et tensorielles. Par contre en tenant compte de l'interaction $n-n$, on obtient dans ces deux cas des courbes d'allures générales parfaitement

identiques à la courbe expérimentale.

A ce propos il est utile d'ouvrir une parenthèse sur le fait que certaines interactions peuvent avoir un effet sur le spectre théorique et non sur le rapport de branchement. La raison en réside dans l'expression de celui-ci :

$$r = \frac{1}{3} \frac{\omega(1/2, \Sigma^{\circ})}{\omega(1/2, \Sigma^{\circ}) + \omega(1/2, \Lambda)} + \frac{\omega(3/2, \Sigma^{\circ})}{\omega(3/2, \Sigma^{\circ}) + \omega(3/2, \Lambda)} \cdot \frac{2}{3}$$

ici $\omega(3/2, \Sigma^{\circ})$ est très petit (il sera nul dans notre approximation grossière de la portée non nulle des forces) devant $\omega(3/2, \Lambda)$; donc le second terme de r est négligeable tandis que la probabilité de création des Λ dans un état final $J = 3/2$ influe fortement sur le spectre théorique - surtout si, comme c'est le cas ici, $\omega(3/2, \Lambda)$ est plus grand que $\omega(1/2, \Lambda)$. C'est d'ailleurs en raison de cette remarque que le maximum secondaire apparaissant sur la courbe représentative de $\omega(1/2, \Lambda)$ et dû à l'interaction $n-n$ (Fig.3,3) disparaît sur le spectre des figures (3,6) et (3,7).

3 - DISCUSSION DES RESULTATS DES CHAPITRES 4 ET 5

L'utilisation de l'approximation impulse lorsque l'on considère comme nulle la portée des forces interparticules ne permet que l'étude de l'interaction finale $n-n$. En effet dans cette approximation on suppose que les deux particules en interaction dans l'état initial (Σ^- et p) sont à cet instant confondues ; cette contrainte est traduite par l'introduction de la fonction $\delta(\vec{x}_2' - \vec{x}_3')$ dans les équations (3,11) de l'amplitude de diffusion. Si nous conservons cette hypothèse

nous ne pouvons étudier l'interaction Σ^0 -n dans l'état final car la fonction d'onde pour la paire (Σ^0 -n) (équation 5,3) possède au dénominateur l'expression $(\vec{x}_2' - \vec{x}_3')$ - position relative de ces particules. Il y a donc obligation de supposer que les forces nucléaires ne sont pas de portée nulle. Physiquement il en est très probablement ainsi. Pour la facilité du calcul, nous avons supposé aux chapitres 4 et 5 qu'à l'instant de l'interaction l'hypéron Σ^- se trouve au centre de masse du deuton : il est évident que cette hypothèse n'est que de très loin le reflet de la réalité ; en particulier on exagère probablement la portée des forces H-N et on donne au neutron spectateur une importance dans la cinématique du problème qu'il est certainement loin de posséder. Il serait bon de reprendre, par conséquent, la question de la portée des forces d'une manière plus fine.

3-1 Résultats relatifs au rôle de l'interaction n-n (Ch.4)

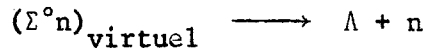
Nous trouvons pour r des valeurs sensiblement égales à celles rencontrées au chapitre 3. Les mêmes raisons que précédemment nous amènent à rejeter les valeurs $r = 0,027$ et $0,023$ relatives aux transitions sans interaction n-n dans l'état final. Cette dernière joue ici un rôle plus important vis à vis de la probabilité $\omega(1/2, \Sigma^0)$ que lors de l'étude avec portée nulle : elle multiplie par 6 (cas A) et par 5 (Cas B) cette probabilité.

Par contre le spectre théorique d'impulsion est moins proche (Fig 4,3) comme nous l'avons déjà fait remarquer de l'histogramme que son correspondant des figures (3,6) et (3,7) : le maximum est nettement décalé vers les impulsions élevées (maximums pour 310 à 324 Mev/c).

