



HAL
open science

REVUE SUR LA SPECTROSCOPIE DES RESONANCES

G. de Rosny

► **To cite this version:**

G. de Rosny. REVUE SUR LA SPECTROSCOPIE DES RESONANCES. Journal de Physique Colloques, 1970, 31 (C5), pp.C5-31-C5-53. 10.1051/jphyscol:1970502 . jpa-00213895

HAL Id: jpa-00213895

<https://hal.science/jpa-00213895>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

REVUE SUR LA SPECTROSCOPIE DES RESONANCES

par G. de Rosny

Laboratoire Leprince-Ringuet - Ecole Polytechnique, Paris

Résumé - Une revue des nouvelles informations obtenues depuis la Conférence de Lund (1969) est faite, elle inclut autant que possible les résultats non publiés présentés à la Conférence de Kiev (1970).

Abstract - A review of new informations obtained since the Lund Conference (1969) is performed, an attempt was made to include as much as possible unpublished results submitted to the Kiev Conference (1970).

INTRODUCTION-

Ecrire un rapport sur la spectroscopie des résonances quelques semaines après ceux de la Conférence de Kiev tient de la gageure. Ayant à ma disposition le rapport d'Astier sur les résonances mésoniques, il m'est facile de m'y référer. Pour certains sujets, tels la discussion du mode de désintégration du ω^0 en $\pi^+\pi^-$, je me contente de renvoyer le lecteur à ce rapport. Pour d'autres thèmes, je reprends les analyses d'Astier pour que la revue soit à peu près complète. En règle générale, je vais m'efforcer de tracer l'évolution de la connaissance sur les résonances depuis la conférence de Lund. En ce qui concerne les résonances baryoniques, je n'ai pu avoir accès aux rapports de Kiev, je me suis donc appuyé sur les résultats publiés, sur certaines contributions et sur les commentaires de participants à la Conférence de Kiev. La partie concernant les E^* a été rédigée par Mme. I. VIDEAU, (Ecole Polytechnique) et les considérations théoriques sont le fait de J. WEYERS (CERN).

Je remercie tous ceux qui m'ont aidé pour la rédaction de ce texte, en particulier, A. ASTIER, A. BERTHON, M. FERRO-LUZZI.

PLAN DE L'EXPOSE

RESONANCES BOSONIQUES NON ETRANGES

- A) Masses inférieures à $900 \text{ MeV}/c^2$;
Structures de masses inférieures à celle du ρ , comportement de l'onde S dans la région de masse du ρ , interférences $\rho^0 \omega^0$.
- B) Régions de masse $900 - \sim 1700 \text{ MeV}/c^2$
I) $G = +$; $I = 0$: X^0 , S^* , η_V (1080), f^0 , D^0 , E
 $I = 1$; δ , B , g , ρ (1700)
II) $G = -$; $I = 0$: H , Φ , Φ (1650)
 $I = 1$: π_N (1015), A_1 , A_2 , A_3
Nouvelles indications (I non déterminé)
III) G indéfini ou inconnu F_1
- C) Région de masses supérieures à $1,7 \text{ GeV}/c^2$

RESONANCES BOSONIQUES ETRANGES

- A - système $K\pi$
B - K (1420)
C - Région du Q
D - L
Conclusions sur les résonances mésoniques.

RESONANCES BARYONIQUES

- Introduction
Résonances baryoniques non étranges
- Expériences de formation
- Expériences de production
Résonances baryoniques ($S = -1$)
- Expériences de formation
- Expériences de production
Résonances baryoniques étranges ($S = -2$)
Résonances baryoniques étranges ($S = +1$)
Schémas théoriques
Bibliographie

RESONANCES BOSONIQUES NON ETRANGES

A - MASSES INFÉRIEURES A 900 MeV

Cette région de masse contient les résonances bien identifiées ρ et ω^0 . Les questions nouvelles ou en suspens touchant la spectroscopie sont :

- 1) - l'existence de structures de masses inférieures à celle du ρ
- 2) - le comportement de l'onde S dans la région de masse du ρ
- 3) - la désintégration du ω^0 en 2π , conduisant à des effets d'interférences avec le ρ^0 .

1) - Une indication pour l'existence d'une structure dans le spectre de masse manquante avait été signalée en 1963 par Abashian (3) dans la réaction $P + d \rightarrow He^3 + MM^0$ à une masse de $300 \text{ MeV}/c^2$ (ABC). De nouvelles confirmations de cet effet, dans des expériences de même type sont apparues (4) dans la réaction $P N \rightarrow d + MM^0$, l'isospin 0 est suggéré pour cette structure car elle n'est pas observée en masse manquante chargée de type $P + d \rightarrow H^3 + MM^+$ (3) ou $P + P \rightarrow d + MM^+$ (4). Une structure analogue est observée dans la réaction $d + P \rightarrow He^3 + MM^0$ et $d + P \rightarrow d + MM^+$ (5), la dernière réaction étant analysée en terme de $N + P \rightarrow D + MM^0$ en utilisant l'approximation d'impulsion (fig.1).

