

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100536

INSTITUT DE PHYSIQUE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU COMITE
D'ETAT POUR L'UTILISATION DE L'ENERGIE ATOMIQUE DE L'URSS

ITEF-591

I.S. SHAPIRO V.M. KOLYBASOV

IDENTIFICATION DU MECANISME DES PROCESSUS DIRECTS
AVEC FORMATION DE 3 PARTICULES

RAPPORT D'ETUDE DE LA 18^e REUNION ANNUELLE SUR LA
SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE ET LA STRUCTURE DU NOYAU ATOMIQUE

Moscou - 1968

Traduit au CERN par E. Osteletsky
(Original : russe)

(CERN Trans. 68/13)

Genève
Novembre 1968

INTRODUCTION

Il est convenu d'appeler processus directs les réactions dans lesquelles la plus grande partie de l'énergie et de l'impulsion de la particule incidente se transmet à un seul nucléon ou à un groupe relativement petit de nucléons. On observe, à la suite du processus direct, des particules rapides en corrélation avec la direction du faisceau initial et des noyaux résiduels faiblement excités ou pas du tout excités.

Il est possible de formuler ainsi le problème de base de la théorie des processus directs: les réactions "directes" sont-elles vraiment directes ou sont-elles en fait le résultat d'une interaction collective de nombreux nucléons du noyau avec la particule incidente?

La solution de ce dilemme par une méthode purement théorique paraît être actuellement extrêmement difficile (jusqu'à présent, aucune idée qui puisse donner quelques raisons de croire que l'on peut escompter un succès n'a été émise). C'est pourquoi l'unique façon réaliste d'éclaircir la nature des réactions directes consiste apparemment à prédire les conséquences qui découlent des hypothèses actuelles sur les processus directs et à les comparer avec les données de l'expérience.

A l'exclusion de la diffusion non élastique, toutes les réactions directes ont été interprétées jusqu'à présent dans le cadre du schéma de "l'interaction directe", c'est-à-dire de la collision directe de la particule incidente avec un petit groupe de nucléons quittant le noyau.

L'appareil mathématique adapté à cette hypothèse est la technique des diagrammes de Feynman¹⁾. Des graphiques avec un petit nombre de lignes intérieures (c'est-à-dire de particules virtuelles) correspondent, dans le langage des diagrammes, aux processus directs; la notion du mécanisme de la réaction prend alors un sens précis par l'indication du diagramme qui apporte une contribution dominante à la partie variant rapidement de la réaction en tant que fonction de variables cinématiques (énergie, impulsion transmise, etc.).

Il est donc clair que c'est l'identification du mécanisme d'après les données expérimentales qui constitue le premier problème de l'étude des processus directs.

La non-trivialité de ce problème peut être démontrée à l'aide de l'exemple de la réaction:



On estime généralement que le mécanisme de la réaction directe (p,2p) se ramène à la diffusion dite "quasi élastique", c'est-à-dire au diagramme polaire de la Fig. 1. La section efficace correspondant à ce diagramme est une fonction de l'impulsion q du noyau résiduel B dans le système de laboratoire. La forme de cette fonction dépend du moment orbital l du nucléon éjecté du noyau, et avec des valeurs suffisantes de q cette section efficace se comporte comme:

$$[X^2 / (q^2 + R^2)]^2, \quad (2)$$

où X^2 représente une constante réelle et R le rayon de l'interaction effective du nucléon éjecté avec le noyau résiduel. Plus précisément, la variation de la section efficace de la diffusion quasi élastique en fonction de q pour la réaction (1) est reproduite par la courbe en trait plein de la Fig. 2 (pour une énergie de protons incidents de 160 MeV dans le système de laboratoire). Cette figure donne aussi l'échelle des angles θ entre les impulsions des protons finals et incidents (à condition que ces angles soient égaux). La Fig. 2 montre que l'angle 2θ entre les impulsions des protons finals est proche de 90° , tout comme dans la diffusion des protons libres dans le système de laboratoire, ce qui semble à première vue constituer un argument décisif en faveur de la contribution dominante du mécanisme polaire. Mais, sur la Fig. 2, outre la courbe en trait plein correspondant au diagramme polaire, il y a une courbe en pointillé qui est tellement semblable à la courbe en trait plein qu'elle peut apparaître comme le résultat de la variation des constantes qui entrent dans la formule (2). En réalité, la courbe en pointillé correspond à un tout autre mécanisme, à savoir au diagramme triangulaire de la Fig. 3 calculé d'après l'hypothèse que l'amplitude de la réaction virtuelle $d + p \rightarrow 2p + n$ dans la région étudiée des valeurs des variables cinématiques peut être considérée constante.

L'exemple cité montre que le problème de l'identification du mécanisme de la réaction n'est pas simple et que le tout premier problème de la théorie des processus directs consiste à indiquer l'ensemble d'expériences à l'aide desquelles tel ou tel diagramme peut être identifié de façon sûre. Ceci

revêt ainsi une grande importance, parce que le mécanisme de la même réaction peut être tout à fait différent dans les diverses régions des valeurs des variables cinématiques.

Du point de vue théorique, l'identification du mécanisme des réactions directes avec formation de 3 particules est un problème relativement plus simple que l'identification, d'après les données de l'expérience, des diagrammes qui dominent dans l'amplitude de la réaction binaire. Cela tient au grand nombre de variables cinématiques indépendantes, à la suite de quoi, premièrement, les symétries dynamiques de genre différent caractéristiques de quelques diagrammes très simples, apparaissent de façon plus prononcée, et deuxièmement, apparaissent des singularités complexes mobiles de l'amplitude.

Ces dernières, pour un choix défini d'intervalles de variation des impulsions des particules participant à la réaction, se rapprochent de la région physique créant ainsi des irrégularités caractéristiques dans l'allure des sections différentielles grâce auxquelles on peut identifier le mécanisme de la réaction. Les symétries dynamiques mentionnées plus haut sont démontrées dans la présente étude à l'aide de l'exemple du mécanisme polaire, et l'utilisation possible de l'effet des singularités mobiles à l'aide de l'exemple des diagrammes triangulaires (qui comprennent notamment l'interaction dite "d'état final"). Notons que jusqu'à présent seuls ces deux mécanismes ont été en fait utilisés pour décrire les réactions à 3 particules [y compris les processus (p,2p) qui sont les mieux étudiés].

MECANISME POLAIRE

Le diagramme polaire pour la réaction à 3 particules



est représenté sur la Fig. 1. On peut voir que le mécanisme polaire se ramène à deux processus virtuels:

la désagrégation du noyau cible



et la réaction binaire



En général, les réactions virtuelles (4) et (5) ont lieu en corrélation étant donné que l'amplitude de tout le processus dans son ensemble contient une somme cohérente pour les états du spin de la particule virtuelle y' .