3-2 Résultats relatifs à l'étude de l'interaction Σ^0-n

Les résultats du chapitre 5 nous amènent à conclure que :

a) dans aucun cas de longueurs de diffusion étudiés on ne peut retrouver la valeur du rapport de branchement en supposant que tous les Λ créés le sont par l'intermédiaire du processus indirect :



ce résultat est somme toute encourageant puisque rien n'interdit la création directe d'un Λ . (Il y a néanmoins une exception pour le cas où $A = 1,5 (-1 + i) 10^{-2} (\text{Mev}/c)^{-1}$ mais nous reviendrons par la suite sur ce résultat pour l'écarter).

b) Dans tous les cas, les spectres théoriques ainsi obtenus sont très éloignés du spectre expérimental (Fig.5,3) , en particulier celui relatif à $A = 1,5 (-1 + i) 10^{-2} (\text{Mev}/c)^{-1}$ et par conséquent la valeur du rapport de branchement trouvée comme étant correcte doit être écartée et considérée comme fortuite.

c) La probabilité de transition pour la création des Σ^0 tenant compte de l'interaction n-n est beaucoup plus forte que celles dans lesquelles l'interaction Σ^0-n intervient (Cf. Tableaux 4,1 et 5,1) ⁽¹⁾. L'interaction importante pour (1,1a) est par conséquent celle entre les deux neutrons, l'autre pouvant être négligée.

d) Le nombre de Λ créés à partir du processus indirect n'est pas négligeable devant celui des Λ provenant de l'interaction directe (cf. Tab. 4,1 et 5,2) ⁽¹⁾.

(1) Il faut multiplier les résultats du tableau (5,1) par 3/2 pour pouvoir les comparer à ceux de (4,1). De même pour (5,2)

Aucune caractéristique du spectre expérimental ne s'oppose à l'existence de deux origines pour les Λ telle que nous en faisons l'hypothèse. Les expérimentateurs n'ont pas mis en évidence des Λ d'origines différentes (exception faite pour ceux provenant de la réaction parasite (Σ^- - hydrogène) ; mais ceci n'est pas en contradiction avec notre conclusion étant donné que les Λ provenant du processus indirect sont formés comme les autres dans la région de l'interaction primaire puisque la paire (Σ^0 -n) n'a pas d'existence réelle et ne peut donc pas se propager.

Les Λ créés par interaction finale étant indépendants de ceux créés directement, il est possible :

-de tenir compte pour ces derniers de l'interaction n-n dans l'état final.

-de calculer le rapport de branchement en écrivant que maintenant :

$$\omega\left(\frac{1}{2}, \Lambda\right) = \omega\left(-, \frac{1}{2}, \Lambda\right) + \omega\left(+, \frac{1}{2}, \Lambda\right) + \omega\left(\frac{1}{2}, \Lambda, \text{indirect}\right)$$

On trouve ainsi, suivant les valeurs des paramètres x et y de la longueur de diffusion complexe A et des groupes (A) ou (B) des paramètres de la diffusion n-n, les rapports de branchement du tableau (6,1).

La valeur la plus proche du rapport expérimental est :
 $r = 0,074 \pm 0,018$, résultat qui possède une partie commune avec la valeur expérimentale. La valeur de r la plus conforme étant obtenue pour la longueur de diffusion $A = 5 \cdot (-1+i) \cdot 10^{-3}$ et pour l'ensemble (B) des paramètres de diffusion n-n; nous avons tracé pour ces valeurs le spectre théorique (Figure 6,1) ; nous obtenons une courbe voisine

de celle expérimentale mais dont le maximum est décalé vers les impulsions élevées (maximum pour 295 Mev/c) ; cette translation du maximum provient du fait que les probabilités de transition des Λ créés directement sont plus élevées que celles des Λ provenant de l'interaction dans l'état final et par conséquent que le spectre de la figure (4,3) centré aux alentours de 315 Mev/c n'est que partiellement corrigé par l'introduction des Λ "indirects".