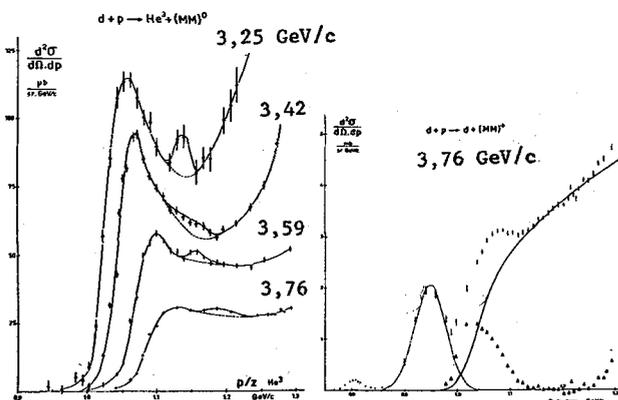


Fig. 1

Le spectre de masse manquante est observé à 180° dans le système du centre de masse.

La difficulté d'identifier cette structure provient de ce qu'elle n'est observée que dans ce type de réaction. A la conférence de Kiev, Maglic et al (1) a présenté une expérience qui analyse le système manquant : $P + d \rightarrow He^3 \pi^+ \pi^-$ et $P + d \rightarrow He^3 \pi^0 \pi^0$ et indique une structure dont les paramètres sont $M = 330 \pm 15 \text{ MeV}$, $\Gamma = 60 \pm 30 \text{ MeV}$, $I^G = 0^+ J^P = 0^+$. Cependant, cette structure étant proche du seuil, elle peut aussi être interprétée en terme de longueur de diffusion (1). D'autre part, dans la réaction $d + P \rightarrow He^3 + MM^0$ (5), une structure à la masse de l'ordre de $450 \text{ MeV}/c$ apparaît, à rapprocher du $\sigma(410)$ (2) et de celle récemment annoncée en $\pi^+ \pi^-$ dans la réaction $d d \rightarrow d d \pi^+ \pi^-$ (6). Ces structures parfois observées dans le système $\pi \pi$, peuvent être liées à la diffusion $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$ près du seuil (1).

2) - C'est par une analyse en déphasages de la diffusion $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$ que l'on peut espérer spécifier le comportement de l'onde S $I = 0$ nécessaire pour expliquer l'asymétrie dans la désintégration du ρ^0 . La méthode d'extrapolation de Chew et Low permet en principe d'atteindre l'amplitude $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$ à partir de la réaction $\pi N \rightarrow N \pi \pi$, voir cependant Froissard (7) sur les difficultés d'une telle extrapolation. Pour les résultats présentés à Kiev voir (1). On peut résumer la situation en disant que la solution "down" (8) est maintenant préférée pour les masses inférieures à celle du ρ . Au dessus, l'inélasticité doit être prise en compte et l'onde D introduite. Les résultats sont incertains.

3) Interférence $\rho^0 - \omega^0$ voir (1). Pour une explication du formalisme nécessaire à l'analyse du phénomène en production par interactions fortes voir par exemple (9). Les analyses sont rendues difficiles soit parce que l'on ne connaît pas les amplitudes de production des résonances (réactions πN ou $K N$) il faut alors faire des hypothèses sur la phase relative des deux termes : le "degré de cohérence", soit parce qu'il

faut faire appel à l'hypothèse de la dominance vectorielle pour écrire l'élément de matrice (Photoproduction, interaction e^+e^- (10)), le seul cas où le degré de cohérence est à peu près sûrement nul est celui des expériences $\bar{P}N$ car les deux amplitudes de production proviennent d'états $\bar{P}N$ dans l'onde S, mais de spin total différent (1).

Les nouveaux résultats obtenus sont :

$$R = \frac{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-}{\omega \rightarrow 3\pi} = (0.36 \pm 0.1)\%$$

ou supérieur à cette valeur (πN)

$$R < 4.3\% \text{ (95\% de confiance) } (\bar{P}N)$$

$$R = (0.8 \pm 0.28)\% \text{ (photoproduction)} \\ - 0.22$$

B - REGION DE MASSE "INTERMEDIAIRE"

(900 - \sim 1700 MeV). Ce découpage correspond grosso modo à la région où les informations expérimentales sont nombreuses et parfois précises. Le seul nombre quantique qui soit aisément identifiable est la G-parité lorsque le système final ne contient que des π . La détermination des autres nombres quantiques Isospin, spin-parité est plus délicate car le même état peut provenir de termes d'isospin et de spin-parité différents.

1) G = +

a) I = 0

$\eta'(958)$ ou X^0 : Le mode dominant identifié de désintégration est $\eta\pi\pi$. Les dernières déterminations des nombres quantiques viennent de l'analyse du diagramme de Dalitz du système $\eta\pi\pi$ (11). Les affectations possibles sont I = 0, $J^P = 0^-$ ou 2^- ou I = 1, $J^P = 1^+$. Cette dernière possibilité est exclue par l'observation du canal $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Des résultats préliminaires sur une expérience $\pi^-P \rightarrow X^0\eta$ à 1,6 GeV/c ont été présentés à cette conférence (12). Le rapport $\Gamma(X^0 \rightarrow \text{neutres})/\Gamma(X^0 \rightarrow \text{total})$ a été trouvé égal à $0,18 \pm 0,03$ tout à fait compatible avec les valeurs déjà publiées et de précision comparable à la meilleure détermination (2), d'autre part le $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a été observé (fig.2)

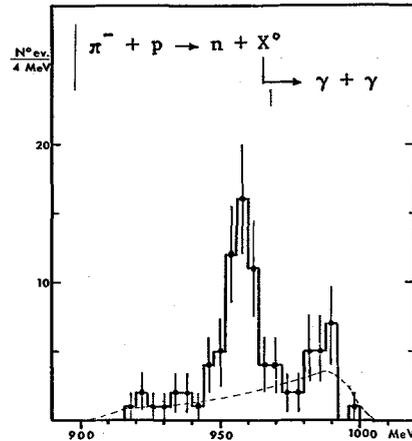


Fig. 2

la largeur partielle n'a pas encore été déterminée. Enfin, une équipe de Saclay met en place un système de spectromètre à masse manquante avec détection des secondaires et des γ pour étudier les modes de désintégration du X^0 : $\pi^-P \rightarrow X^0 N$ à 1,52 GeV/c (13).

