



Résonances dibaryoniques

B. Mayer

► **To cite this version:**

B. Mayer. Résonances dibaryoniques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Au-delà du champ moyen.", Maubuisson, (France), du 14-18 septembre 1987 : 6ème session, 1987. <cel-00645409>

HAL Id: cel-00645409

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00645409>

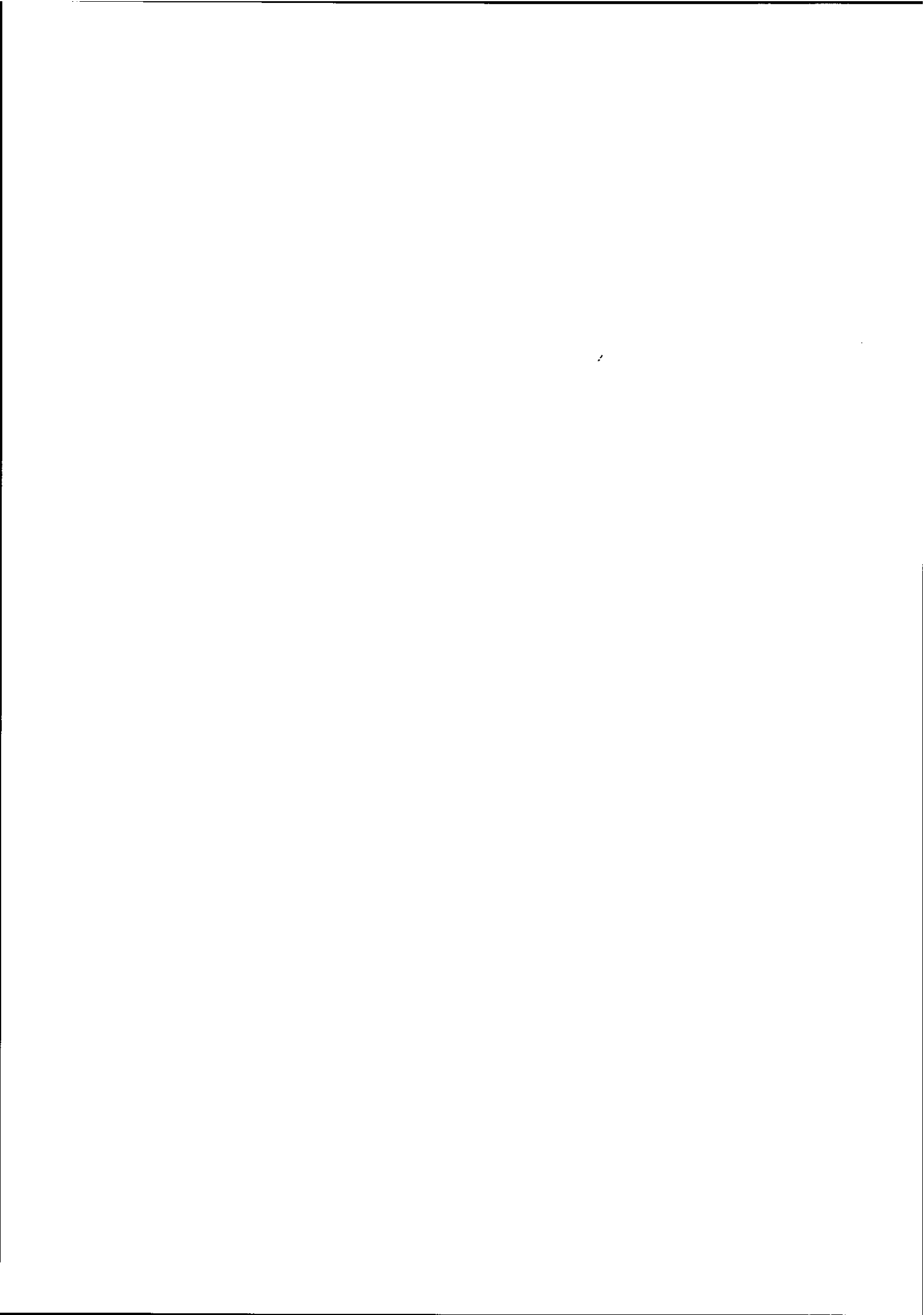
Submitted on 28 Nov 2011

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

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

RESONANCES DIBARYONIQUES

B. Mayer



RESONANCES DIBARYONIQUES

B. Mayer

Service de Physique Nucléaire - Moyenne Energie
 CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Résumé

L'introduction de degrés de liberté mésiques et de résonances baryoniques d'une part, de quarks et de couleur d'autre part, conduit à l'existence possible d'états exotiques pour un système de nombre baryonique 2. De larges résonances ont été en effet observées dans la diffusion nucléon-nucléon, élastique ou inélastique ; elles peuvent cependant s'interpréter comme un effet de seuil pour l'ouverture d'ondes partielles successives de la résonance Δ . Des résonances étroites échappent à ce genre d'explication. De telles résonances ont été observées dans la réaction ${}^3\text{He}(p,d)X$, et dans de nombreuses expériences de chambre à bulle mais avec faible statistique. Toutes ces expériences méritent confirmation, d'autant qu'aucune résonance n'a été observée dans la voie s.

Abstract

New degrees of freedom, like mesons and baryonic resonance on one hand, or quarks and colour on the other hand, can lead to possible exotic states of baryonic number 2. Large resonances have indeed been observed in both elastic and inelastic nucleon-nucleon scattering ; they can be however interpreted as threshold effect due to the appearance of successive partial waves of the Δ resonance. This explanation cannot apply to narrow states that have been observed in the ${}^3\text{He}(p,d)X$ reaction, or in many low statistics experiments which all need confirmation. No narrow state has been observed in the s-channel.

I. INTRODUCTION

La physique nucléaire a évolué depuis 20 ans d'une description en termes de degrés de liberté purement nucléoniques en une description incluant les degrés de liberté de résonances baryoniques (Δ, N^*) et mésiques. Une question fondamentale actuellement est de savoir s'il faut descendre à un degré plus microscopique : est-il nécessaire d'introduire les degrés de liberté de quarks pour affiner la description des noyaux? Y a-t-il des phénomènes spécifiques qui relèvent plus particulièrement de ces degrés de liberté?

Toutes ces questions se posent évidemment pour le système nucléaire le plus simple constitué de 2 nucléons, dont on connaît un seul état lié, le deuton, et un état virtuel qui se manifeste par une forte corrélation nucléon-nucléon dans l'onde 1S_0 , pour l'isospin $I=1$. Ces états, lié ou presque lié, sont bien décrits en termes de degrés de liberté nucléoniques. Or les degrés de liberté de Δ ou de π sont susceptibles de faire apparaître de nouveaux états : y a-t-il des états liés ou des résonances $N\Delta$ ou πNN ? L'introduction des quarks fait intervenir les degrés de liberté de couleur : donnent-ils lieu à des excitations spécifiques? Quels que soient les degrés de liberté considérés, on aura affaire à des systèmes de nombre baryonique 2 ; cependant la plupart des auteurs appellent dibaryons des objets qui relèvent de degrés de liberté de quarks et ne sont pas réductibles à 2 baryons. Nous prendrons ici une définition plus large incluant les degrés de liberté isobariques et mésiques. Notre propos est de faire une revue des preuves expérimentales des résonances dibaryoniques, sans vouloir évidemment être exhaustif. Nous nous contenterons également

des références les plus importantes. Avant d'aborder l'aspect expérimental, nous voudrions compléter cette introduction en rappelant quelques notions sur la symétrie de couleur et les prédictions des modèles de quarks concernant les dibaryons. Précisons en outre que nous laisserons de côté le degré de liberté d'étrangeté. Les dibaryons étranges seront évoqués dans le cours de Sylvestre-Brac.

I.1 Symétrie de couleur

La chromodynamique quantique stipule que l'interaction forte relève d'une symétrie exacte SU(3) dite de couleur. Il y a un champ de fermions constitué de quarks formant un triplet (de couleur) de la représentation fondamentale. A ce champ de matière est couplé un champ de jauge constitué de bosons, appelés ici gluons, appartenant à la représentation de dimension 8. Nous ne nous intéressons pas ici à la symétrie de saveur qui est aussi une symétrie SU(3) mais largement violée.

La décomposition en représentations irréductibles conduit aux multiplicités suivantes pour des systèmes de 2 ou 3 quarks :

$$\begin{aligned} qq & 3 \otimes 3 = \bar{3} + 6 \\ qq\bar{q} & 3 \otimes 3 \otimes \bar{3} = 3 \otimes (\bar{3} + 6) = 1 + 8 + 8 + 10 \end{aligned}$$

où $\bar{3}$ correspond à la représentation conjuguée de dimension 3 (donc associée à \bar{q}).

Un fait d'expérience capital est qu'on n'observe que des singlets de couleur. La couleur est confinée. On voit que, pour un système de 3 quarks, il y a une seule façon de former un singlet de couleur.