| $A = x + iy$ | Paramètres de diffusion n-n | r |
|---------------------|-----------------------------|-------------------|
| $(5;5)10^{-3}$ | A | $0,110 \pm 0,010$ |
| | B | $0,092 \pm 0,009$ |
| $(-5;5)10^{-3}$ | A | $0,089 \pm 0,020$ |
| | B | $0,074 \pm 0,018$ |
| $(1;1)10^{-2}$ | A | $0,111 \pm 0,010$ |
| | B | $0,093 \pm 0,009$ |
| $(-1;1)10^{-2}$ | A | $0,096 \pm 0,020$ |
| | B | $0,080 \pm 0,017$ |
| $(-1,5,1,5)10^{-2}$ | A | $0,102 \pm 0,019$ |
| | B | $0,086 \pm 0,015$ |

TAB. (6,1) : Rapports de branchement obtenus en admettant :

- (i) l'existence d'une interaction n-n dans l'état final de (1,1a) et (1,1b).
- (ii) l'existence d'une voie de création de Λ à partir d'une paire virtuelle (Σ^0-n).

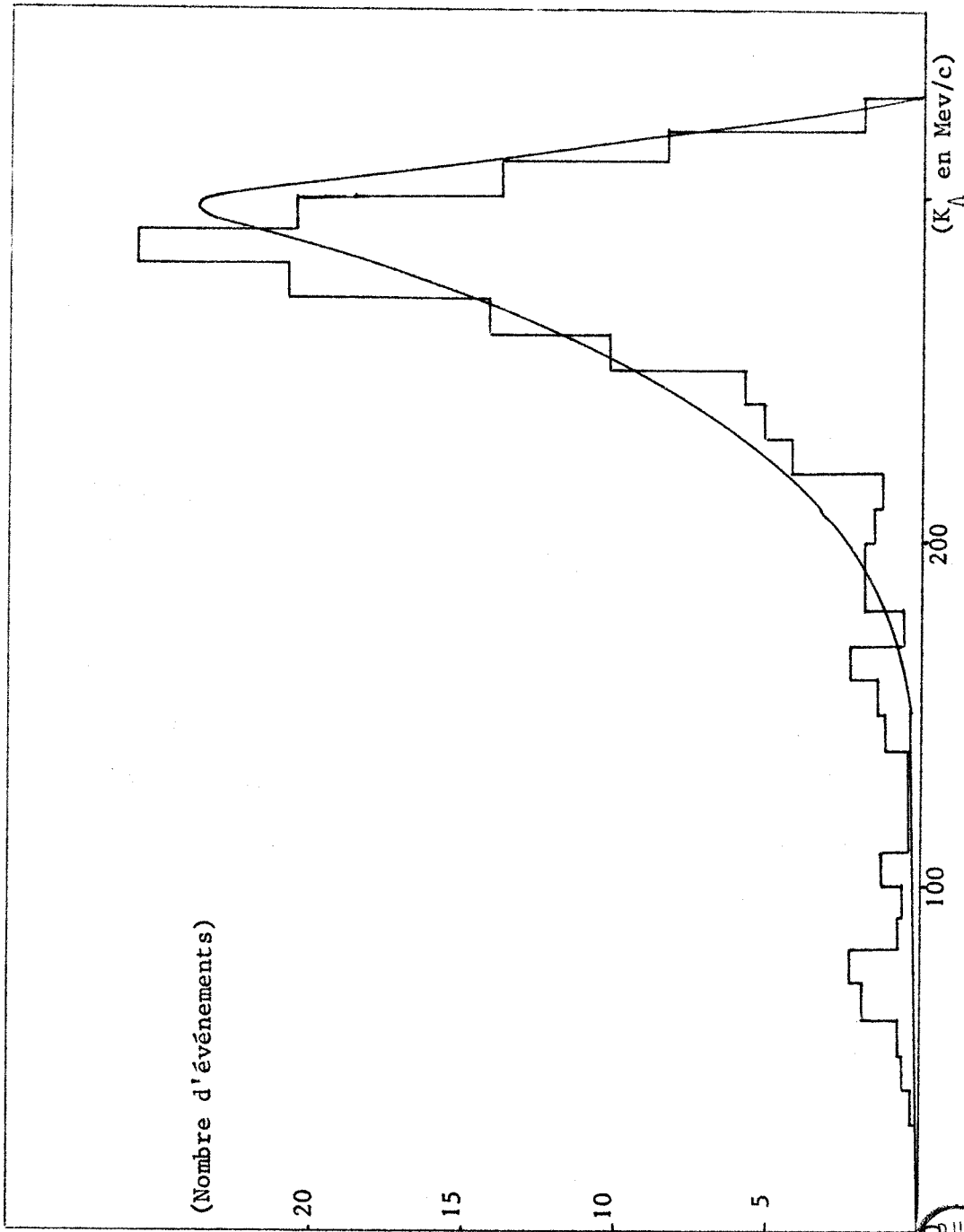


FIG.(5,6) . Spectre des Λ obtenu en admettant la double origine : directe et indirecte à partir de la paire virtuelle (Σ^0-n).

UNIVERSITÄT
LILLE

En résumé :

La comparaison des résultats des chapitres 3 d'une part, 4 et 5 de l'autre, nous montre que la théorie tenant compte des 2 interactions $n-n$ et Σ^0-n dans l'état final ne donne pas des résultats meilleurs que celle ne tenant compte que de l'interaction $n-n$.

En effet, si le rapport de branchement trouvé est sensiblement plus proche de l'expérience, le spectre des Λ par contre n'est qu'en accord médiocre et de toute façon moins bon que celui trouvé lors du calcul du chapitre 3.

4 - CONCLUSION

On peut trouver 3 principales raisons au fait que les caractéristiques expérimentales ne sont retrouvées qu'approximativement dans ce travail.

(i) - Nous avons déterminé les paramètres $A_{\Sigma^0}^i$ et $B_{\Sigma^0}^i$ dans le chapitre 2 pour une énergie positive de la voie (Σ^0-n) ; or, dans le chapitre 5 nous utilisons ces paramètres ainsi évalués alors que l'énergie est négative dans la voie (Σ^0-n) virtuelle. Pour obtenir des valeurs plus sûres pour les paramètres à utiliser dans la création de Λ à partir du processus indirect, il faudrait donc intégrer les équations de Schrödinger pour une énergie inférieure à celle du seuil de la voie (Σ^0-n). Il est à remarquer que, lorsque l'énergie de cette