$\eta_{0+}(1060)$ ou S^*

Cette dénomination correspond à une accumulation au seuil du système $K\bar{K}$. Le résultat peut être aussi bien expliqué par un effet résonant que par une longueur de diffusion. Il faut noter une différence entre les résultats d'expériences $\bar{P}P$ (masse 1020-1040 MeV - Γ 20-30 MeV) et πP (masse 1055 - 1070, Γ 100-200 MeV) (1). L'interprétation est de toutes façons rendue difficile par la superposition possible de l'état I = 1. L'onde S est certainement dominante, mais l'onde D peut être présente (14).

$\eta_V(1080)$: Observé en $\pi^+\pi^-$ dans les réactions $\pi^+P \rightarrow P \pi^+\pi^-$ ou $\pi^-P \rightarrow N \pi^+\pi^-$ une petite accumulation apparaît entre le ρ^0 et le f^0 fortement produits. La dernière publication (15) étudie cet effet à 1.07 GeV/c en dessous du seuil du f^0 et conclut que l'onde S est présente, mais l'onde D ne peut être exclue.

Les deux objets $\eta_{0+}(1060)$, $\eta_V(1080)$ pourraient être les manifestations d'un même pôle.

f (1260) : Cette résonance est bien connue dans son mode de désintégration $\pi^+\pi^-$. L'affectation 2^+ vient de l'allure de la distribution de l'angle de Jackson. Cependant, le manque d'événement près de $\cos \theta = 0$ indique la présence d'une onde S interférant avec l'onde D. A Kiev, une analyse est présentée qui indique un f^0 (2^+) avec une onde S de phase passant par 90° dans la même région de masse (1).

Un autre problème intéressant est un éventuel dédoublement du f^0 . Une recherche a été faite dans ce sens (16) et indique une possibilité de dédoublement. La signification statistique est cependant marginale. Enfin le mode 4π de désintégration du f^0 est de plus en plus évident. A cette conférence, une limite supérieure du rapport $f \rightarrow 4\pi / \rho \rightarrow 2\pi = (2 \pm 0,2) \%$ est donnée, à partir d'une expérience π^+d à 5 GeV/c (17). Le mode $K\bar{K}$ est difficile à distinguer de celui du A_2 .

D (1285) - Les modes de désintégration les mieux connus sont $K\bar{K}\pi$ et $\eta\pi\pi$ les nombres quantiques possibles sont $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$ avec 1^+ favorisé (2). Le système $\eta\pi\pi$ peut provenir partiellement de δ (960) π (13). A Kiev, cette dernière indication est confirmée par une expérience de masse manquante $\pi^-P \rightarrow D_0(X^0\pi^-)P$ où $X^0 \rightarrow \pi^\pm(MM)$ et où la masse manquante présente un pic dans la région du δ (1). Cependant dans une expérience d'antiprotons de 1.1 à 1.47 GeV/c (19) la structure dans la région de masse du δ paraît être une réflexion du ω^0 . Cette même expérience donne la valeur $3,5 \pm 2$ pour le rapport $D^0 \rightarrow \eta\pi\pi / D^0 \rightarrow K\bar{K}\pi$ à comparer avec 8 ± 2 obtenus à 1.2 GeV/c (2).

- une nouvelle détermination du spin du D^0 a été obtenue à partir de la réaction $\bar{P}P \rightarrow D^0(K\bar{K}\pi)\omega^0$ à 1.1 GeV/c (20). Supposant que le moment angulaire relatif $D^0\omega^0$ est égal à 0, la valeur $J^P = 1^+$ est obtenue, si le moment angulaire est 1, l'affectation $J^P = 0^-$ reste exclue.

- une indication pour un mode $\pi\pi\pi$ (1016) (fig. 3) (21).

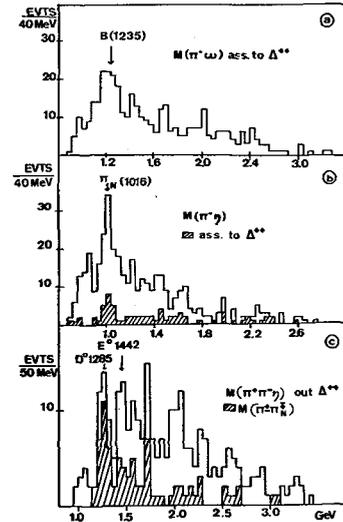


Fig. 3

dans les interactions π^-P à 11.6 GeV/c est présentée à cette conférence. Enfin, le mode $\rho^0\pi^+\pi^-$ est observé dans les réactions $\pi^\pm P \rightarrow \pi^\pm P \rho^0\pi^+\pi^-$ à 16 GeV/c et $\bar{P}P \rightarrow \omega^0\rho^0\pi^+\pi^-$ à 1.2 GeV/c (1), il est à noter que le mode $\eta\pi\pi$ n'est pas observé à 16 GeV/c.