Cherchons maintenant pour un système de 6 quarks les différentes façons de former un singlet de couleur. Pour cela nous considérons tous les groupements possibles :

a) Deux groupes de 3 ($q^3 - \bar{q}^3$)

On obtient un singlet de couleur de deux façons :

$$1 \otimes 1 = 1 \quad \text{c'est le cas d'un système de deux nucléons.}$$

$$8 \otimes 8 = 1 + \text{multiplets d'ordre supérieur.}$$

On a ici un singlet de couleur constitué de 2 agrégats de 3 quarks qui sont des octets de couleur donc des objets non observables.

b) Groupe $q^4 - \bar{q}^2$

On a ici $(\bar{3} + 6) \otimes (3 + \bar{6} + \dots)$

$$\bar{3} \otimes 3 = 1 + 8$$

$$\bar{6} \otimes 6 = 1 + \dots$$

Il y a donc, dans ce cas, deux façons de constituer un singlet de couleur.

c) Groupement $q^5 - \bar{q}$

On a ici :

$$3 \otimes \bar{3} = 1 + 8,$$

c'est-à-dire une seule façon de constituer un singlet de couleur. En résumé, avec un système de 6 quarks, on peut fabriquer de diverses manières des singlets de couleur qui ne soient pas réductibles à 2 baryons (i.e. 2 singlets de couleur).

1.2 Modèles de quarks

L'existence physique de tels états n'est pour autant pas assurée. Les calculs exacts dans le cadre de QCD étant impossibles, il faut faire appel à des modèles pour avoir une estimation de la masse de ces états et éventuellement de leur largeur. Il existe divers modèles dérivés du modèle du sac du MIT, sacs sphériques^{1,2}, sacs allongés en rotation², cordes en rotation³ de configurations $q^n - \bar{q}^{6-n}$. Nous nous contenterons de présenter les résultats du groupe de Nimègue (fig. 1) pour des états d'isospin T=0 et T=1. On remarque qu'il y a un grand nombre d'états prédits et que les plus bas en énergie correspondent à une configuration $q^4 - \bar{q}^2$. Pour T=0 l'état d'énergie la

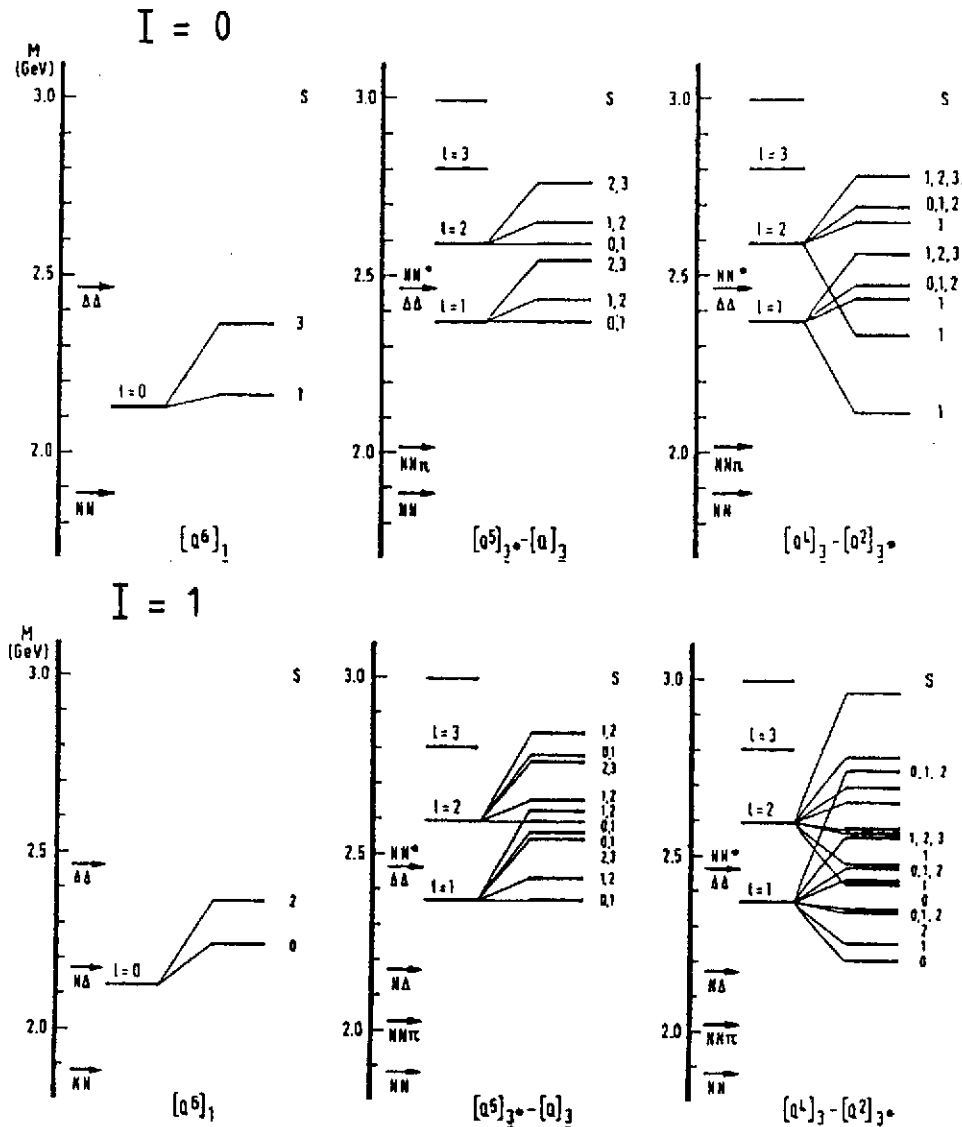


Fig. 1 - Spectres de résonances dibaryoniques d'isospin T=0 et T=1 (Mulders, Aerts et de Swart²).

plus basse est à 100 MeV au dessus du seuil $NN\pi$, alors que pour $T=1$, l'état le plus bas est voisin du seuil NA . Il n'y a pas de prédiction pour la largeur de ces états ; mais il est clair que la plupart peuvent se désintégrer aisément en 2 nucléons ou en 2 nucléons + pions. Certains pourraient être relativement étroits ; ainsi les états de parité non naturelle 0^- , 2^- et 4^- pour $T=0$ et 1^+ , 3^+ , 5^+ pour $T=1$, états qui ne peuvent décroître en 2 nucléons.

Une critique qu'on formule à ce genre de modèles est qu'ils utilisent les paramètres du modèle du sac du MIT, paramètres ajustés pour des hadrons de nombres baryoniques $B=0$ et $B=1$, qui sont des singlets de couleur. Il n'est pas sûr que ces paramètres aient un sens quand on passe à 6 quarks, système qui peut aisément se décomposer en 2 singlets, ce qui n'est pas le cas de qqq ou $\bar{q}q$. Autrement dit le confinement doit être traité différemment quand on passe d'un système de 3 quarks à un système multiquarks susceptible de contenir des sous-structures singlets de couleur.

Dans le cas de la diffusion nucléon-nucléon à moyenne énergie, cette question peut être formulée en termes de problème de raccordement ("matching") de la fonction d'onde d'un état confiné de 6 quarks à la fonction d'onde d'un état de diffusion de deux nucléons. Diverses méthodes, dérivées de la méthode de la matrice R de Wigner et Eisenbud⁴, ont été utilisées pour traiter ce problème. Les calculs qui ont été poussés le plus loin sont ceux de Lomon⁵, les nucléons étant décrits par le modèle du sac nuageux. Ces calculs mettent en évidence en particulier une résonance 1S_0 de masse 2,7 GeV, large de 50 MeV, et une résonance 1D_2 de masse 2,9 GeV, large de 100 MeV.

Ces valeurs sont uniquement indicatives car les incertitudes théoriques qui les affectent sont grandes. Ceci est vrai d'ailleurs de tous les calculs théoriques concernant les résonances dibaryoniques.

II. RÉSONANCES DIBARYONIQUES ET DIFFUSION NUCLEON-NUCLEON

Ce sont les mesures d'observables de spin dans la diffusion pp , par le groupe d'Argonne en 1977 [réf.⁶], qui ont mis à l'ordre du jour l'idée de résonances dibaryoniques. La fig. 2 montre les résultats concernant $\Delta\sigma_L = \sigma^{\text{tot}}(\uparrow\uparrow) - \sigma^{\text{tot}}(\uparrow\downarrow)$, à savoir la différence des sections efficaces totales pour les spins antiparallèles et parallèles, l'expérience étant faite avec cible et faisceau polarisés longitudinalement. Une large structure apparaît très nettement, confirmée par les mesures de plusieurs autres