Pour cette raison la probabilité de la réaction (3) ne se ramène pas au produit des probabilités des processus virtuels (4) et (5). Toutefois, il existe une catégorie étendue de réactions pour lesquelles cette factorisation a lieu.

Plus précisément, si M , M_1 et M_2 sont les amplitudes des réactions (3), (4) et (5), nous avons:

$$\overline{|M|^2} = F(q) \overline{|M_1|^2} \overline{|M_2|^2}, \quad (6) \quad *)$$

où les traits indiquent la prise de la valeur moyenne pour les variables du spin et $F(q)$ est la fonction de l'impulsion q du noyau résiduel dans le système de laboratoire.

La relation (6) a pour conséquence l'invariance de $\overline{|M|^2}$ par rapport à la rotation autour de l'impulsion $\vec{p}_{y'} = \vec{p}_A - \vec{p}_B$ de la particule y' dans le système de repos de la particule x (\vec{p}_i représente ici comme plus loin l'impulsion de la particule i). Notons que la condition (6) entraîne aussi l'invariance par rapport à la rotation autour de l'impulsion \vec{p}_x dans les systèmes où $\vec{p}_A - \vec{p}_B = 0$ ou $\vec{p}_A - \vec{p}_B = -\vec{p}_x$. On peut utiliser cette symétrie pour identifier le mécanisme polaire (critère de Treiman-Yang). Comme l'indique²⁾, le critère de Treiman-Yang est applicable aux réactions nucléaires dans les 3 cas suivants:

$$J_{y'} = 0, \quad 1/2 \quad (7)$$

(J_i sont ici et plus loin les spins de la particule i)

$$J_{Ay'} = 0, \quad 1/2 \quad (8)$$

*) La valeur $\overline{|M|^2}$ est liée de la manière suivante à la section différentielle (nous considérons que $h = c = 1$):

où

$d\vec{p}_i$ représente le volume de phase de la particule i , p_i p_f les quadrivecteurs impulsion des états initiaux et finals, \vec{v}_i la vitesse de la particule i .

$$L_{By'} = 0. \quad (9)$$

Dans les équations (8) et (9), $J_{By'}$, représente le spin du canal de sortie et $L_{By'}$, la différence vectorielle des spins des canaux d'entrée et de sortie dans la réaction (4):

$$|J_A - J_{y'}| \leq J_{By'} \leq J_A + J_{y'}, \quad |J_A - J_{By'}| \leq L_{By'} \leq J_A + J_{By'} \quad (10)$$

Si les particules x, y, z sont non relativistes, nous pouvons aussi appliquer le critère de Treiman-Yang quand

$$J_{xy'} = 0, \quad 1/2 \quad (11)$$

ou

$$0 = \hbar \times \gamma \quad (12)$$

$J_{xy'}$, représente ici les spins des canaux de sortie et $L_{xy'}$, la différence vectorielle des spins des canaux d'entrée et de sortie de la réaction (5):

$$|J_x - J_{y'}| \leq J_{xy'} \leq J_x + J_{y'}; \quad |J_{xy'} - J_{yz}| \leq L_{xy'} \leq J_{xy'} + J_{yz}, \quad (13)$$

où

$$|J_y - J_z| \leq J_{yz} \leq J_y + J_z \quad (14)$$

Si les conditions (7) et (12) ne sont pas remplies, $|\overline{M}|^2$ est une fonction polynomiale du cosinus de l'angle de rotation (voir Réf. 3).

Le critère de Treiman-Yang a le grand mérite d'être indépendant de la dynamique des processus virtuels (4) et (5). Ce critère n'est toutefois qu'une conséquence nécessaire de l'égalité (6). Pour cette raison, la liste des mesures les plus importantes que requiert l'identification du mécanisme polaire se présente de la façon suivante:

(1) Utilisation du critère de Treiman-Yang,

(2) Mesure de la variation $|\overline{M}|^2$ en fonction de l'énergie E_0 des particules entrant en collision dans le système du centre des masses de la réaction, pour des valeurs fixes des autres invariants cinématiques. Si le mécanisme de la réaction est polaire, $|\overline{M}|^2$ ne doit pas dépendre de E_0 .

(3) Obtention de la variation de la section différentielle en fonction de l'impulsion q du noyau résiduel B dans le système de laboratoire.

L'allure de la section efficace doit alors être du type indiqué à la Fig. 2. Pour plus de détails, voir Réf. 4.

(4) Mesure de la valeur absolue de la section différentielle et sa comparaison avec la prédiction de la théorie. Lorsque les conditions (7) et (12) sont satisfaites, la section efficace de la réaction (3) peut être exprimée théoriquement par la section efficace de la réaction (5) et la probabilité du processus (4). Cette dernière peut être trouvée indépendamment à partir de données expérimentales sur d'autres réactions directes, et la section efficace de la réaction (5) peut découler des expériences avec les particules libres (pour une étude plus détaillée de la question, voir Réf. 4).

(5) Mesure de la section différentielle de la réaction (3) en tant que fonction des invariants cinématiques indépendantes de la réaction (5). Si le mécanisme polaire joue, la section différentielle de la réaction (3) dans les conditions (7) et (12) doit présenter la même allure que la section différentielle de la réaction (5).

(6) Une série de possibilités complémentaires apparaît dans les expériences avec les particules polarisées (voir Réf. 5). Les mesures de la polarisation des noyaux résiduels ainsi que de l'asymétrie dans les réactions sur cible polarisée peuvent non seulement fournir des renseignements quant au mécanisme de la réaction, mais encore permettre de définir les nombres quantiques du noyau résiduel. Le rapport de Kolybasov⁶⁾ à la présente conférence est consacré à cette question.

(7) Vérification des rapports isotopiques. Si plusieurs réactions à 3 particules ont lieu par mécanisme polaire (Fig. 1), les sommets gauches des diagrammes correspondants étant similaires et les sections efficaces des processus qui ont lieu dans les sommets droits présentant des rapports du type isotopique, il existe nécessairement un lien déterminé entre les sections efficaces des réactions initiales. Nous illustrons la vérification de rapports de cette sorte à l'aide de l'exemple des réactions du type $C^{12}(\pi, \pi n)C^{11}$.