voie diminue, les éléments de T relatifs à la transition (Σ^-p) \rightarrow (Σ^0-n) augmentent et l'erreur due à notre approximation tend à diminuer la probabilité de production des Λ par processus indirect (et par conséquent, à augmenter la valeur du rapport de branchement théorique) ; donc, avec un choix plus correct des

énergies de détermination on obtiendrait un rapport de branchement plus petit et plus proche de l'expérience.

(ii) N'ayant aucune connaissance précise des déphasages relatifs à la transition $(\Sigma^{\circ}-n) \rightarrow (\Sigma^{\circ}-n)$, nous avons préféré faire varier les paramètres x et y pour obtenir plusieurs cas entre lesquels choisir. Nous aurions pu faire un calcul analogue à celui du chapitre 2 afin d'évaluer la matrice T relative aux transitions possibles entre les voies $(\Sigma^{\circ}-n)$ et $(\Lambda -n)$ mais, nous aurions dû choisir une énergie de détermination fixe tandis que les $T_{H\Sigma^{\circ}}$ utilisés (5,4a et 4b) sont fonctions explicites de l'impulsion variable des voies. Dans le tableau (2,1), nous avons fait figurer les éléments de la matrice T pour les transitions :

$$\Sigma^{\circ}n \rightarrow \Sigma^{\circ}n \quad \text{et} \quad \Sigma^{\circ}n \rightarrow \Lambda n$$

Ces éléments ne peuvent être utilisés dans le calcul du chapitre 5 où les expressions $T_{H\Sigma^{\circ}}$ sont les éléments de matrice concernant le problème à 2 voies $(\Sigma^{\circ}-n)$ et (Λn) alors que les résultats du tableau (2,1) ont été calculés en tenant compte des 3 voies de l'interaction primaire. Il est évident que l'étude exhaustive des interactions dans l'état final doit prendre en considération les interactions possibles entre toutes les voies (Equations de Khuri-Treiman {25-26} ou de Faddeef {27}mais, outre que le traitement de ces équations nécessite également des approximations, notre but est de chercher si aux basses énergies (et pour $\Sigma^{\circ}-d$ en particulier) il est possible d'étudier à l'aide de l'approximation impulse les interactions les plus importantes dans l'état final et de donner ainsi un premier modèle approximatif du phénomène.