Bien entendu il reste à montrer qu'il n'y a qu'un seul objet responsable des diverses manifestations observées. Enfin il existe une indication pour un dédoublement du D^0 (20) (fig. 4).

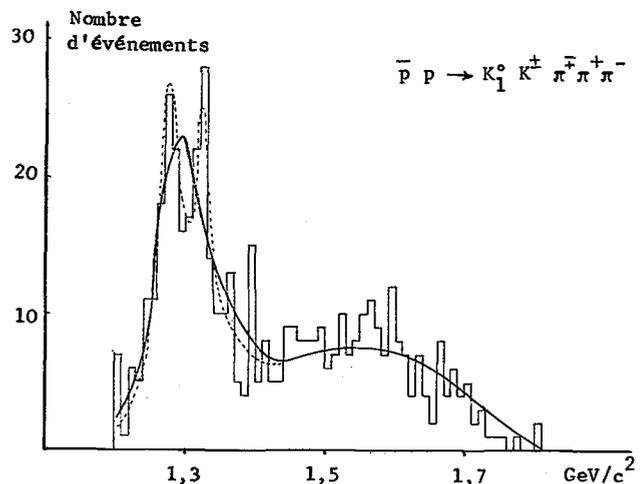


Fig. 4

E (1422)

Observé en $K\bar{K}\pi$ dans les réactions $\bar{P}P \rightarrow (K\bar{K}\pi)\pi^+\pi^-$ ou $(K\bar{K}\pi)\pi^0$ à 1.2 GeV/c (20) comme il avait déjà été vu à l'arrêt et à 0,7 GeV/c (2). Un mode $\eta\pi^+\pi^-$ a été indiqué à Kiev (1)

b) $G = 1$; $I = 1$

$\delta(966)$: Observé d'abord en masse manquante de charge -1, il a été cherché en charge +1 dans les réactions $PP \rightarrow dX^+$. Les derniers résultats concernant cette réaction sont en contradiction avec les résultats antérieurs (1). La production du δ est maintenant observée faible.

Le mode de désintégration $\eta\pi^\pm$ devient de plus en plus évident :

$K^-n \rightarrow \Lambda\delta^- \rightarrow \pi^-\eta \rightarrow$ neutres à 4.66 GeV/c (22)

$K^-P \rightarrow \Lambda\pi\pi\eta \rightarrow$ neutres à 3,9, 4,6,

5,3 GeV/c (28), $M : 970 \pm 15$, $\Gamma < 50$.

Non observé en $\pi\pi$, 3π ou $K\bar{K}$ il est produit partiellement en association avec le Σ (1385). A Kiev, $K^-P \rightarrow \Sigma(1385)^+\delta^-$ à 3.3 GeV/c est observé (1) : $M : 995 \pm 15$, $\Gamma < 40$. Cependant, à cette conférence (19) la structure en $\eta\pi^\pm$ observée dans la réaction $\bar{P}P \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$ est interprétée comme une réflexion du ω^0 . Il semble cependant douteux qu'un effet aussi étroit puisse en général être expliqué par une réflexion. Ses spin-parité ne sont pas connus.

$\omega^0\pi^\pm(1050)$: une indication pour un effet à cette masse dans la réaction $\bar{P}P \rightarrow 7\pi$ à l'arrêt est présentée à Kiev $\Gamma \sim 60$ MeV (1).

B (1235) : indiqué avec $J^P = 1^+$ dans les tables (2). Mode dominant $\omega\pi$.

Dans la réaction $\bar{P}P \rightarrow \omega^0\pi^+\pi^-$ (24) analysée en terme de dominance de résonances, l'état final était bien représenté par une superposition d'états $\omega^0\sigma$, $\omega^0\rho$, $B^\pm\pi^\pm$ avec $J^P = 1^+$ ou 1^- pour le B, d'autre part 1^- était exclus par l'analyse de la réaction $\pi^-P \rightarrow B^-P$ (2) résultat précisé à Kiev par la réaction $\pi^-P \rightarrow P\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ (1) qui indique $J^P = 1^+$. Une analyse de la même réaction $\bar{P}P$ avec une statistique augmentée est incompatible avec un pur 1^+ , 1^- est possible, une superposition de 1^+ et 1^- est encore meilleure (25).

La comparaison des réactions πN et $\bar{P}P$ indique la possibilité de deux objets de même spin et de parité opposée, à la masse du B. A cette conférence, le $B \rightarrow \omega\pi$ a été observé dans les réactions π^+P à 11 GeV/c (26) et π^+d à 5,1 GeV/c (17).

$\rho_N(1670)$ ou g : Observé dans son mode de désintégration $\pi\pi$, les nouvelles indications du mode neutre viennent d'expériences π^+d à 9 GeV/c (27) et à 12 GeV/c (28) et π^-P à 16 GeV/c (29). Cependant les indications ne sont pas assez bonnes pour donner lieu à analyse de spin. A Kiev, le mode chargé a été étudié à 8 GeV/c (1) et une élasticité inférieure à 1 est trouvée. A 13 GeV/c une analyse de l'angle de Jackson conduit à l'affectation $J = 1^-$ ou 3^- (30).