L'expérience de Reeder et Markovitz⁷⁾ effectuée il y a quelques années montre que l'allure de la courbe d'amorçage de la réaction

$$C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11} \quad (15)$$

dans la gamme des énergies de 50 à 400 MeV, est proche de la dépendance énergétique de la section efficace de la diffusion élastique $\pi^- n$. Cela

permet de supposer que le processus (15) est une diffusion quasi élastique. De fait, les résultats du calcul effectué dans l'hypothèse de la contribution dominante du diagramme polaire⁸⁾ se trouve en bon accord, tant avec la forme de la courbe expérimentale qu'avec les valeurs absolues de la section efficace (à 20% près). (Voir la Fig. 4 où on a reporté avec la courbe théorique, par de petites croix, les données expérimentales de l'ouvrage⁷⁾).

On peut examiner avec la réaction (15) les processus

$$\sigma^{12}(\pi^+, \pi^+n) \sigma'' \quad (16)$$

et

$$\sigma^{12}(\pi^+, \pi^0p) \sigma'' \quad (17)$$

qui mènent à la formation du même noyau résiduel C^{11} enregistré par une méthode radio-chimique. Il y a peu de temps, le rapport de Zupančič⁹⁾ et l'article de Wilkinson¹⁰⁾, ont fourni des données sur la section totale des réactions (16) et (17) obtenues au CERN par le groupe de Tanner. Ces données sont reportées à l'aide de petits cercles sur la Fig. 4 (notons que les renseignements sur la grandeur des erreurs expérimentales n'ont pas été publiés). Il est apparu qu'à une énergie de 200 MeV, cette section totale est sensiblement égale à la section efficace de réaction (15):

$$\frac{\sigma(\pi^-, \pi^-n)}{\sigma(\pi^+, \pi^+n) + \sigma(\pi^+, \pi^0p)} \approx 1. \quad (18)$$

En même temps, pour les sections efficaces d'échange de charge et de diffusion des mésons π^- sur les nucléons à 200 MeV, on a le rapport

$$\frac{\sigma(\pi^-n \rightarrow \pi^-n)}{\sigma(\pi^+n \rightarrow \pi^+n) + \sigma(\pi^+n \rightarrow \pi^0p)} \approx 3. \quad (19)$$

Les auteurs des ouvrages^{9,10)} en concluent que la théorie s'écarte de l'expérience par un facteur 3.

En fait, le calcul¹¹⁾ effectué dans l'approximation polaire avec utilisation des valeurs connues des sections efficaces des processus $\pi^+n \rightarrow \pi^+n$ et $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ montre que la valeur théorique du rapport (18) est 1.5 ± 0.15 [la différence avec (19) s'explique par une dépendance énergétique différente des sections efficaces de la réaction $\pi^-n \rightarrow \pi^-n$ qui est due à une résonance (3/2,3/2) et de la section totale des processus $\pi^+n \rightarrow \pi^+n$ et $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ où l'état de spin isotopique $\frac{1}{2}$ apporte une contribution importante]. Compte tenu de la grande marge d'erreur de l'expérience, il convient d'estimer que les données dont on dispose sur le rapport des sections efficaces des processus (15), (16), (17) confirment le caractère

quasi élastique de ces réactions.

De toutes les expériences effectuées jusqu'à présent, celle qui se rapproche le plus de l'exemple du programme ci-dessus est l'expérience réalisée il y a peu de temps au CERN sur la réaction $\text{Li}^6(\pi^+, 2p)\text{He}^4$, dans laquelle le deutéron^{9,12)} est la particule polaire. Dans ces travaux, on a utilisé pour la première fois, pour éclaircir le mécanisme de la réaction directe, le critère de Treiman-Yang. La Fig. 5 montre la distribution du nombre des événements selon l'énergie totale des protons de sortie, qui est recalculée en énergie d'excitation du noyau He^4 . On distingue trois régions:

- 1) $E < 10$ MeV; 2) $10 < E < 40$ MeV; 3) $E > 40$ MeV.

La Fig. 6 indique la distribution en impulsion du noyau de recul pour la première de ces régions. La ligne en trait plein est le résultat du calcul effectué dans l'hypothèse du caractère polaire du processus en tenant compte de la géométrie spécifique de l'expérience. La ligne en pointillé est le volume de phase de 3 particules (dans l'état final, 3 particules $\text{He}^4 + 2p$). La Fig. 7 donne la distribution angulaire de Treiman-Yang pour chacune de ces 3 gammes d'énergie d'excitation du noyau He^4 . On voit que lorsque He^4 se forme, dans l'état fondamental, le critère de Treiman-Yang est observé.

DIAGRAMME TRIANGULAIRE ET INTERACTION DANS L'ETAT FINAL

Dans les diverses régions de variation des variables cinématiques de la même réaction peuvent agir des mécanismes différents. Nous avons vu auparavant que dans la région des faibles énergies ($E_\pi < 200$ MeV) les valeurs expérimentales de la section totale de la réaction $\text{C}^{12}(\pi^-, \pi^- n)\text{C}^{11}$ dépassent considérablement les valeurs de la section prédites par l'approximation polaire. On peut l'expliquer par la contribution importante du diagramme avec rediffusion de l'isobare (3/2, 3/2) sur le noyau C^{11} (voir Fig. 8)¹³⁾. L'élément de matrice correspondant à ce diagramme présente deux singularités rapprochées en énergie: a) le point radical de branchement lorsque $\text{Re } E_\pi = 145$ MeV et b) le point logarithmique de branchement lorsque $\text{Re } E_\pi = 170$ MeV. Ces deux singularités garantissent une variation suffisamment prononcée de l'amplitude en fonction de l'énergie. A cet égard,

le diagramme de la Fig. 8 se différencie des autres.

Dans la Fig. 9, avec les données expérimentales et le résultat du calcul dans l'approximation polaire (pointillé), on indique en trait plein la contribution globale des diagrammes polaire et triangulaire (le trait-point représente séparément la contribution du diagramme triangulaire). L'unique valeur inconnue, l'amplitude de diffusion de l'isobare sur le noyau C^{11} , a été estimée d'après la condition de coïncidence de la courbe théorique avec l'expérience lorsque $E_{\pi} = 160$ MeV (à cette énergie, l'amplitude correspondant au diagramme de la Fig. 8 atteint un maximum). Il a été constaté que la section efficace S de la diffusion élastique d'onde S de l'isobare $(3/2, 3/2)$ sur le noyau C^{11} est égale à 3 mbn, ce qui correspond à la longueur de la diffusion $0,2, \phi$. Ainsi le fait de tenir compte du diagramme triangulaire de rediffusion de l'isobare sur le noyau C^{11} donne la possibilité d'obtenir un assez bon accord avec l'expérience. Bien sûr, cela ne prouve pas complètement la justesse du mécanisme proposé de la réaction. Pour cette raison il est nécessaire de faire de nouvelles expériences sur divers noyaux afin d'éclaircir le mécanisme d'interaction des mésons π^- avec les noyaux dans la région de résonance des énergies.