Pour obtenir plus de précisions, il faudrait, en conséquence, connaître le déphasage complexe A d'une façon plus fine ; il est à remarquer que De Swart et Iddings [18] ont étudié les diffusions H-N à partir de potentiels d'échange de mésons et ont trouvé des longueurs de diffusion petites ; ce qui semble valoriser notre choix pour $(A = 5(-1+i)10^{-3} (\text{Mev}/c)^{-1})$.

(iii) -Il est certain que l'hypothèse suivant laquelle l'hypéron Σ^- se trouve, lors de l'interaction, au centre de masse des deux nucléons est formelle. Nous commettons sans aucun doute une erreur plus importante en partant de cette hypothèse qui surévalue la portée de la force Σ^-p qu'en partant de l'hypothèse du chapitre 3 qui la sous-évalue. On peut estimer grossièrement l'effet de la surévaluation de la portée des forces sur le rapport de branchement : en supposant la portée nulle et avec l'utilisation des paramètres (b) de la diffusion n-n, l'interaction n-n dans l'état final multiplie par 3,2 la probabilité de transition pour les Σ^0 et par 5 dans l'autre cas ; il est donc certain que le facteur multiplicatif est inférieur à 5 et supérieur à 3,2 puisque la portée n'est pas nulle mais néanmoins plus petite que celle induite par la 2ème hypothèse (Ch. 4 et 5). La probabilité de transition pour les Σ^0 est probablement plus faible que celle trouvée alors que le taux d'accroissement dû à l'interaction n-n est très faible dans les deux cas pour la production des hypérons Λ par processus direct. Or, étant donné l'expression du rapport de branchement, la probabilité de transition pour les Σ^0 joue un rôle important dans la valeur de celui-ci et, par conséquent, l'évaluation plus juste de la portée des forces correspond également à une diminution du rapport de branchement.

Pour cerner de plus près la réalité, il faut donc remplacer la condition

de départ des chapitres 4 et 5 par une hypothèse plus fine sur la valeur de la portée des forces Σ^{-p} ; écrire par exemple, que la distance entre les deux particules est de l'ordre de r_0 portée des forces, ce qui entrainerait l'introduction dans l'expression de l'amplitude de diffusion d'une fonction de Heaviside : $\theta(r_0 - |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|)$.

En l'absence de renseignement précis sur r_0 , celui-ci deviendrait alors un paramètre supplémentaire du problème.

Compte tenu de ces remarques et des conséquences qui en résulteront, à savoir : augmentation du nombre des hypothèses approchées et des paramètres inconnus rentrant dans le formalisme, il nous semble que la poursuite de cette étude par la méthode de l'approximation impulsive se heurtera à de nombreuses difficultés d'ordre physique rendant très aléatoires les résultats obtenus. On peut donc conclure que l'on a pratiquement atteint la limite de l'utilisation de l'approximation impulsive pour l'étude de ce problème.

Ce travail a été réalisé grâce aux encouragements et à l'aide de Monsieur le Professeur Lurçat de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Je suis très heureux de lui exprimer ici ma reconnaissance.

Les calculs numériques ont été programmés et effectués au laboratoire de Calcul de la Faculté des Sciences de Lille. Je remercie Monsieur le Professeur Pouzet ainsi que Messieurs Vilain et Decourcelles grâce à qui les problèmes posés dans ce domaine ont pu être menés à bien.

Il m'est également agréable de remercier Messieurs les Professeurs Tillieu, Wertheimer et Fouret qui m'ont fait l'honneur de composer le jury d'examen.