$\rho(1700) \rightarrow 4\pi$: Cette dénomination recouvre toutes les structures observées en 4π dans la région de masse 1700. A la page 68 de (2) on trouve un résumé des indications dans cette région de masse. Les nouvelles indications proviennent d'une part de (31) expérience $K^+P \rightarrow K^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0P$ à 10 GeV/c où un " $\rho(1630)$ " se désintégrant en $\rho^+\pi^+\pi^+$ est observé. Comme il n'est pas vu en $\rho^+\pi^+\pi^-$ les auteurs concluent que le système $\pi\pi$ est principalement dans un état $I = 2$. D'autre part, cette structure est observée en $\omega\pi^\pm$, mais pas en $\pi^+\pi^0$, $\rho^0\rho^+$, $A_2^+\pi^0n$, K^+K^0 . Ceci impliquerait que cette structure n'est pas identifiable au $g \rightarrow 2\pi$ et que si les non observations sont seulement le fait de sélection due aux spin-parités, seuls les états $J^P = 1^+$ ou 3^+ sont possibles. A Kiev, une structure dans cette région de masses a été observée en $\rho^-\rho^0$ dans la réaction $\pi^-P \rightarrow \rho^-\rho^0$ à 7 GeV/c et en 4π dans la réaction $\pi d \rightarrow PP4\pi$ à 8 GeV/c (1), elle a par ailleurs été indiquée en $\omega\pi K\bar{K}$ et $K\bar{K}\pi$ (1). A cette conférence, le rapport $g \rightarrow 4\pi/g \rightarrow 2\pi < (13 \pm 4)\%$ a été avancé (17) le système 4π pourrait être partiellement $\rho\pi\pi$, $\rho\rho$, $A_2\pi$. A 11,7 GeV/c en π^+P une structure a été observée en $A_2\pi^+$, $\rho\pi\pi$, $\rho^+\rho^0$ (26) en $\bar{P}P$ à 3,6 GeV/c (29) elle a été vue en $\rho\pi\pi$ et $f\pi\pi$ enfin en $\pi^+d \rightarrow d\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ à 11,7 GeV/c elle est observée en $\rho^+\pi\pi$ (28).

$II - G = - ; I = 0$

H (990): Observé dans le système $\pi^+\pi^-\pi^0$ comme un pic étroit, il a été présenté à Lund dans la réaction $\pi^+P \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^0$, mais il est possible que ce soit un effet d'identification incorrecte du système $\pi^+\pi^-\gamma$ provenant de la désintégration du X^0 . A cette conférence une nouvelle indication pour un objet de 80 MeV de large dans cette région de masse est présentée (26) dans la réaction $\pi^+P \rightarrow P\pi^+\pi^-\pi^0$ à 11,7 GeV/c, cette fois, le H est vu aussi sans qu'il soit associé au Δ^{++} . La question de savoir si tout le pic peut être attribué au $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ n'est pas résolue.

$\Phi(1019)$: A cette conférence (32) de nouvelles déterminations des rapports d'embranchement $\Phi \rightarrow \eta^0\gamma / \Phi \rightarrow \text{total} = 0,02 \pm 0,0075$, $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma / \Phi \rightarrow \text{total} < 0,0024$ sont présentées à partir de la production du Φ par interaction $e^+e^- \rightarrow \Phi$. Ce sont les valeurs les plus précises actuellement connues (2).

$\Phi(1650) \rightarrow \rho^0\pi^0$: observé à 5 et 8 GeV/c dans les interactions $\pi^+d \rightarrow P P \pi^+\pi^-\pi^0$ (2) il est retrouvé à 9 GeV/c en $\rho^0\pi^0$, il ne donne pas $f^0\pi^0$ (33).

$G = -1 ; I = 1$

$\pi_N(1016)$: observé en $K\bar{K}$ et c'est l'équivalent $I = 1$ du S^* . Il est peut-être le mode $K\bar{K}$ de désintégrations du $\delta(966)$. A cette conférence est présentée une observation d'une structure en $\eta\pi$ à cette masse (fig. 3) (21).

$A_1(1070)$: Pour une discussion sur son interprétation voir (2). La relation entre résonances et effet de seuil, malgré l'utilisation du concept de dualité ne semble pas claire pour tous.

$A_2(1300)$: Le problème le plus important est celui du dédoublement et de l'identification de chaque structure.

a) dédoublement - canal 3π ou $\rho\pi^+$
 $\pi^-P \rightarrow P X^-$ 7 GeV/c : il existe un dédou-

blement CERN (2).

$\pi^+P \rightarrow P A_2^+$ 7 GeV/c il n'existe pas de dédoublement LRL-A (2), mais le pic n'a pas une forme de Breit-Wigner (Cf. fig. P 60 de (2)). Ces deux expériences ont les meilleures statistiques.

$\pi^+P \rightarrow P A_2^+$ 3,7 GeV/c il existe un dédoublement LRL-B (1)

$\pi^+P \rightarrow \Delta^{++} A_2^0$ 5 GeV/c indication pour un dédoublement (33)

$\bar{P} P$ 1.2 GeV/c indication pour un dédoublement (36)

$\pi^-P \rightarrow A_2^0 n$ il existe un dédoublement CERN (34) fig. 5.