Le diagramme de la Fig. 8 ne possède que des singularités valables étant donné que sa partie triangulaire est un diagramme de la réaction binaire. Du point de vue de l'identification du mécanisme, le diagramme triangulaire de la Fig. 10 présente un intérêt plus grand. Sa caractéristique particulière réside dans l'existence des singularités mobiles citées plus haut.

L'amplitude de la réaction est dans ce cas une fonction de 3 variables: l'énergie cinétique E_0 des particules x et A se heurtant dans le système du centre des masses de la réaction, l'énergie cinétique E des particules y et z dans le système de leur centre des masses et la variable invariante dans le système de Galilée.

$$t = -(\vec{P}_x - \vec{P}_z)^2 + 2(m_x - m_z)(E_x - E_z), \quad (15) \quad *)$$

où m_x, m_z, E_x, E_z représentent les masses et les énergies cinétiques des particules x et z . Pour une valeur fixe de E_0 l'amplitude de la réaction correspondant au diagramme de la Fig. 10 a une singularité logarithmique selon l'énergie E , dont la position dépend de la valeur de la variable t . Dans une certaine région des valeurs t , la singularité, selon E se rapproche

*) La numérotation des formules est celle de l'original.

de la région physique et, pour cette raison, dans l'allure de la section peuvent apparaître des maximums qui se déplacent avec la variation de t . Il va de soi que les rôles des variables E et t peuvent être inversés (on observe alors l'irrégularité dans l'allure de la section comme une fonction de t dont la position change lorsque E varie). Outre la singularité mobile, l'amplitude correspondant au diagramme de la Fig. 10 a une singularité que l'on appelle radicale normale selon E dont la position se définit exclusivement par le seuil de la réaction virtuelle



Ces singularités normales de seuil conduisent également à l'apparition d'irrégularités caractéristiques ("cusps") dans la section efficace (voir Ref. 14).

La découverte d'une telle irrégularité peut être utilisée pour identifier la réaction virtuelle (16). Ce qui précède est valable dans le cas où les amplitudes des réactions virtuelles dans la région considéré de variation de E et t sont des fonctions moins prononcées de ces variables que toute l'amplitude dans son ensemble.

Le cas limite inverse pour l'interaction dite d'état final [quand la réaction virtuelle (16) est une diffusion élastique] est étudié dans les ouvrages connus de Watson¹⁵⁾ et Migdal¹⁶⁾. Le point de départ de la théorie de Watson-Migdal est une supposition que la variation de l'amplitude de diffusion des particules finales en fonction de E est une fonction plus prononcée de cette variable que la partie de l'élément de matrice qui contient une singularité complexe correspondant au diagramme triangulaire de la Fig. 10. Cette supposition se vérifie bien dans la région des valeurs E proches de zéro, par exemple quand la réaction virtuelle (16) est une diffusion élastique de nucléons. Toutefois, dans de nombreuses réactions directes à 3 particules sur des noyaux légers [comme, en particulier, dans la réaction $(p,2p)$] la condition d'applicabilité de la formule de Watson-Migdal n'est pas réalisée. Dans cette très large catégorie de cas, on peut utiliser, pour l'identification de l'interaction dans l'état final, la singularité mobile dont l'apparition est déterminée par le fait même de la rediffusion des particules finales (c'est-à-dire par la non-nullité de l'amplitude de diffusion).

Les formules analytiques de l'amplitude correspondant au diagramme de la Fig. 10 sont données dans les ouvrages, Refs. 17 et 18.

Nous décrivons ici rapidement les résultats, tout en les illustrant de données graphiques.

Si nous passons aux variables sans dimension

$$\xi = \frac{m_2}{m_3} \frac{m_A}{m_B + m_Y} \frac{E - Q}{\varepsilon}, \quad \lambda = \frac{m_1}{m_3} \frac{(m_x - m_z)(E - Q_0) - \varepsilon/2}{(m_B + m_Y) \varepsilon}, \quad (17)$$

où m_i représente la masse de la particule i ,

$$\varepsilon = m_1 + m_3 - m_A, \quad Q = m_1 + m_2 - m_B - m_Y, \quad Q_0 = m_A + m_x - m_z - m_Y - m_2 \quad (18)$$

l'amplitude correspondant au diagramme triangulaire de la Fig. 4 est représentée, à un facteur constant près, par une fonction universelle $f_{\Delta}(\xi, \lambda)$ (c'est-à-dire qui ne dépend pas des masses des particules qui participent à la réaction. Les expériences nécessaires à l'identification du mécanisme de la réaction suivant le diagramme de la Fig. 10 consistent dans la mesure de l'allure de la section différentielle $\partial^2 \sigma / \partial \xi \partial \lambda$ en tant que fonction de ξ et de λ au voisinage des singularités de $f_{\Delta}(\xi, \lambda)$. Dans cette région, l'amplitude totale de la réaction est la somme de l'amplitude correspondant au diagramme de la Fig. 4 et d'une certaine constante complexe qui représente la contribution des autres diagrammes. La section différentielle de la réaction a la forme

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi \partial \lambda} = N (|f_{\Delta}|^2 + 2a \operatorname{Re} f_{\Delta} + 2b \operatorname{Im} f_{\Delta}), \quad (18)$$

où N est un facteur de normalisation et a, b, c sont des constantes réelles définies par l'expérience. Les Fig. 11 et 12 donnent les cartes des surfaces horizontales $\operatorname{Re} f_{\Delta}(\xi, \lambda)$ et $\operatorname{Im} f_{\Delta}(\xi, \lambda)$.

Le mouvement des singularités complexes peut être illustré par l'exemple d'un des mécanismes probables du double échange de charge des pions sur les noyaux, auquel correspond le diagramme triangulaire avec participation du nucléon virtuel de l'isobare (Fig. 13a). A la différence des mécanismes cités auparavant, où le double échange de charge est examiné comme le processus consécutif à l'échange de charge avec participation de 2 nucléons du noyau, ce mécanisme est basé sur la réaction élémentaire $\pi^{\pm} + N \rightarrow \pi^{\mp} + N^*$. Comme l'indique l'examen théorique, la contribution relative du diagramme Fig. 13a doit augmenter en comparaison de celle des diagrammes qui tiennent compte de l'échange de charge successif sur les 2 nucléons du noyau, lorsque croît l'énergie du méson π^{-} incident. La Fig. 14

montre le comportement de la partie réelle de l'amplitude correspondant au diagramme de la Fig. 13a en tant que fonction de $\text{Re } \xi$ pour des valeurs différentes de λ . On voit très bien la manière dont le maximum de la courbe se déplace, par suite du mouvement de la singularité. On indique en pointillé la frontière de la région physique pour $\lambda = 3, 5, 7$ (de gauche à droite).