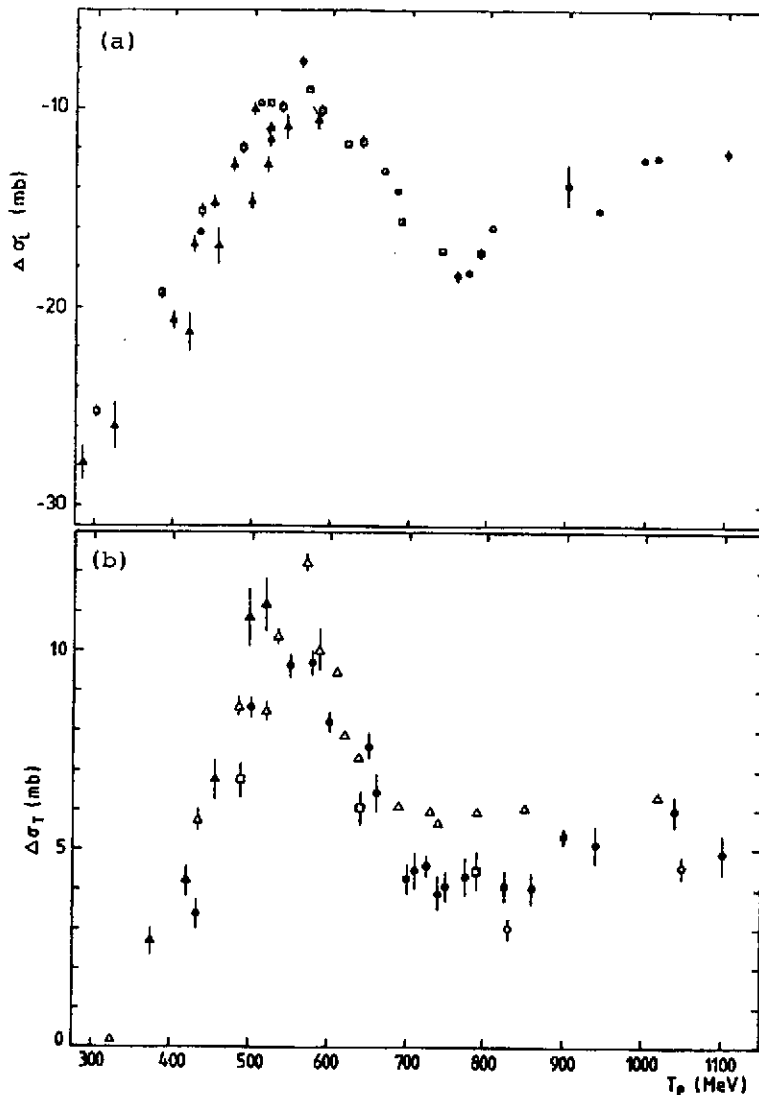


Fig. 2 - Données mondiales de $\Delta\sigma_L$ et $\Delta\sigma_T$ pour la diffusion proton-proton.

laboratoires. Des structures similaires ont été observées pour A_{LL} (corrélation de spins longitudinaux) et $\Delta\sigma_T = \sigma^{\text{tot}}(\downarrow\uparrow) - \sigma^{\text{tot}}(\uparrow\uparrow)$ (fig. 2). Par la suite un grand nombre de mesures de divers coefficients de corrélation de spin et de transfert de spin ont abouti à des analyses en déphasages mettant en évidence des résonances (se manifestant par des boucles dans les diagrammes d'Argand) dont les plus fermement établies étaient :

1D_2	à	2150 MeV	($T_P = 570$ MeV)
3F_3	à	2220 MeV	($T_P = 760$ MeV)
1G_4	à	2430 MeV	($T_P = 1270$ MeV)

L'incertitude sur la position des résonances est au moins de 50 MeV et leur largeur d'environ 100 MeV.

MacGrégor²⁴ remarqua que les masses de ces dibaryons sont proportionnelles à $l(l+1)=j(j+1)$ (fig. 3). Il en déduit qu'on a affaire à une bande rotationnelle dont la tête de bande 1S_0 a une masse de 2020 MeV et correspond à un état virtuel pp π . Il prédisait l'existence d'un premier état 3P_1 à 2060 MeV. La formule de masse est : $E(j) = E_0 + E_{\text{Rot}} j(j+1)$, avec $E_{\text{Rot}} = \hbar^2/2I = 20$ MeV, I étant le moment d'inertie du système.

Cependant les analyses en déphasages les plus récentes de Lehar⁷ montrent que dans le diagramme d'Argand (fig. 4) la boucle relative à l'onde 3F_3 s'infléchit en sens contraire beaucoup plus vite que dans les analyses précédentes de Arndt⁶ (en traits points sur la fig. 4). D'autre part la résonance 1G_4 a disparu.

Il est apparu clairement dès le début que ces structures venaient essentiellement de la partie inélastique de la diffusion. Et on a fait observer que la résonance 1D_2 survenait au seuil du canal $N\Delta$ ($N\Delta$ dans l'état S correspond précisément à une onde 1D_2 pour pp). De même à plus haute énergie l'ouverture de l'onde P pour le canal $N\Delta$ correspond à une onde 3F_3 pour pp. Les structures observées pouvaient donc s'interpréter comme des effets de seuil dus à l'ouverture de la voie $N\Delta$ intermédiaire.

A ce stade là il est bon de rappeler la définition précise d'une résonance : c'est un pôle de la matrice S près de l'axe réel sur le second feuillet du plan complexe de l'énergie. Mais si un tel pôle donne lieu effectivement à une boucle dans le diagramme d'Argand, il se trouve qu'une forte variation de l'inélasticité, due par exemple à l'ouverture d'un nouveau canal, peut donner également le même effet. Diverses méthodes ont été utilisées pour remonter effectivement aux pôles dans le plan complexe de l'énergie : analyse à un canal⁹, analyses multicanaux du type matrice K [réf.¹⁰] ou du type matrice R. Leurs résultats diffèrent. Elles ne sont d'ailleurs pas exemptes d'ambiguïtés. Par exemple dans les analyses multicanaux, type matrice K, on utilise les déphasages $N\Delta$ qui sont évidemment inconnus.

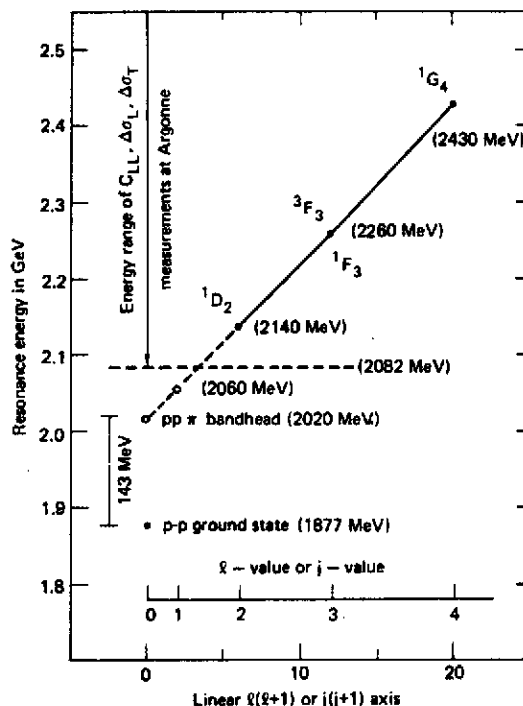


Fig. 3 - Bande rotationnelle des dibaryons, pp π constituant la tête de bande²⁴.

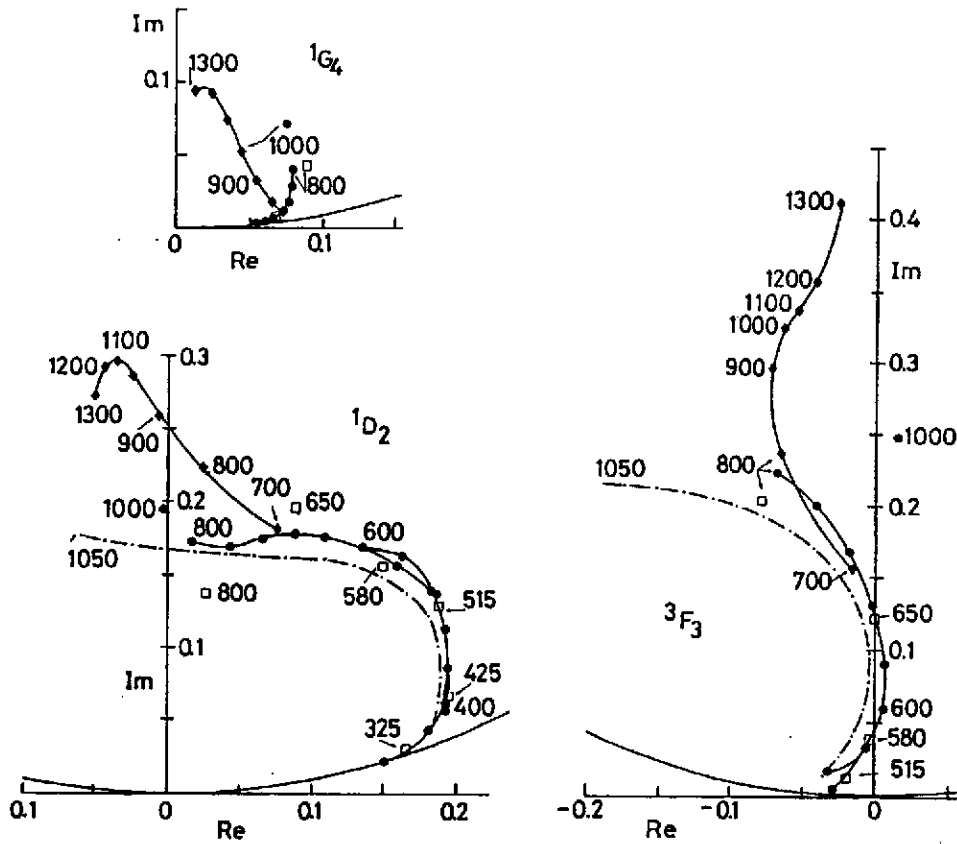


Fig. 4 - Diagrammes d'Argand pour les amplitudes 1D_2 , 3F_3 et 1G_4 de la diffusion proton-proton (Lehar⁷). En traits-points analyse précédente de Arndt⁸.