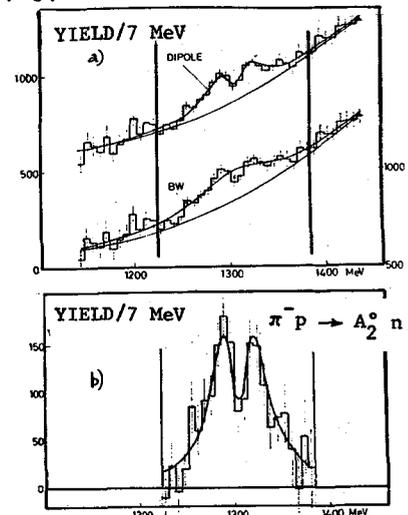


Fig. 5

- autres canaux

$\pi^-P \rightarrow P K_1^0 \bar{K}$ 7 GeV/c il existe un dédoublement CERN (35)

$\bar{P} P \rightarrow K_1^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ 1,2 GeV/c indication pour un dédoublement (36)

$\pi^+ d \rightarrow K \bar{K} P P$ 5 GeV/c indication pour un dédoublement (37)

$A_2 \rightarrow \eta\pi$ indications pour un dédoublement (1)

b) Spin du A_2 - $\pi^-P \rightarrow P X^-$ (38) analyse la densité radiale du diagramme de Dalitz les deux structures ont même comportement et $J^P = 2^+$ est obtenu. A Kiev, des confirmations de ce résultat ont été présentées à une exception près, un groupe trouve 2^+ pour le A_2 lourd et 1^- pour le A léger (1).

c) modes de désintégration :

Une expérience $\bar{P}P$ à l'arrêt (39) donne la limite $A_2 \rightarrow \eta\pi/A_2 \rightarrow 3\pi < 3,5 \cdot 10^{-2}$ par suite de la non observation de la voie $\eta\pi$ de désintégration du A_2 . Par ailleurs la voie $\eta\pi$ est observée en π^+P à 11 GeV/c (26). A la conférence les rapports $A_2^+ \rightarrow K^+K^0/A_2^+ \rightarrow \rho\pi = (6 \pm 3) \%$ et $A_2^0 \rightarrow (KK)^0/A_2^0 \rightarrow \rho\pi = (9 \pm 4) \%$ sont présentés (37), valeurs en accord et du même ordre de précision que celles déjà publiées (2). La détermination est cependant rendue délicate par la proximité du $f^0 \rightarrow K\bar{K}$. Il est très improbable que l'effet de dédoublement ait pour origine une fluctuation statistique. L'interprétation physique est incertaine, dipôle ? pôles voisins ? Il reste de toutes manières à expliquer l'absence de dédoublement en π^+P à 7 GeV/c.

$\pi(1640)$ ou A_3 : Observé dans les réactions $\pi^\pm P \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- P$ juste au dessus du seuil $f\pi$ certaines analyses indiquent que $f\pi$ serait le seul mode de désintégration de A_3 (2). il rentrerait alors dans la catégorie des "résonances-effets de seuil". Cependant, il a été observé dans cette région de masse des structures en $\omega\pi\pi$ et $\omega\rho$ (40). A cette conférence dans une expérience π^+P à 11,2 GeV/c (41) il est observé en $f\pi$, $\rho\pi$ et 3π . Ceci est à rapprocher du résultat présenté à Kiev (1) où il est annoncé uniquement en 3π .

Nouvelles indications : Dans une expérience $\bar{P}P \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ à 1,2 GeV/c des structures à 1,32 - 1,36, 1,41 GeV/c² apparaissent dans le système $\omega \pi^+ \pi^-$ (le $\pi^+ \pi^-$ restant étant choisi dans la région de masse du ρ) avec une signification statistique de l'ordre de 3 dev. standard. Le ω^0 est choisi à la fois par la région de masse et la région favorable du diagramme de Dalitz. Fig. 6 (76).

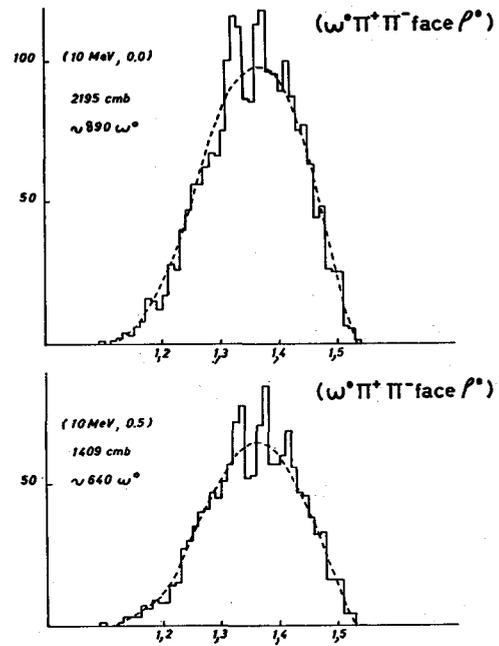


Fig. 6

III - G indéfini ou inconnu

π/ρ (1540) - F_1 : n'a été observé jusqu'à présent qu'en $K\bar{K}\pi$, ce qui empêche une détermination de sa G-parité. Ses états possibles sont $J^P = 2, 1^+, 0^-$ étant favorisés. A cette conférence, une expérience $\bar{P}P$ à 1,2 GeV/c permet de mettre en évidence la réaction $\bar{P}P \rightarrow F_1 \eta$ (20). Si l'on admet, à partir de considération de barrière centrifuge que le moment angulaire relatif du F_1 et du η est nul, l'affectation $J^{PC} = 1^{+1}$ ou 2^{-+} est obtenue.