L'amplitude de l'interaction de l'isobare avec le noyau peut avoir ses singularités selon l'énergie (c'est-à-dire selon ξ). Une possibilité intéressante apparaît si l'on suppose que l'isobare N^* et le noyau B ont une interaction résonante, formant ainsi un iso-noyau avec une énergie d'excitation et une largeur de l'ordre de celles des isobares ¹⁹). Le diagramme de la Fig. 13b correspond à un tel mécanisme. La Fig. 15 montre le comportement de l'élément de matrice M_{int} dans des hypothèses différentes concernant le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude des processus de fond. La preuve d'une telle sorte de variation de M_{int} en fonction de ξ serait un argument de poids en faveur de l'existence des iso-noyaux.

CONCLUSION

1. Nous aimerions souligner que les expériences nécessaires à l'identification sûre du mécanisme des réactions directes n'ont pas été effectuées jusqu'à présent, même pour des réactions étudiées, de façon relativement intense [par exemple, $(p,2p)$ et autres].
2. Les réactions avec formation de 3 particules donnent des possibilités complémentaires de vérifier les notions actuelles des processus directs.
3. Pour réaliser ces possibilités, il est nécessaire de réaliser les expériences permettant de mesurer toutes les variables cinématiques indépendantes dans une région définie indiquée par la théorie et qui est différente pour les divers mécanismes étudiés.

BIBLIOGRAPHIE

1. I.S. Shapiro - Théorie des réactions nucléaires directes. Editions "Gosatomizdat" Moscou 1963.
2. I.S. Shapiro, V.M. Kolybasov, G.R. Augst - Nucl.Phys. 61, 353 (1965).
3. I.S. Shapiro, V.M. Kolybasov - Lettres JETP 4, 392 (1966).
4. I.S. Shapiro - "UFN" 92, 549 (1967).
5. V.M. Kolybasov, I.S. Shapiro - Phys.Lett. 25B, 497 (1967).
6. V.M. Kolybasov - Rapport du 18^e Congrès de l'URSS sur la spectroscopie nucléaire et la structure du noyau, 1968.
7. P.L. Reeder, S.S. Markowitz - Phys.Rev. 133, B639 (1964).
8. V.M. Kolybasov - Physique nucléaire 2, 144 (1965).
9. Č. Zupančič - Invited paper to the Second Intern.Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Rehovoth, Febr. 27-March 3, 1967.
10. D.H. Wilkinson - Comments on nuclear and particle physics 1, 169 (1967).
11. V.M. Kolybasov - Phys.Lett. (sous presse).
12. W.E. Meyerhof - Rapport sur le symposium de physique nucléaire, Tbilissi, avril 1967.
13. O.D. Dal'Karov - Phys.Lett. (sous presse)
14. A.I. Baz' - JETP 33, 923 (1957).
15. K.M. Watson - Phys.Rev. 88, 1163 (1952).
16. A.B. Migdal - JETP 28, 3 (1955).
17. E.I. Dubovoj, I.S. Shapiro - JETP 51, 1251 (1966).
18. E.I. Dubovoj, I.S. Shapiro - JETP 53, 1395 (1967).
19. O.D. Dal'Karov, I.S. Shapiro - Phys.Lett. (sous presse).

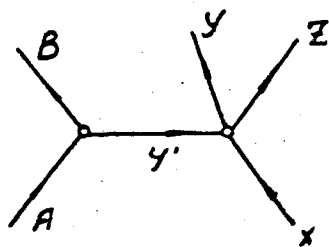


Fig. 1 : Mécanisme polaire de la réaction $A(x,yz)B$. Dans le cas de la réaction $(p,2p)$ les particules x,y',y,z sont des protons.

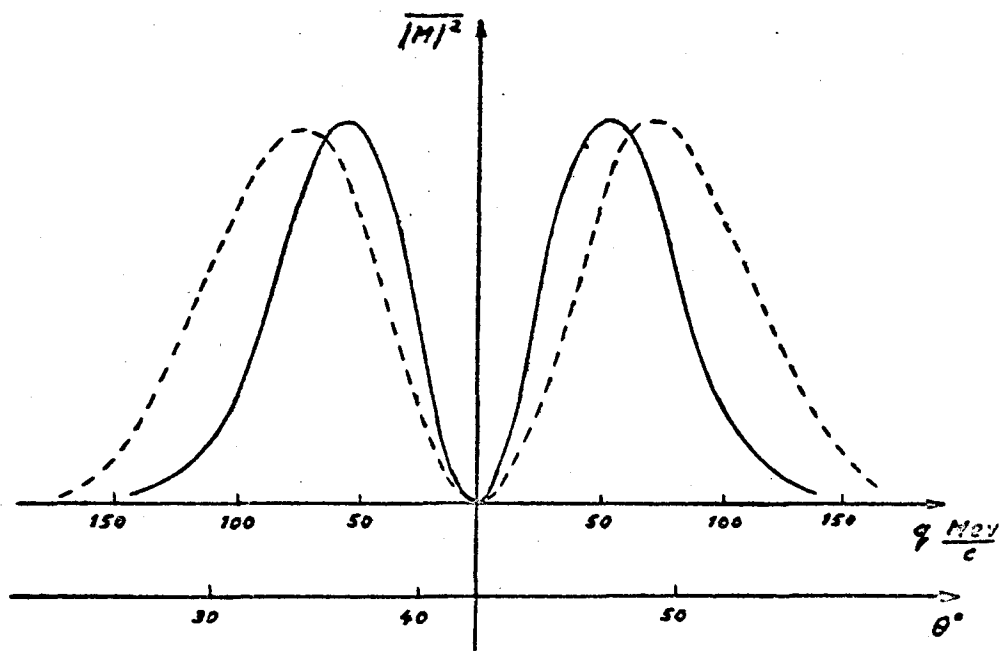


Fig. 2 : Variation théorique de la section différentielle de la réaction $Li^6(p,2p) He^5 OCH$ en fonction de l'impulsion q du noyau résiduel dans le système du laboratoire, à une énergie des protons initiaux de 160 MeV (les impulsions des protons finals se trouvent dans le même plan que le faisceau incident et forment avec lui des angles égaux θ).

La courbe en trait plein correspond au diagramme polaire. La courbe en pointillé, au diagramme de la Fig. 3.

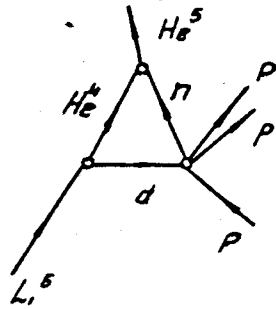


Fig. 3 : L'un des mécanismes possibles de la réaction $\text{Li}^6(p,2p)\text{He}^5$ OCH.