En admettant qu'il existe réellement des pôles, une autre question se pose : quelle est leur nature? Sont-ils explicables dans le cadre de la dynamique πNN et ΔN ou bien révèlent-ils la manifestation de nouveaux degrés de liberté. Pour répondre à cette question on a construit des modèles théoriques de la diffusion NN qui intègrent les degrés de liberté de Δ (N^*) et de pions. Et là encore les avis divergent. Certains trouvent effectivement des pôles dans les amplitudes (Ueda¹¹) et concluent que les résonances dibaryoniques existent et s'expliquent bien dans le cadre de la dynamique $NN\pi$. D'autre comme Lee¹², Sauer¹³, qui reproduisent aussi bien les déphasages, ne trouvent pas de pôle et expliquent les pseudo-résonances par l'ouverture du canal $N\Delta$. La même conclusion¹⁴ est obtenue par des calculs de type Faddeev qui traitent de façon unifiée les voies $NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow d\pi^+$ et $\pi d \rightarrow \pi d$.

Dans un cas comme dans l'autre les données expérimentales sont expliquées de façon satisfaisante sans faire appel aux degrés de liberté des quarks.

Une autre conclusion de ces modèles conventionnels est que les structures produites, qu'elles proviennent ou non de pôles, sont larges : typiquement 100 MeV.

Plus récemment de nouvelles structures ont été mises en évidence pour $\Delta\sigma_L$ à plus haute énergie¹⁵. Deux pics (fig. 5) apparaissent précisément aux masses prédites par Lomon pour des états 0^+ (2,7 GeV) et 2^+ (2,9 GeV). Il pourrait donc s'agir d'authentiques résonances dibaryoniques. Signalons toutefois que dans la réaction $pp \rightarrow d\pi$, la section efficace différentielle à l'avant présente un pic prononcé précisément à $\sqrt{s} = 2,9$ GeV [réf. 16], qui a été interprété comme un effet dû au $\Delta(1920)$, dans un modèle d'échange d'un pion¹⁷.

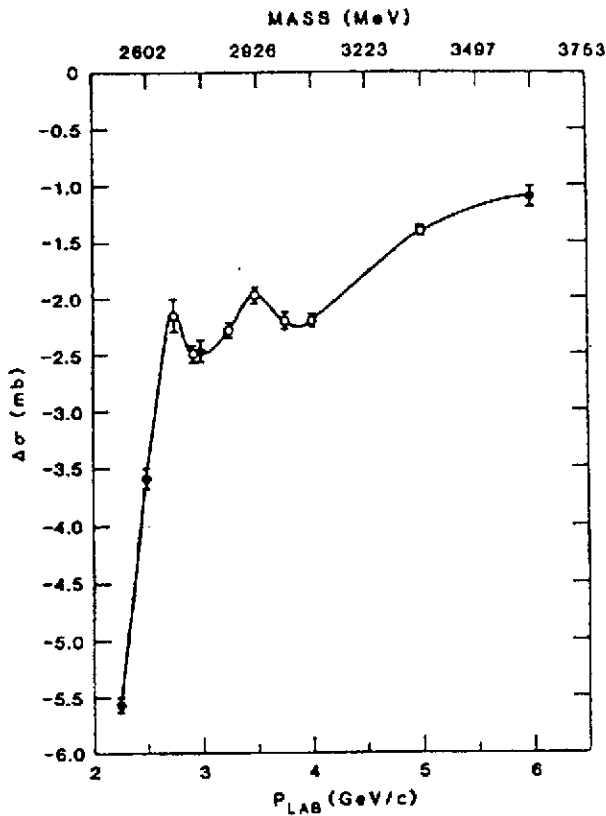


Fig. 5 - $\Delta\sigma_L$ entre 2,2 GeV/c et 6 GeV/c pour la diffusion $pp \rightarrow d\pi^+$ [réf.¹⁴].

800 MeV à la SIN et à LAMPF. A_{LL} s'exprime de façon simple en fonction des 6 amplitudes d'hélicité de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$, qui comprennent 3 triplets (T_2, T_3, T_6), 1 singlet (S) et 2 de symétrie mixte (M_1 et M_4). On a :

$$\sigma_0(1 + A_{LL}) = |T_2|^2 + |T_3|^2 + |T_6|^2$$

$$\sigma_0(1 - A_{LL}) = |M_1|^2 + |M_4|^2 + |S|^2$$

Les amplitudes M_1 et M_4 sont très petites ; à 90° CM elles sont même strictement nulles par raison de symétrie. On voit (fig. 6) que $\sigma_0(1 - A_{LL})$, qui dépend essentiellement de la partie singlet de l'amplitude, présente un maximum vers 570 MeV, au seuil de la voie $N\Delta$. Or on peut facilement vérifier que l'onde S de $N\Delta$ est alimentée par l'état singlet de NN. De même $\sigma_0(1 + A_{LL})$, qui ne comporte que des amplitudes triplets, présente un maximum 80 MeV plus haut ; or l'onde P de $N\Delta$ est alimentée par l'état triplet de NN. Il est donc naturel d'interpréter ces bosses comme étant dues à l'ouverture successive des différentes ondes partielles $N\Delta$. Niskanen avait d'ailleurs prévu le décalage de 80 MeV entre les effets des ondes S et P, dans un calcul de voies NN et $N\Delta$ couplées¹⁹.

La fig. 6 montre aussi les résultats de calculs de type Faddeev que nous avons évoqués plus haut. Ce genre de calculs^{14,20,21} représente un progrès notable sur les modèles précédents car il traite de façon unifiée les voies $NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow d\pi^+$ et $\pi d \rightarrow \pi d$, en préservant l'unitarité à 2 et 3 corps.

III. INTERACTION PION-DEUTON

Les structures observées pour les ondes $^1D_2, ^3F_3$ étant très inélastiques, on a recherché des effets de "résonances dibaryoniques" dans les réactions $pp \rightarrow d\pi^+$ et $\pi d \rightarrow \pi d$. Ces réactions présentent plusieurs avantages du point de vue expérimental. D'une part ce sont des réactions à 2 corps (pour $pp \rightarrow d\pi^+$ on peut étudier la réaction inverse $\pi^+d \rightarrow pp$). D'autre part on peut utiliser des cibles de protons et de deutons polarisées, des faisceaux de protons polarisés, et même mesurer la polarisation des protons ou des deutons sortant. Donc mesurer tout genre de coefficients de corrélation de spins, de transfert de spin et déterminer complètement les amplitudes d'hélicité.

Nous nous bornerons à montrer quelques exemples de résultats expérimentaux et leur interprétation.

Le premier exemple concerne le coefficient de corrélation de spins A_{LL} pour la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ (cible et faisceau polarisés longitudinalement) qui a été mesuré entre 450 MeV et

On voit ici que ces calculs reproduisent qualitativement bien les résultats expérimentaux, bien qu'ils sous-estiment la partie triplet des amplitudes. Mais on remarque aussi que les différents groupes aboutissent à des prédictions assez différentes. Ceci est dû à des détails "techniques" qui sont traités différemment : potentiels πN et NN , absorption du pion, etc... Mais le résultat en est qu'il est difficile d'utiliser ces calculs pour évaluer quantitativement le "fond non résonnant" et déduire, par différence entre expérience et théorie, un effet de résonance.

Une telle tentative a cependant été effectuée dans l'interprétation du pouvoir d'analyse vectoriel iT_{11} mesuré dans la diffusion élastique πd . Rappelons la signification de

$$iT_{11} = \frac{\sigma(m_d=+1) - \sigma(m_d=-1)}{\sigma(m_d=+1) + \sigma(m_d=0) + \sigma(m_d=-1)}$$

La fig. 7a montre des distributions angulaires de iT_{11} à plusieurs énergies²². Les calculs de type Faddeev du groupe de Lyon ne reproduisent les données que si on ajoute une contribution de résonances dibaryoniques 1D_2 et 1G_4 . Mais on ne peut guère en tirer argument pour l'existence de telles résonances car Rinat, dans une description en terme de sac nuageux d'un Δ intermédiaire²³, reproduit aussi les données assez bien (fig. 7b) sans avoir besoin d'introduire des résonances dibaryoniques. On voit que les incertitudes sur les descriptions théoriques n'autorisent pas de prétendre mettre en évidence des effets de résonances.

La polarisation tensorielle t_{20} dans la diffusion élastique $\pi^+ d$ constitue une énigme expérimentale. Rappelons que l'on a :

$$t_{20} = \frac{\sigma(m_d=+1) + \sigma(m_d=-1) - 2\sigma(m_d=0)}{\sigma(m_d=+1) + \sigma(m_d=-1) + \sigma(m_d=0)}$$

Mesurée d'abord à la SIN²⁵, la polarisation tensorielle t_{20} présentait une belle allure de résonance (fig. 8), large d'environ 10 MeV. Des mesures ultérieures, faites à LAMPF²⁶, donnaient des valeurs négatives en contradiction avec celle de la SIN. D'autres mesures à TRIUMF²⁷ (fig. 8) sont venues confirmer celles de LAMPF. Ces différences expérimentales énormes ne sont toujours pas comprises.