APPENDICE A

A - 1) OPERATEUR D'ISOSPIN DES HYPERONS

L'opérateur d'isospin \vec{I} des hyperons utilisé dans l'équation (2,10) est représenté sous la forme matricielle :

$$I_x = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{vmatrix} \quad I_y = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad I_z = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

A - 2) OPERATEUR D'ECHANGE DES Σ EN Λ

L'opérateur ρ d'échange d'un composant de l'isomultiplet Σ en hyperon Λ est utilisé dans l'équation (2,10) sous la forme matricielle :

$$\rho_x = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \rho_y = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \rho_z = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

A - 3) OPERATEUR DE PASSAGE DE LA BASE ISOSPIN A LA BASE DES VOIES

Si les différences entre les masses des composants des isomultiplets sont négligées, on passe de l'espace isospin à l'espace des voies par une transformation orthogonale.

Si un opérateur dans l'espace isospin a comme valeur propre $A_{3/2}$ dans l'état $T = 3/2$

$$\text{et } A_{1/2} = \begin{vmatrix} A_{\Lambda\Lambda} & A_{\Lambda\Sigma} \\ A_{\Sigma\Lambda} & A_{\Sigma\Sigma} \end{vmatrix} \text{ dans l'état } T = 1/2$$

alors, son équivalent A dans l'espace des voies (prises dans l'ordre $\Lambda n - \Sigma^0 n - \Sigma^- p$) est donné par :

$$A = \begin{vmatrix} A_{\Lambda\Lambda} & 1/3 \sqrt{3} A_{\Lambda\Sigma} & -1/3 \sqrt{6} A_{\Lambda\Sigma} \\ 1/3 \sqrt{3} A_{\Sigma\Lambda} & 2/3 \cdot A_{3/2} + 1/3 \cdot A_{\Sigma\Sigma} & 1/3 \sqrt{2} (A_{3/2} - A_{\Sigma\Sigma}) \\ -1/3 \sqrt{6} A_{\Sigma\Lambda} & 1/3 \sqrt{2} (A_{3/2} - A_{\Sigma\Sigma}) & 1/3 \cdot A_{3/2} + 2/3 \cdot A_{\Sigma\Sigma} \end{vmatrix}$$

APPENDICE B

B - 1) EXPRESSIONS DES POTENTIELS V^γ DES EQUATIONS (11a,b,c,d du CH.2)

Dans les équations (2,11a,b,c,d), les potentiels V^γ sont donnés par l'expression générale de l'équation (2,11') :

$$V^\gamma = V_s^\gamma + V_v^\gamma \vec{\sigma}_3 \vec{\sigma}_2 + V_T^\gamma S_{32}$$

L'indice γ indique que le potentiel V^γ a été calculé en prenant en considération l'échange d'un seul pion ($\gamma = I$), de 2 pions croisés ($\gamma = X$), de 2 pions parallèles ($\gamma = II$) ; les indices s, v, T, indiquent que les expressions ainsi indicées se rapportent respectivement à la partie scalaire, vectorielle, tensorielle du potentiel V^γ .

A - Expression de V^I

$$V_s^I = 0$$

$$V_v^I = \frac{1}{3x} e^{-x}$$

$$V_T^I = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{x} + \frac{3}{x^2} + \frac{3}{x^3} \right] e^{-x}$$

B - Expression de V^X

$$V_s^X = \frac{-1}{2\pi} \left[\left(\frac{12}{x^2} + \frac{23}{x^4} \right) K_1(2x) + \left(\frac{4}{x} + \frac{23}{x^3} \right) K_0(2x) \right]$$

$$V_V^X = \frac{4}{3\pi} \left(\left[\frac{2}{x^2} + \frac{3}{x^4} \right] K_1(2x) + \frac{3}{x^3} K_0(2x) \right)$$

$$V_T^X = \frac{-1}{3\pi} \left(\left[\frac{4}{x^2} + \frac{15}{x^4} \right] K_1(2x) + \frac{12}{x} K_0(2x) \right)$$