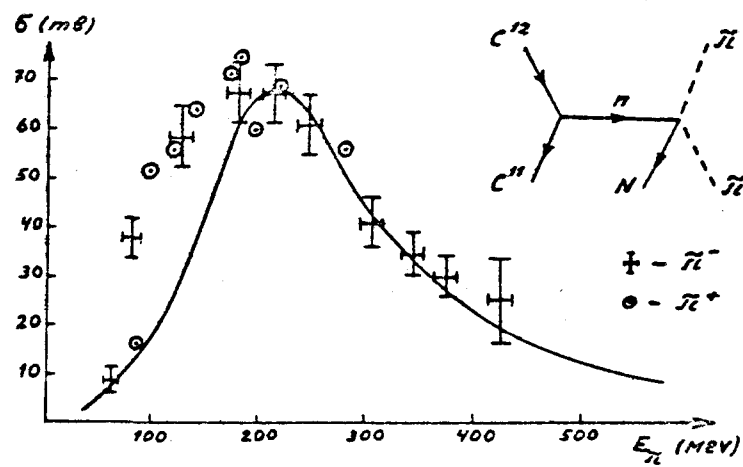


Fig. 4 : Courbe d'amorçage de la réaction $\text{C}^{12}(\pi^-, \pi^- n)\text{C}^{11}$ (croix) et des réactions $\text{C}^{12}(\pi^+, \pi^+ n)\text{C}^{11} + \text{C}^{12}(\pi^+, \pi^0 p)\text{C}^{11}$ (cercles). La courbe en trait plein est le résultat du calcul de la section efficace de la réaction $\text{C}^{12}(\pi^-, \pi^- n)\text{C}^{11}$ dans l'approximation polaire.

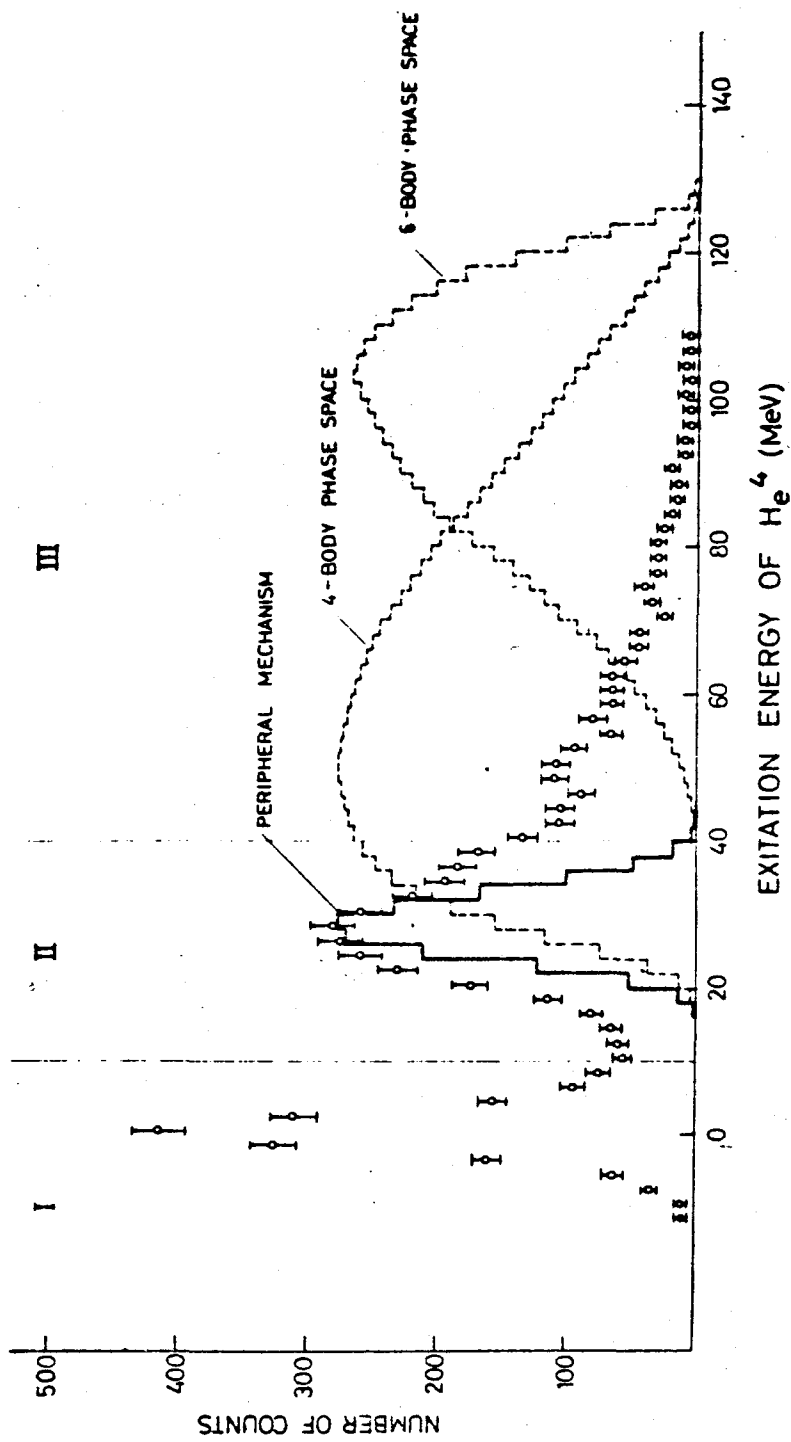


Fig. 5 : Spectre d'excitation de He^4 dans la réaction $Li^6(\pi^+, 2p)He^4$.

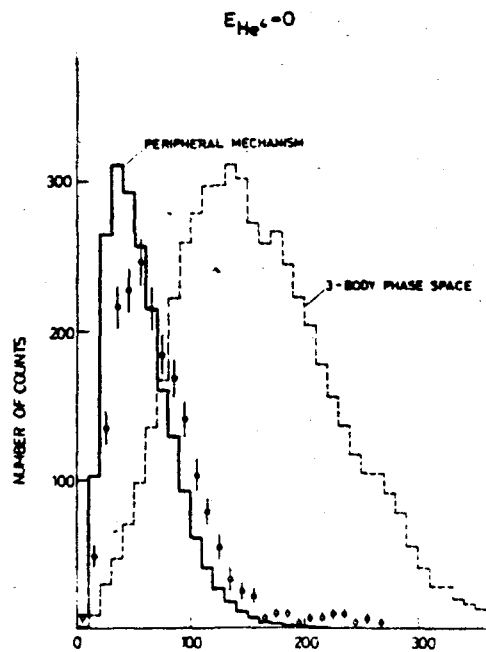


Fig. 6 : Distribution selon l'impulsion du noyau dans la réaction $Li^6(\pi^+, 2p)He^4$.