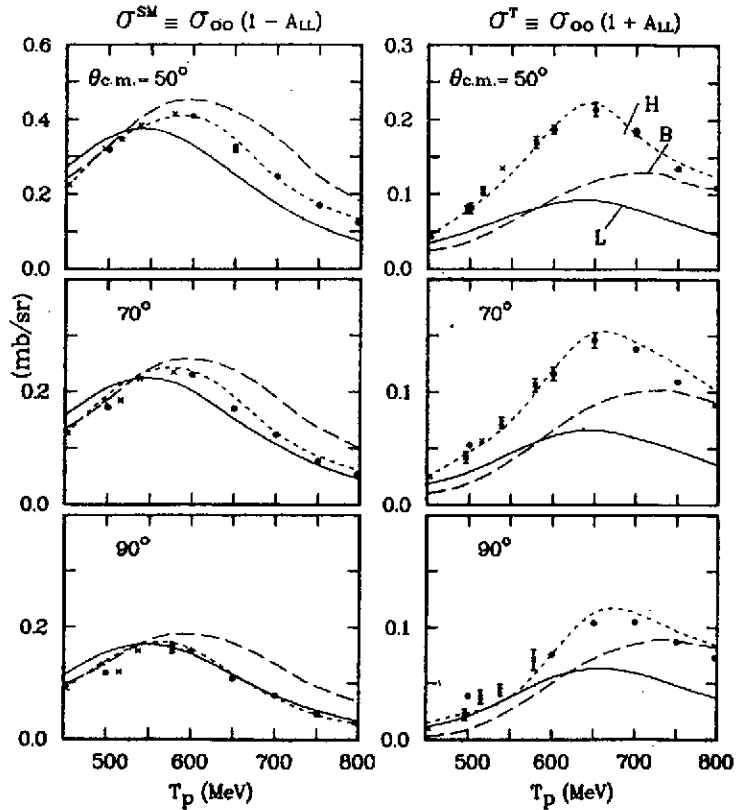


Fig. 6 - Coefficient de corrélation de spin A_{LL} dans la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ [réf. 18], avec calculs de type Faddeev : L [réf. 14], B [réf. 20], et analyse en amplitude (Hiroshige).

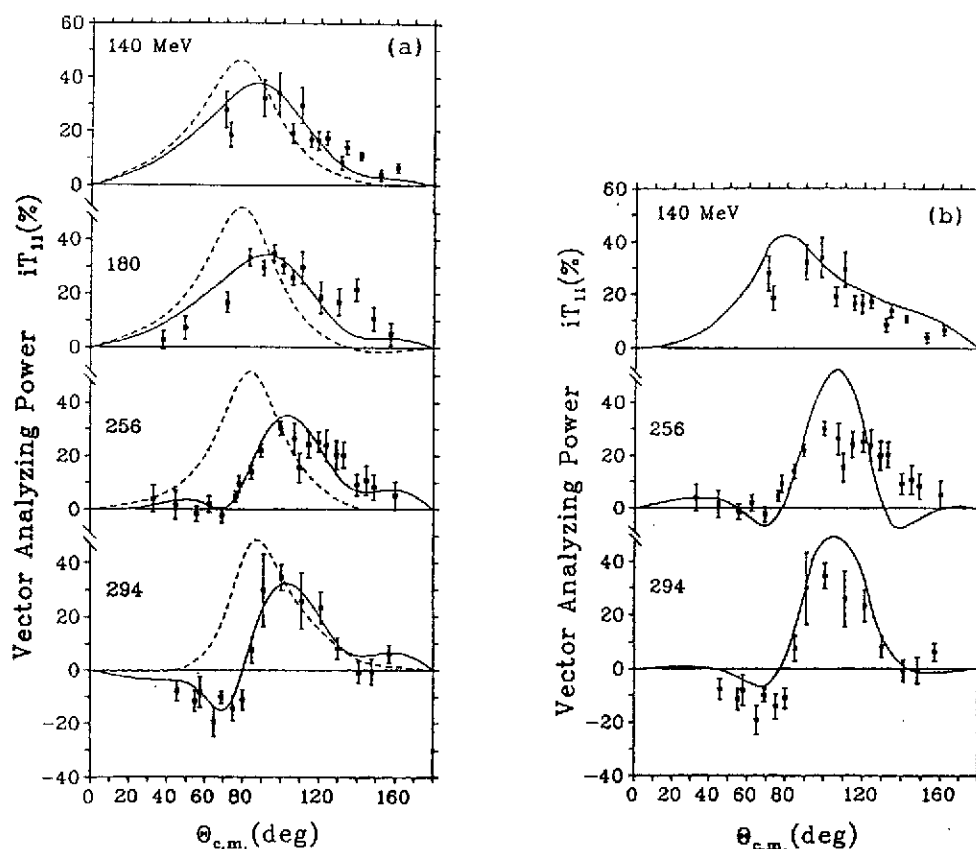


Fig. 7 - a) Pouvoir d'analyse vectoriel iT_{11} de la diffusion $\pi d \rightarrow \pi d$ [réf.22]. En (---) : prédictions de calculs type Faddeev. En (—) : mêmes calculs en ajoutant des résonances dibaryoniques 1D_2 et 1G_4 . b) Mêmes données expérimentales que 7a. La courbe montre les prédictions de Rinat qui décrit un Δ intermédiaire dans le cadre du modèle du sac nuageux²³.

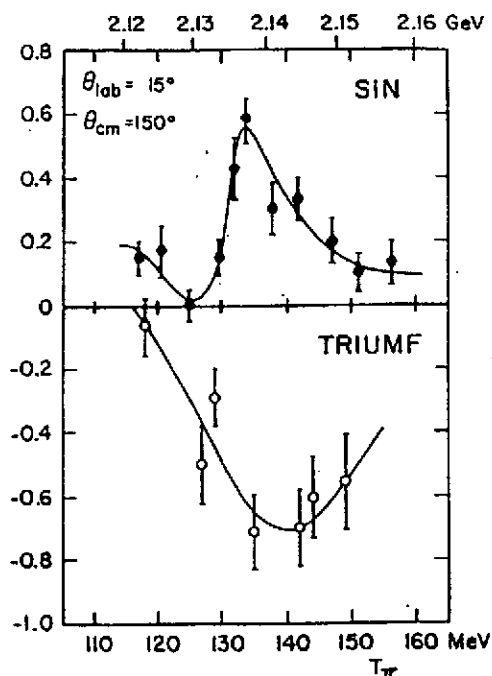


Fig. 8 - Polarisation tensorielle t_{20} du deuteron dans la diffusion π^+d , mesurée à la SIN et à TRIUMF.

IV. RESONANCES DIBARYONIQUES ETROITES

Nous avons vu que la dynamique conventionnelle nucléon, Δ , pion, permet d'interpréter des résonances larges, bien que le débat résonances authentiques/effets de seuil $N\Delta$ ne soit pas encore clos. Elle exclut par contre des résonances étroites qui, si elles étaient mises en évidence expérimentalement, relèveraient plutôt de degrés de liberté de quarks. Il faut cependant nuancer cette affirmation à propos de la possibilité d'états étroits d'isospin $T=2$, sur laquelle nous reviendrons plus loin. La recherche de structures étroites a donné lieu à diverses expériences que nous avons regroupées par catégories.

IV.1 Recherche de résonances dibaryoniques dans la voie s

Ce sont des expériences où on a recherché la meilleure continuité dans la variation de l'énergie incidente. La qualité du résultat expérimental est alors spectaculaire. Citons en premier lieu la mesure de la section efficace totale n_p entre 40 MeV et 770 MeV [réf²⁸], avec une source blanche de neutrons à LAMPF (fig. 9). La précision des résultats est meilleure que 1 % et la résolution en énergie est aussi meilleure que 1 %. Aucune résonance étroite n'apparaît sur la fig. 9, du moins dans la limite expérimentale de 5 mb.MeV, dans le domaine de masse invariante compris entre 1900 MeV et 2230 MeV.

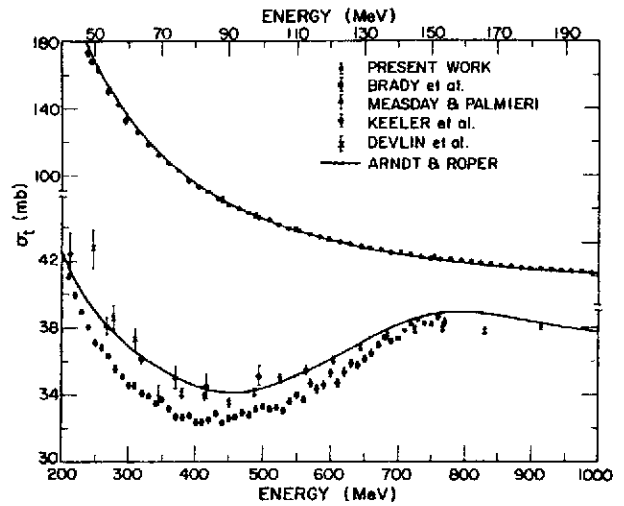


Fig. 9 - Section efficace totale n_p mesurée avec une source blanche de neutrons²⁸.