C - Expression de V^{II}

$$V_S^{II} = -V_S^X - \frac{2}{\pi} \left(\left[\frac{1}{x^2} + \frac{4}{x^3} + \frac{4}{x^4} \right] e^{-x} K_1(x) + \left[\frac{1}{x} + \frac{2}{x^2} + \frac{2}{x^3} \right] e^{-x} K_0(x) \right)$$

$$V_V^{II} = V_V^X - \frac{4}{3\pi} \left(\left[\frac{1}{x^2} + \frac{2}{x^3} + \frac{2}{x^4} \right] e^{-x} K_1(x) + \left[\frac{1}{x^2} + \frac{1}{x^3} \right] e^{-x} K_0(x) \right)$$

$$V_T^{II} = V_T^X + \frac{2}{3\pi} \left(\left[\frac{1}{x^2} + \frac{5}{x^3} + \frac{5}{x^4} \right] e^{-x} K_1(x) + \left[\frac{1}{x^2} + \frac{1}{x^3} \right] e^{-x} K_0(x) \right)$$

avec x défini par : $x = n \frac{r}{\pi}$.

Les fonctions $K_n(x)$ sont définies par Basset et tabulées par Watson dans sa théorie des fonctions de Bessel {28} :

$$K_n(x) = \frac{\Gamma(n+1/2)}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{x} \right)^n \int_0^\infty \frac{\cos Kx}{(K^2 + 1)^{n+1/2}} dK$$

B - 2) EXPRESSIONS DES FONCTIONS A_K ENTRANT DANS LES EQUATIONS (2,14)

Dans les équations de Schrödinger pour l'état triplet des voies (2,14), les fonctions A_K ($K = 1, \dots, 12$) sont :

$$\begin{aligned}
A_1 &= 3f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma}^2 (N_+ + S_+) m_\pi \\
A_2 &= 3f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma}^2 (N_+ + S_+ + 2\sqrt{2} T_+) m_\pi \\
A_3 &= -f_{NN} f_{\Lambda\Sigma} V_{\mathbf{V}}^I m_\pi - 2f_{NN}^2 f_{\Sigma\Sigma} f_{\Lambda\Sigma} (N_- + S_-) m_\pi \\
A_4 &= -f_{NN} f_{\Lambda\Sigma} (V_{\mathbf{V}}^I + 2\sqrt{2} V_{\mathbf{T}}^I) m_\pi - 2f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma} f_{\Sigma\Sigma} (N_- + S_- + 2\sqrt{2} T_-) m_\pi \\
A_5 &= 3f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma}^2 (N_+ + S_+ - 2T_+) m_\pi \\
A_6 &= -f_{NN} f_{\Lambda\Sigma} (V_{\mathbf{V}}^I - 2V_{\mathbf{T}}^I) m_\pi - 2f_{NN}^2 f_{\Lambda\Sigma} f_{\Sigma\Sigma} (N_- + S_- - 2T_-) m_\pi \\
A_7 &= f_{NN}^2 (f_{\Lambda\Sigma}^2 + 2f_{\Sigma\Sigma}^2) (N_+ + S_+) m_\pi \\
A_8 &= f_{NN}^2 (f_{\Lambda\Sigma}^2 + 2f_{\Sigma\Sigma}^2) (N_+ + S_+ + 2\sqrt{2} T_+) m_\pi \\
A_9 &= \sqrt{2} f_{NN} f_{\Sigma\Sigma} V_{\mathbf{V}}^I m_\pi + \sqrt{2} f_{NN}^2 (f_{\Sigma\Sigma}^2 + f_{\Lambda\Sigma}^2) (N_- + S_-) m_\pi \\
A_{10} &= \sqrt{2} f_{NN} f_{\Sigma\Sigma} (V_{\mathbf{V}}^I + 2\sqrt{2} V_{\mathbf{T}}^I) m_\pi + \sqrt{2} f_{NN}^2 (f_{\Sigma\Sigma}^2 + f_{\Lambda\Sigma}^2) (N_- + S_- + 2\sqrt{2} T_-) m_\pi \\
A_{11} &= f_{NN}^2 (f_{\Lambda\Sigma}^2 + 2f_{\Sigma\Sigma}^2) (N_+ + S_+ - 2T_+) m_\pi \\
A_{12} &= \sqrt{2} f_{NN} f_{\Sigma\Sigma} (V_{\mathbf{V}}^I - 2V_{\mathbf{T}}^I) m_\pi + 2f_{NN}^2 (f_{\Sigma\Sigma}^2 + f_{\Lambda\Sigma}^2) (N_- + S_- - 2T_-) m_\pi
\end{aligned}$$