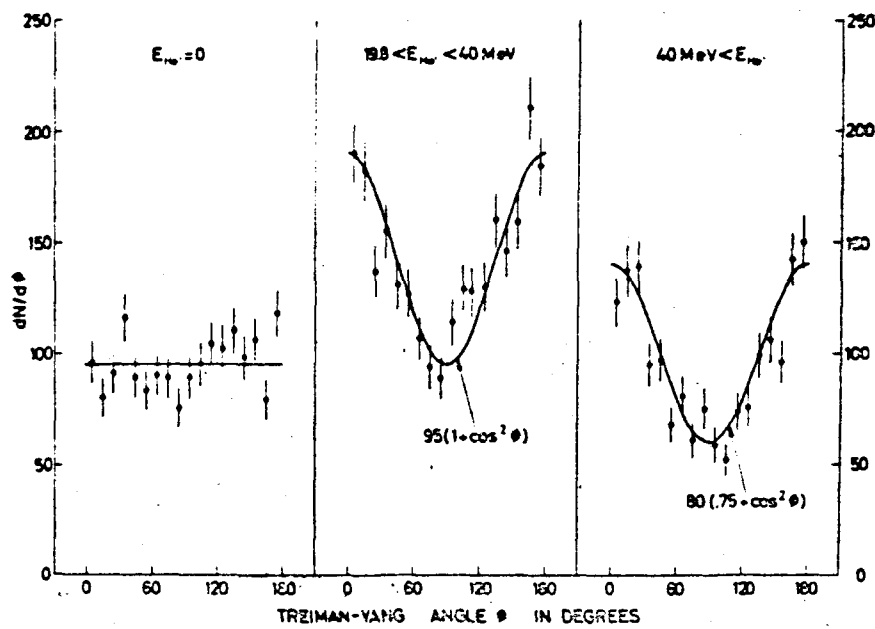


Fig. 7 : Distribution selon l'angle de Treiman-Yang dans la réaction $Li^6(\pi^+, 2p)He^4$.

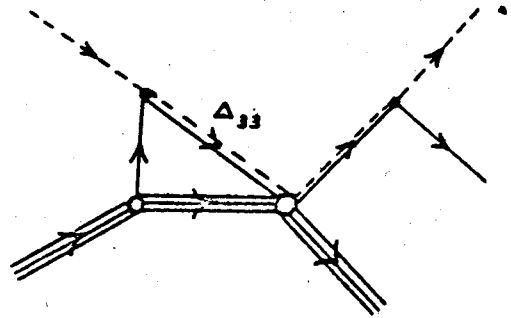


Fig. 8 : Diagramme triangulaire avec rediffusion de l'isobare pour une réaction du type $(\pi^-, \pi^- n)$.

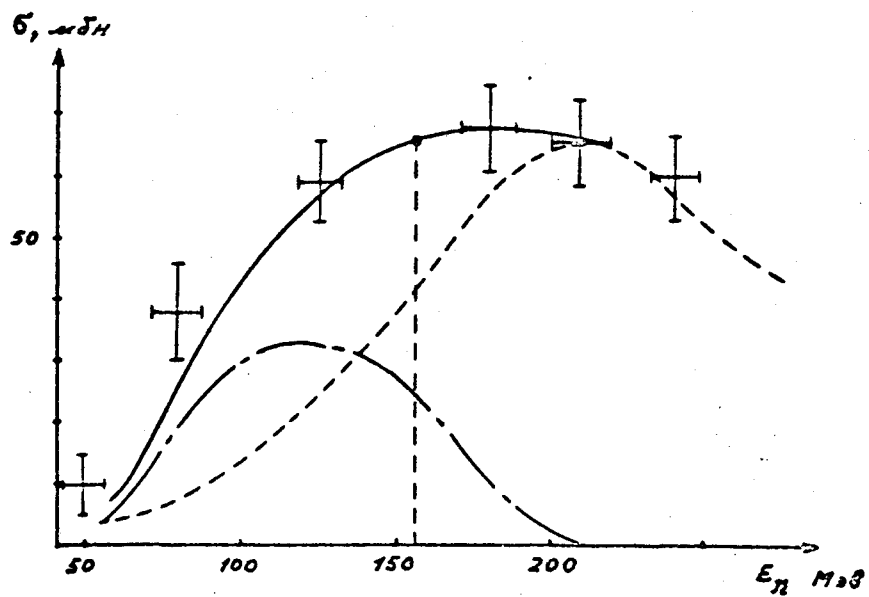


Fig. 9 : Partie "faible énergie" de la courbe d'amorçage de la réaction $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11}$. La courbe en pointillé est le calcul dans l'approximation polaire. La courbe en trait plein est la contribution globale des diagrammes polaire et triangulaire.

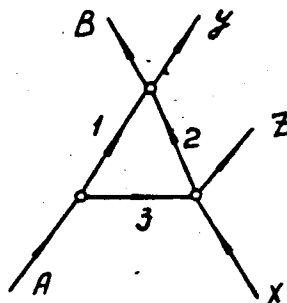


Fig. 10 : Diagramme triangulaire pour la réaction $A(x,yz)B$. Si les particules 1 et 2 sont identiques respectivement au noyau B et à la particule y, le diagramme décrit l'interaction dans l'état final.

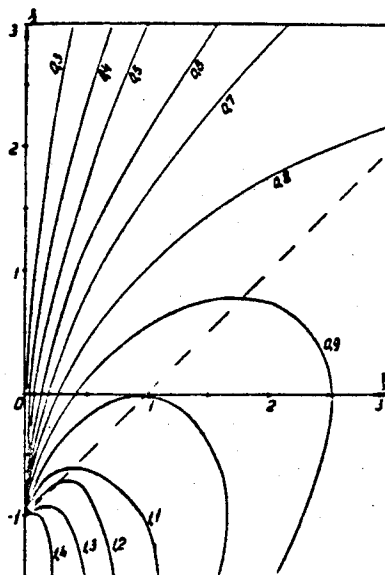


Fig. 11 : Carte de la surface $\text{Re } f_{\Delta}(\xi, \lambda)$.