A Saclay, la section efficace différentielle à 90° c.m. a été mesurée pour la diffusion proton-proton, en utilisant comme cible un jet gazeux implanté sur le synchrotron Saturne et qui croise le faisceau interne²⁹. La mesure a donc eu lieu pendant l'accélération du faisceau et a permis d'obtenir la section efficace en fonction continue de l'énergie (entre 500 et 1200 MeV). Aucune structure n'est observée (fig. 10) dans un domaine de masse de 2100 à 2400 MeV. De même le pouvoir d'analyse pp mesuré de façon continue à plusieurs angles, ne révèle pas de structure³¹.

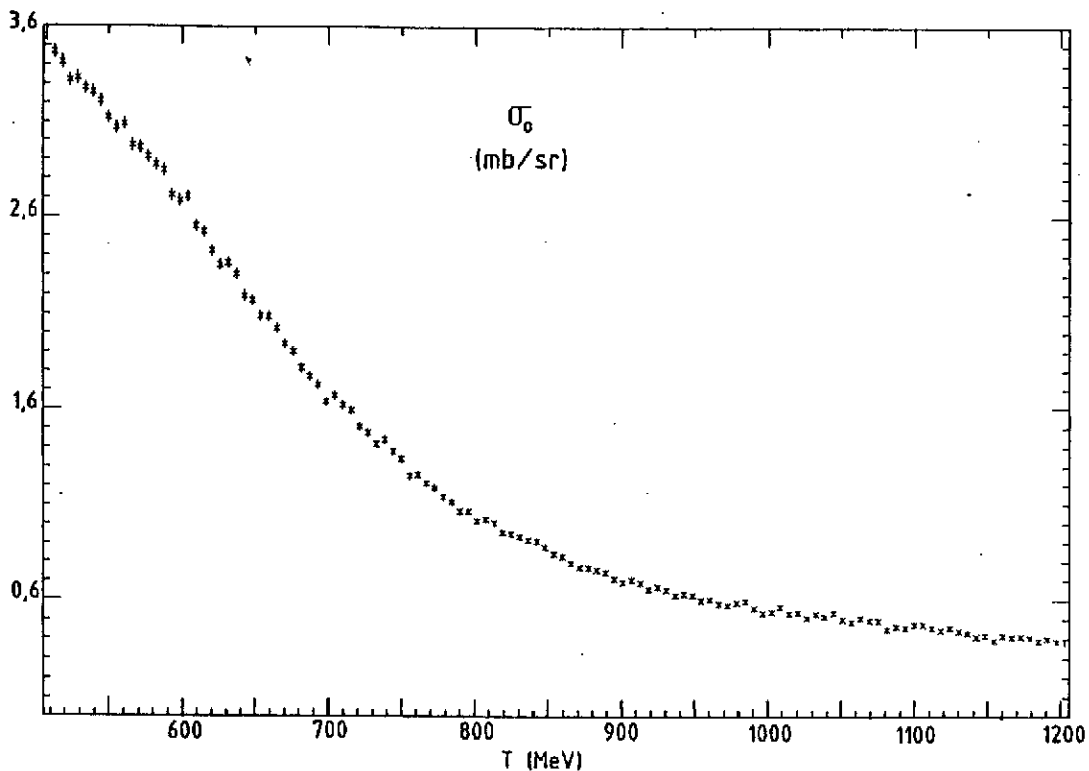


Fig. 10 - Section efficace pp à 90° c.m. mesurée avec un jet d'hydrogène pour cible²⁹.

Signalons enfin la mesure de la section efficace à 90° c.m. dans la réaction $\pi^+d \rightarrow pp$ [réf. ³¹], où on a mis à profit le fait que les pions constituent un faisceau secondaire et donc qu'on peut faire varier leur énergie de façon continue. Là encore pas de structure visible (fig. 11), dans la limite expérimentale de 1,5 % du fond continu, et pour une largeur de résonance supérieure à 1,5 MeV.

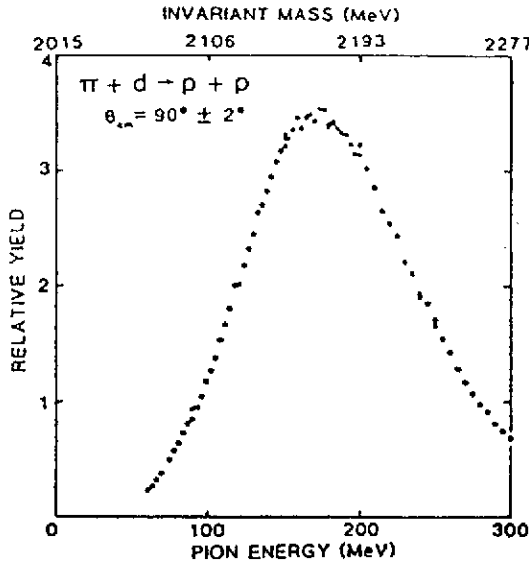


Fig. 11 - Section efficace $\pi^+d \rightarrow pp$ à 2,7 GeV et à $17,64^\circ$, présente un pic (fig. 12a) pour 90° c.m.

Le spectre obtenu dans la réaction $p(^3\text{He},d)X$, à une masse manquante de 2,24 GeV, large d'environ 15 MeV. Malheureusement ce pic s'affaiblit et se déplace même légèrement vers les masses plus petites, quand on fait croître légèrement l'angle. Dans la réaction $^3\text{He}(p,d)X$ à 0,925 GeV, on retrouve ce pic à 2,243 GeV (fig. 12b), et un autre pic à 2,121 GeV. A 0,75 GeV d'énergie incidente, ces deux pics ont disparu (celui à 2,24 GeV est peut-être simplement en bordure du spectre), par contre une bosse apparaît à 2,192 MeV.

L'expérience reprise ultérieurement à 1,2 GeV et à un angle différent (fig. 12c), confirme les pics à 2,122 GeV (largeur 5 MeV), à 2,198 GeV (largeur 8 MeV) et, plus faiblement, à 2,233 GeV (largeur 13 MeV), avec de très petites erreurs statistiques, inférieures à la dimension des points sur la figure.

L'ensemble de ces expériences a été réalisé avec un spectromètre magnétique (SPES I) au synchrotron Saturne. L'acceptance du spectromètre étant limitée à 3,5 % en impulsion, les spectres ont été obtenus en faisant varier le champ magnétique du spectromètre par pas de 1 % (pour obtenir un bon recouvrement), et en ajoutant les spectres partiels. Cette procédure a été utilisée pour réduire le plus possible les erreurs systématiques. Il serait souhaitable cependant que ces expériences soient refaites avec un dispositif expérimental différent, car si on peut admettre que des pics n'apparaissent pas forcément à tous les angles et à toutes les énergies, la section efficace de production dépendant du spin de l'état considéré et de l'impulsion transférée, il est difficile de comprendre la variation si rapide avec l'angle pour le pic à 2,24 GeV, produit dans la réaction $p(^3\text{He},d)X$, à une énergie incidente de 2,7 GeV.

IV.3 La réaction $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$

La réaction $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ a été étudiée au Synchrotron de Bonn avec un faisceau de photons de bremsstrahlung³³. Dans la voie s, c'est-à-dire dans la masse invariante $pp\pi^-$, aucune structure n'apparaît, avec une résolution de 4 MeV. Par contre la masse invariante des deux photons présente un pic à 2014 ± 2 MeV (fig. 13a), d'une largeur de 4 à 5 MeV. Le spectre de la figure 13a a été obtenu en n'acceptant que les événements pour lesquels les protons ont une impulsion supérieure à