avec :

$$S_{\pm} = V_S^X \pm V_S^{II}$$

$$N_{\pm} = V_V^X \pm V_V^{II}$$

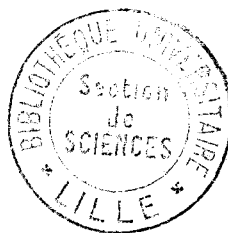
$$T_{\pm} = V_T^X \pm V_T^{II}$$

où les fonctions V_S^X , V_S^{II} , V_V^X , etc.... sont données dans le paragraphe B.1

BIBLIOGRAPHIE

- {1} . DAHL, HOROWITZ, MILLER, MURRAY - Phys.Rev.Letters 4, 77 (1960)
- {2} . DAY, SNOW, SUCHER - Phys.Rev.Letters 2, 468 (1959)
- {3} . CHEN - Nuovo Cimento 19, 36 (1961)
- {4} . NEVILLE - Phys.Rev 130, 327 (1963)
- {5} . CHEW, WICK - Phys.Rev 85, 636 (1952)
- {6} . CORTOIS, DEBOUDT - Journal de Phys.et le Radium 24 (1963) 391
- {7} . ROSS, SHAW - Annals of Physics 9, 391 (1960)
- {8} . ROSS, SHAW - Annals of Physics 13, 147 (1961)
- {9} . KARPLUS, RODBERG - Phys.Rev 115, 1058 (1959)
- {10}. DE SWART, DULLEMOND - Annals of Physics 19,478 (1962)
- {11}. BRUECKNER, WATSON - Phys. Rev 92, 1023 (1953)
- {12}. FERRARI, FONDA - Nuovo Cimento 9, 842 (1958)
- {13}. DE SWART, IDDINGS- Phys. Rev 128, 2810 (1962)
- {14}. DE SWART, DULLEMOND - Annals of Physics 16, 263 (1961)
- {15}. SPEARMAN - Nuclear Physics 16, 402 (1960)
- {16}. FAST, RANFT, DE SWART - Nuovo Cimento 34, 1242 (1964)
- {17}. DANYSZ e.a - Phys.Rev.Letters 11, 29 (1963)
- {18}. DE SWART - Rev. of Modern Phys. 35, 916 (1963)
- {19}. DE SWART, IDDINGS - Phys. Rev 130, 319 (1963)
- {20}. MARTIN, WALI - Phys. Rev 130, 2455 (1963)
- {21}. BETHE, MORRISON - Elementary Nuclear Theory (Wiley N.Y 1956) p.129
- {22}. DALITZ, TUAN - Annals of Physics 8, 100 (1959)
- {23}. BAUMGARTNER e.a - Phys. Rev. Letters 16, 105 (1966)

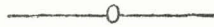
- {24} . DALITZ - Strange Particles and Strong Interactions
(Oxford University Press 1962) p. 59
- {25} . KHURI, TREIMAN - Phys. Rev. 119, 1115 (1960)
- {26} . SAWIER, WALI - Phys. Rev. 119, 1429 (1960)
- {27} . FADDEEF - Dokl. Akad. Nauk SSSR 138, 565 (1961)
" " " " " 145, 301 (1962)
- {28} . WATSON - Theory of Bessel Fonctions (Cambridge 1962)



SECONDE THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE :

NOTION QUANTIQUE DE LA COHERENCE OPTIQUE



Vu et approuvé

Lille, le 21 Décembre 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Lille :

Pour le Doyen empêché,

l'Assesseur :

J. HEUBEL