C : région de masses supérieures à 1,7 GeV/c²

Ceci correspond à une région de masses où les effets, d'abord observés par des techniques de masse manquante (2), ont été ensuite obtenus par d'autres moyens : masses effectives, variation de section efficace (expérience de formation $\bar{P}P$). Ces structures sont souvent de signification statistique assez faible, et les seules déterminations sont un ordre de grandeur de la masse et de largeur.

- $\bar{P}P \rightarrow 6\pi$ 3,6 GeV/c (43)

Structures en $\rho\pi\pi$ à 1,6 - 1,73 - 1,85, 1,95 - 2,075 GeV/c² - fig. 7.

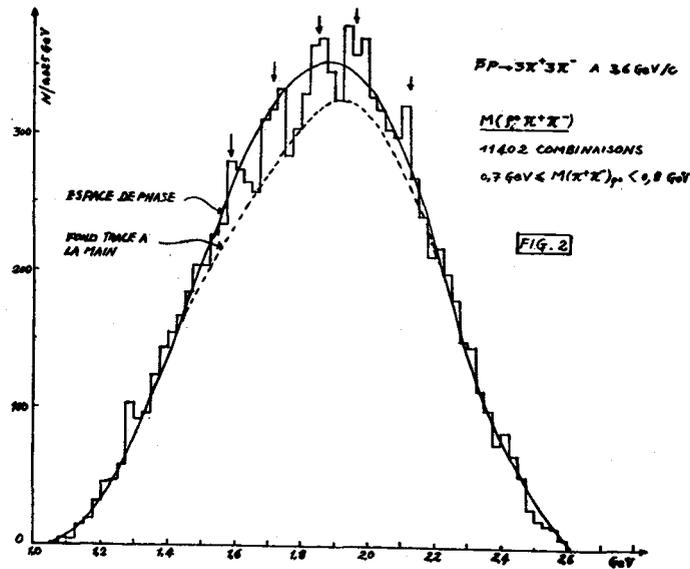


Fig. 7

- en $f\pi\pi$ à 1,96 et 2,13 GeV/c^2
- en $(\rho\pi\pi)\pi$ à 2,375 GeV/c^2
- π^+d , 5 GeV/c structure en $\rho\pi\pi$ à 1930 MeV/c^2 (17)
- $\pi^-P \rightarrow (5\pi)^- \pi^0P$ 12 GeV/c $\rho^0\rho^0\pi^-$ à 2620 MeV/c^2 (1)
- $\pi^+P \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0P$ 13 GeV/c $(4\pi)^+$ à 2620 MeV/c^2 (1)
- $\pi^+P \rightarrow \pi^+\pi^0P$ 13 GeV/c $(\pi^+\pi^0)$ à 1,65-1,96-2,16 GeV/c^2 (44)
- $\bar{P}P \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$ 6,4 GeV/c $(3\pi^+3\pi^-)$ à 3035-3420 MeV/c^2 (45)
- $\bar{P}P \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ $(4\pi^0)$ associé à ρ^0 à 2900 MeV/c^2
- π^-P 11,2 GeV/c $\rho^-\pi^+\pi^-$ à 1710-1930-2200-2620 MeV/c^2 (46)
- $\bar{P}P \rightarrow \rho^0\rho^0\pi^0$ (formation) 2.1-2.22 GeV/c^2 région du T, l'évaluation des sections efficaces est très sensible aux coupures (47)
- $\bar{P}P \rightarrow \rho^0\rho^0\pi^0$ (formation) 1,1-1,5 GeV/c 2190 Γ : 20-80 MeV/c^2 (1)
- $\bar{P}P \rightarrow \pi^\pm A_2^\mp$ (formation) entre 2.1 et

2.22 GeV/c^2 effet à 2100 isolé par une forte décroissance de la section efficace de ce canal au delà de la résonance, et une tendance à la symétrie dans la distribution angulaire du π à la résonance.

$\bar{P}P$ élastique vers l'arrière effets à 1928 MeV/c^2 , $\Gamma \sim 20$ et 1952 $\Gamma \sim 10$ (48).

$\bar{P}P$ élastique vers l'arrière (Kiev) 1925 MeV/c $\Gamma \sim 8$ et 1947 $\Gamma \sim 52$ (1)

$\bar{P}N \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ ($\bar{K}^+K^-\pi^+\pi^-$) (Kiev) 2630 MeV/c (1).

RESONANCES BOSONIQUES ETRANGES

A - Systèmes $K\pi$

K (892) : bien identifié, son mode neutre présente des caractéristiques se rapprochant de celles du ρ^0 , c'est à dire une asymétrie dans la distribution du cosinus de l'angle de Jackson du système $K^+\pi^-$, cette asymétrie n'est pas observée dans le mode $K^0\pi^0$, ceci implique la présence d'une onde S d'isospin 3/2. Pour plus de détails voir (1).

Région de masse 1080-1260 :

Des indications de structures ont été annoncées en $K^0\pi^+$ et $\bar{K}^0\pi^-$ produits dans les réactions $K^+\rho \rightarrow K^0\pi^+P$ et $K^-\rho \rightarrow \bar{K}^0\pi^-N$ (2) à des masses différentes dans les deux systèmes. A Kiev une indication pour une structure à 1250 de largeur $20 \pm \frac{9}{6}$ MeV/c² est annoncée dans la réaction $K^+d \rightarrow PP \rightarrow K^+\pi^-$ à 12 GeV/c (1). S'il est produit par échange de π , ce K^* aurait l'affectation $J^P = 0^+$ ou 1^- , il n'est pas vu en $K\pi\pi$.