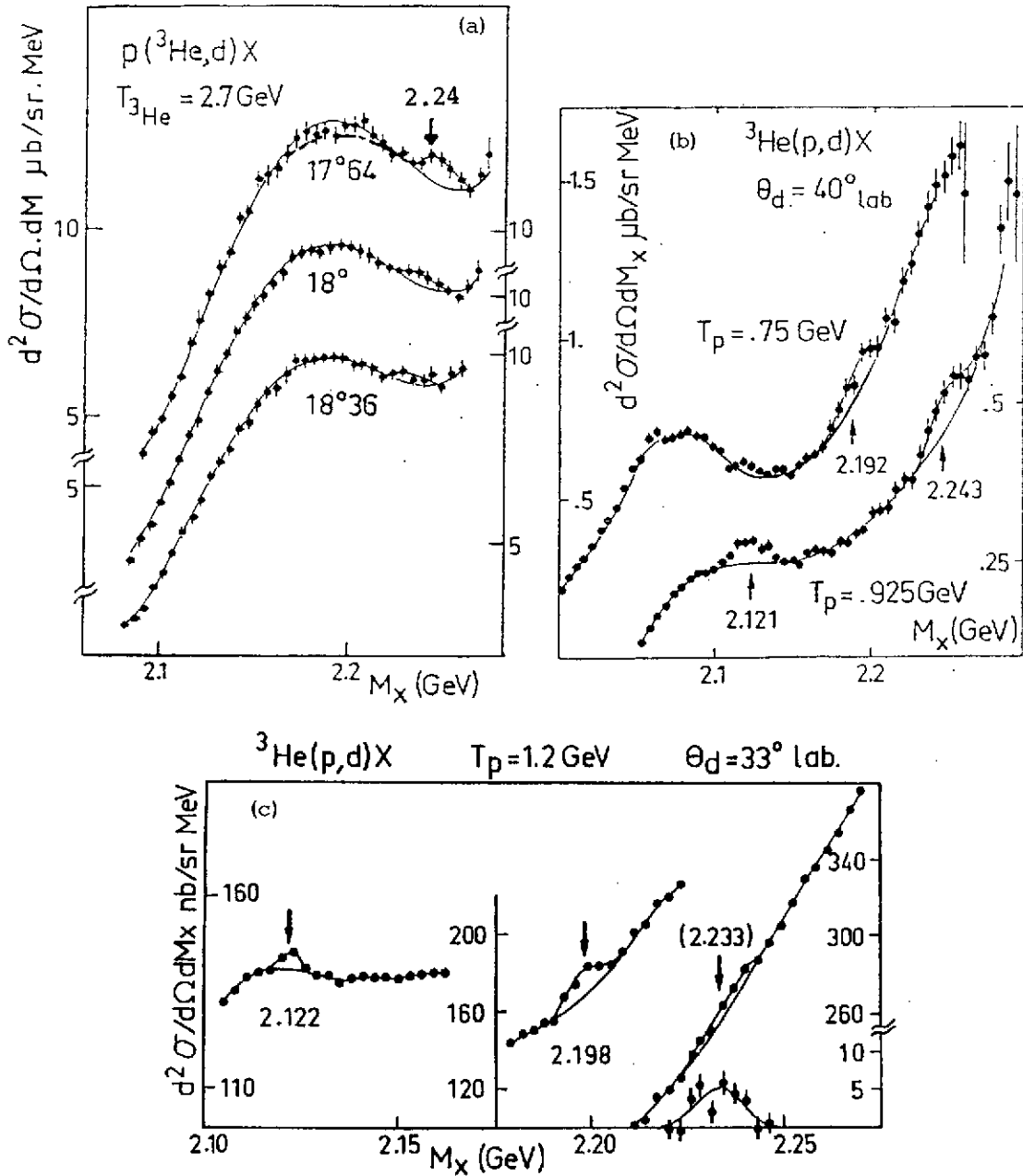


Fig. 12 - Spectres de masse manquante des réactions $p(^3\text{He},d)X$ et $^3\text{He}(p,d)X$ [réf. 32].

300 MeV/c, de façon à éliminer la production quasi-libre. Le pic est encore plus apparent sur la fig. 13b qui correspond à une autre catégorie de coupure : on demande que le pion soit émis à peu près perpendiculairement aux protons dans le système du centre de masse des deux protons ; cette coupure est supposée favoriser les réactions où les deux protons participent directement. On remarque que ce pic correspond à une masse très proche de $NN\pi$.

IV.4 Expériences de chambres à bulles

Un grand nombre d'expériences de chambres à bulles, effectuées en Union Soviétique, ont été analysées dans le but de rechercher des résonances dibaryoniques dans la masse invariante nucléon-nucléon. De nombreux pics ont en effet été observés mais d'une manière générale, ces expériences souffrent de leur faible statistique.

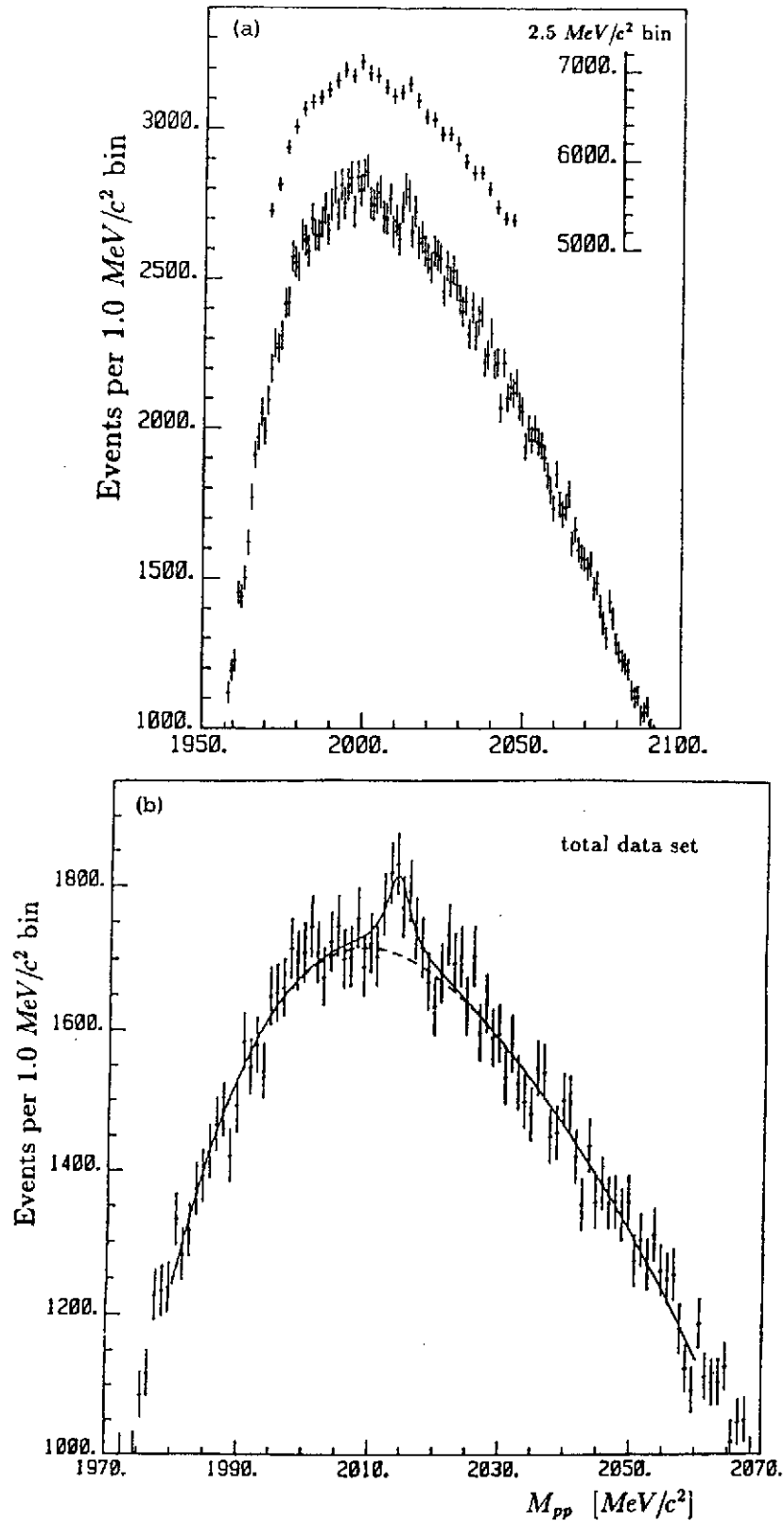


Fig. 13 - Masse invariante des deux protons dans $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ [réf. 33]. a) pour des protons d'impulsion supérieure à $300 \text{ MeV}/c$. b) pour des pions émis perpendiculairement aux protons dans leur système du centre de masse.

Par exemple Siemiarczuk³⁴) a analysé une expérience de cassure du deuton à 3,3 GeV/c, $dp \rightarrow (pn)p$. Le spectre de masse invariante (pn) (fig. 14) présente deux pics à 2020 et 2130 MeV, larges d'une trentaine de MeV. Ici on a sélectionné les événements pour lesquels l'impulsion du nucléon le plus lent (dit spectateur) est supérieure à 350 MeV/c, dans le but de réduire la contribution venant de la diffusion quasi-libre. Le même échantillon expérimental analysé par Dolidze³⁶, révèle deux pics dans la masse invariante pp, à des énergies voisines. Mais Dolidze montre aussi que ces pics peuvent s'expliquer par des diagrammes d'échange d'un pion et d'absorption d'un pion virtuel par le deuton. On n'a donc pas besoin de recourir à des résonances dibaryoniques pour interpréter les spectres de masse invariante NN dans la cassure du deuton.