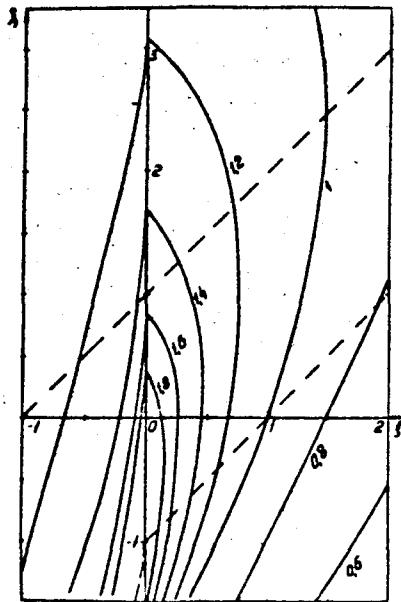


Fig. 12 : Carte de la surface $\text{Im } f_{\Delta}(\xi, \lambda)$.

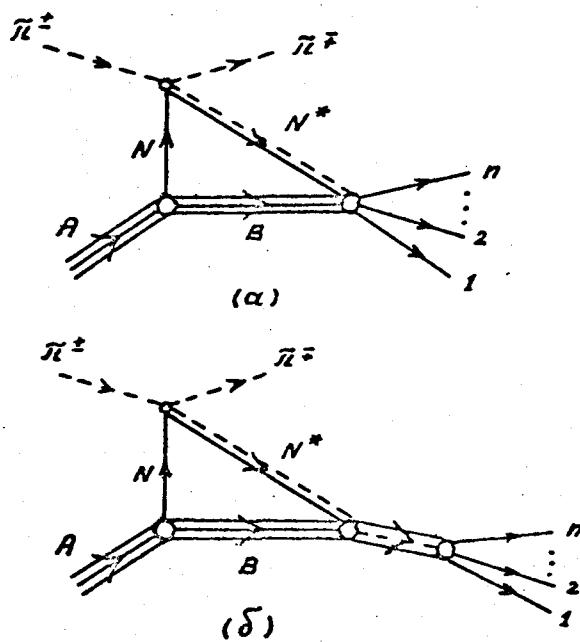


Fig. 13 : Diagrammes correspondants au double échange de charge des mésons π^{\pm} sur le noyau.

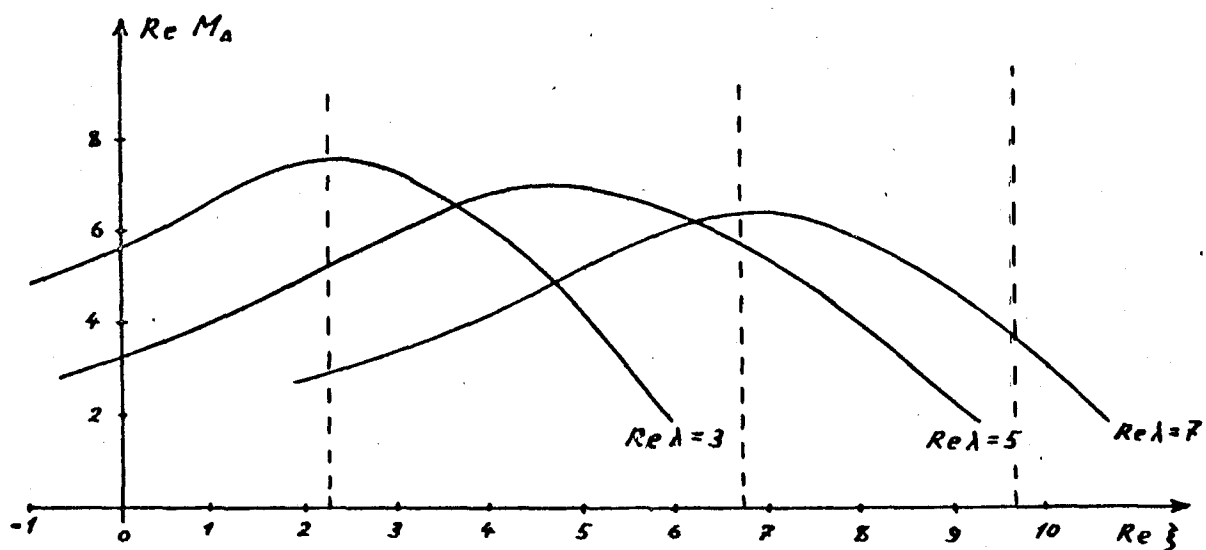


Fig. 14 : Courbe de la variation de $Re M_A$ en fonction de $Re \xi$ avec des λ différents pour le diagramme Fig. 13a.

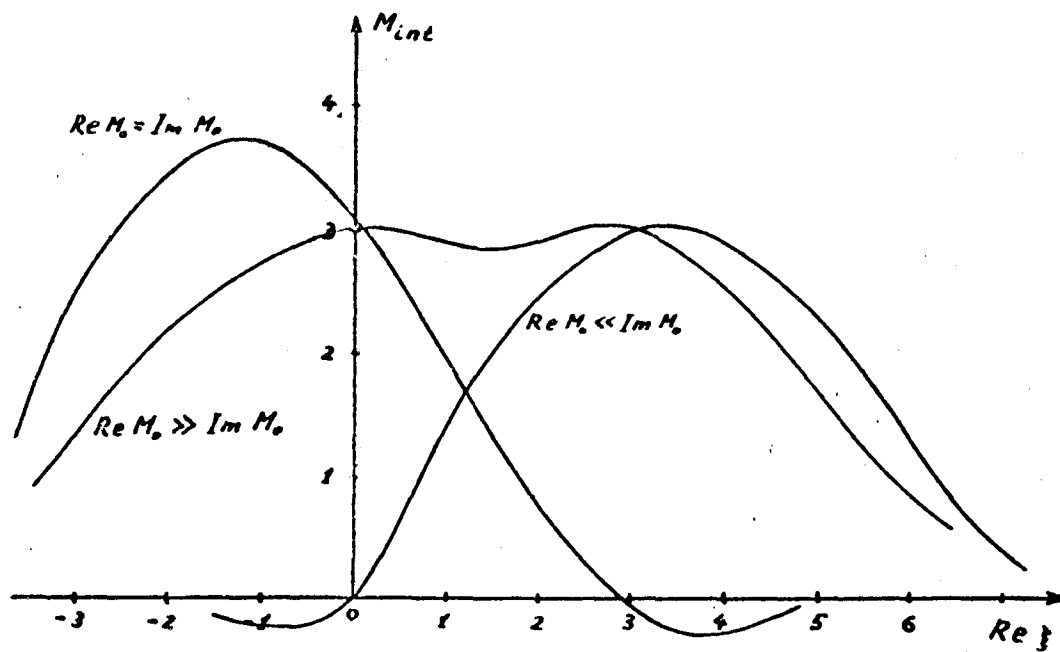


Fig. 15 : Courbe de la variation de l'élément de matrice du diagramme Fig. 13b, en fonction de $Re \xi$ dans différentes hypothèses concernant le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude des processus de fond.