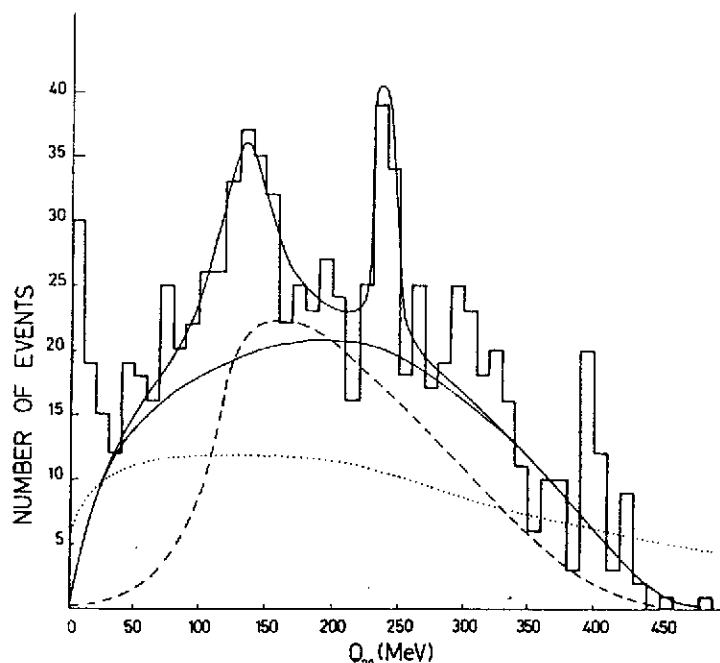


Fig. 14 - Masse invariante pn dans la réaction $dp + (pn)p$ avec $p_S > 350$ MeV/c [réf. 34]. Les courbes (---) et (...) représentent le fond dû à la diffusion simple et double. La courbe (—) correspond à l'espace de phase à 3 corps.

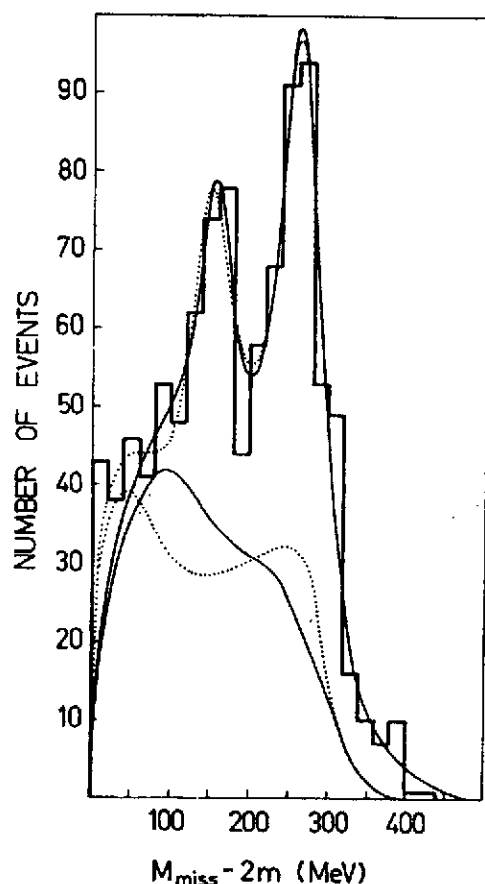


Fig. 15 - Spectre de masse manquante dans la réaction $dp + \pi^+ X$ [réf. 35].

Dans la réaction $dp \rightarrow p\pi^+ + \text{masse manquante } (T=1)$, analysée également par Siemiarczuk³⁵, deux pics apparaissent à 2030 ± 20 MeV et 2140 ± 20 MeV, larges de 50 à 60 MeV (fig. 15). On retrouve ces deux pics, avec les mêmes largeurs, dans la masse invariante des deux protons ($T=1$) de la réaction ${}^4\text{He } p \rightarrow dppn$ [réf. 37] (fig. 16b), alors que la masse invariante pn ne présente pas de structure (fig. 16a). Précisons que la fig. 16a (16b) correspond aux événements où la particule la plus rapide, dans le système de l'hélium, est un proton (neutron). On observerait donc des pics dans la masse invariante pp et non dans la masse invariante pn, d'une part à cause de la pureté en isospin, d'autre part parce que la première réaction fait intervenir un échange de charge, ce qui réduit le bruit de fond non résonant. L'interprétation de ces spectres nécessiterait toutefois des calculs détaillés car il n'est pas exclu que des mécanismes de réaction faisant intervenir les degrés de liberté mésiques soient responsables de ces structures, comme dans le cas de la cassure du deuton évoquée au paragraphe précédent.

Des expériences ont été faites dans des chambres à bulles à propane, à fréon ou même à NeH_2 , avec des faisceaux de pions, de protons et de ${}^{12}\text{C}$. Nous

citerons l'expérience d'Azimov³⁸ de collision $\pi^{-12}\text{C}$ à 4 et 40 GeV/c et $p^{20}\text{Ne}$ à 300 GeV/c, où des pics ont été observés dans la masse invariante de deux protons (fig. 17), pour les valeurs 1922 et 1940 MeV avec une largeur de 10 MeV.

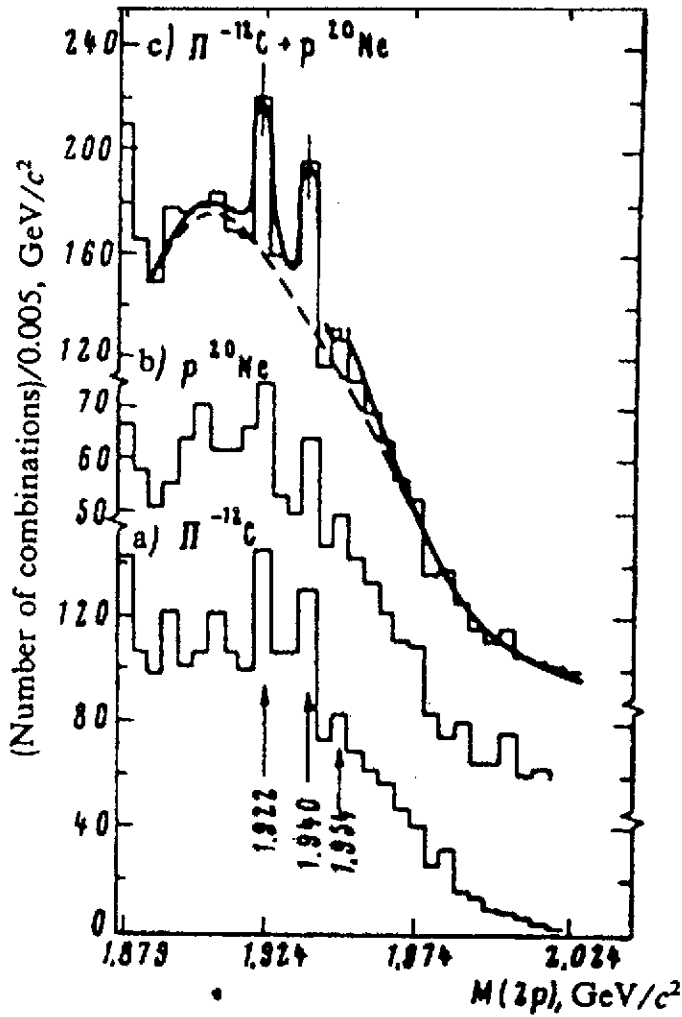


Fig. 17 - Spectres de masse invariante d'une paire de protons d'impulsion $220 < p < 400$ MeV/c produits a) dans l'interaction $\pi^{-12}\text{C}$ à 4 et 40 GeV/c ; b) dans l'interaction $p^{20}\text{Ne}$ à 300 GeV/c ; c) somme des deux spectres.

l'énergie des protons ou sur leur angle d'émission. L'effet de ces coupures sur l'espace de phase mériterait d'être étudié. Les autres expériences, d'une valeur statistique assez faible, n'ont souvent pas dépassé le stade du rapport interne.

V. BILAN ET PERSPECTIVES

Nous avons présenté les résultats expérimentaux les plus importants dans la recherche des résonances dibaryoniques, résultats parfois contradictoires et d'interprétation souvent délicate. Une synthèse s'avère nécessaire. Nous la présentons en plusieurs points :

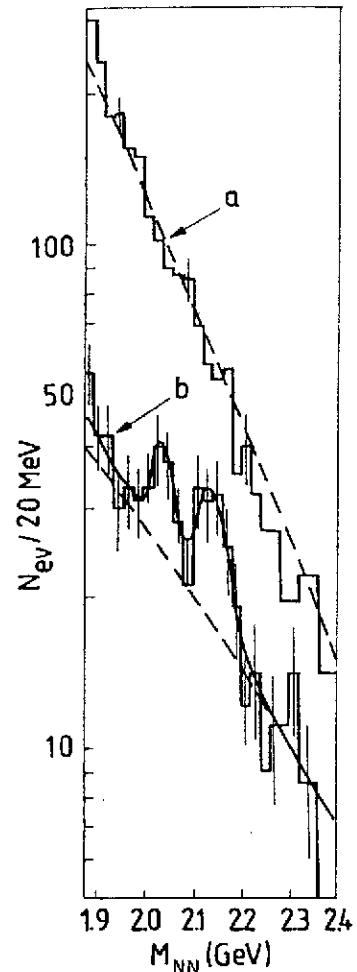


Fig. 16 - Spectres de masse invariante des deux nucléons les plus lents dans la réaction ${}^4\text{He} p \rightarrow \text{dppn}$. a) Masse invariante pn, b) masse invariante pp.

De même Amelin³⁹ a observé un pic vers 1925 MeV, dans la masse invariante pp, en bombardant du fréon ou du néon avec des π^- . Dans toutes ces expériences les pics sont obtenus en faisant des coupures sur