B) - $K^*(1420)$: $J^P = 2^+$ (3^- possible) (2). Il est observé dans les modes $K\pi$, $K^*\pi$, $K\rho$, $K\omega$ mais les valeurs des largeurs dans différents canaux sont très dispersées (2). A Kiev, dans l'expérience K^+d à 12 GeV/c (1) déjà citée, il est observé plus large que d'habitude, d'autre part l'analyse angulaire, dans l'hypothèse d'échange d'un π , n'implique d'onde D qu'au dessus de 1400 MeV, au dessous S et P suffisent pour décrire les données, enfin le rapport $K^0\pi^+\pi^-/K^+\pi^-$ est différent dans les deux bandes : $0,27 \pm 0,06$ au dessous de 1400 MeV et $0,6 \pm 0,09$ au dessus de 1400 MeV. Cette dernière valeur est compatible avec les rapports d'embranchement $K^*(1420) \rightarrow K^0\pi\pi/K^* \rightarrow K\pi$ déjà publiés (2). Les auteurs avancent donc l'hypothèse de l'existence d'un $K^*(1360)$ avec $\Gamma \sim 60$ MeV et $J^P = 1^-$.

C) - Région du Q - $K\pi\pi$ (1240-1400)

La situation du système $K\pi\pi$ dans cette région de masse est confuse (2 page 77).

- 1) Le pic s'il est unique n'a pas une forme de Breit-Wigner
- 2) A haute énergie, il y a indication pour 2 pics (1250 $\Gamma = 182$, 1400 $\Gamma = 220$)
- 3) Il a été mis en évidence le plus souvent dans les réactions où le mécanisme diffractif est possible
- 4) Il n'a pas été observé dans les réactions d'échange de charge $K^{\pm}P \rightarrow NK_1^0\pi^{\pm}\pi^{\pm}$
- 5) Deux expériences seulement l'ont observé dans des réaction non diffracti-

ves π méson C des $\bar{P}P$ et $\pi^-P \rightarrow \Lambda Q^0$.

A cette conférence, deux expériences étudient la production du Q sur noyaux (49,50) et utilisent le modèle de TREFIL pour tenter de mettre en évidence un système $K^*\pi$ interagissant globalement avec les nucléons du noyau. Les résultats du calcul conduisent à une section efficace Q-nucléon de l'ordre de 21 ± 8 mb, la section efficace attendue si le K^* et le π étaient non corrélés serait de l'ordre de 40 mb. La valeur de la section efficace obtenue dans l'hypothèse d'un $K^*\pi$ créés par un mécanisme de Deck est en cours d'évaluation.

D) - $K_A(1775)$ ou L :

Jusqu'à la conférence de Kiev, il était admis que cette résonance se désintégrait essentiellement selon la voie $K^*(1420)\pi$ ce qui la situait dans la catégorie "effet de seuil-résonance". Cependant dans une expérience $K^-\rho \rightarrow K^-\pi^+\pi^-P$ à 4,6 GeV/c, la proportion de $K^*(1420)$ est trouvée égal à $(20 \pm 20)\%$, la majorité de l'état final étant $K^-\pi^+\pi^-$ (51). A Kiev, dans une expérience $K^-\rho$ à 10 GeV/c (1) les nombres d'événements des canaux $K^*(1420)\pi$ et $K\pi\pi$ sont donnés 166 ± 31 et 321 ± 60 respectivement, enfin une expérience K^+P l'observe en $K^*(1420)\pi$, $K^*\rho$, $K^*\omega$.

La situation de ce système est par conséquent loin d'être claire.

Conclusions sur les résonances mésoniques

- 1) L'utilisation de hautes statistiques en chambres à bulles a porté ses fruits : la liste des résonances s'allonge.
- 2) Les nouveaux objets apparaissant à côté de ceux observés à faible statistique et étudiés à haute statistique sont souvent trop faiblement produits pour être analysés. Il faut encore augmenter la statistique ou, dans certains cas, se tourner vers des méthodes plus sélectives et plus automatiques (Ω ?)

3) Les techniques d'analyse : soustraction du fond, utilisation de processus simples (échange de π par exemple, dominance de résonances dans l'état final) sont sans doute trop brutales ou approximatives pour que certaines conclusions soient avancées sans ambiguïté.

4) La profusion des nouveaux objets représente un défi à SU_3 et aux quarks, même la règle "empirique" d'intervalles réguliers entre résonances en masse carrée (8) sont en défaut (1).

5) Les difficultés de l'analyse incitent à accepter avec prudence les résultats présentés aux conférences car ils proviennent souvent d'analyses préliminaires.

RESONANCES BARYONIQUES

INTRODUCTION - La plupart des informations concernant l'identification et les nombres quantiques des résonances baryoniques d'étrangeté 0, ± 1 proviennent d'expériences de formation, il suffit en effet qu'elles soient couplées aux systèmes KN , $\bar{K}N$, πN pour que leur présence y soit détectable. En revanche les résonances d'étrangeté -2 (Σ^*) ou éventuellement -3 (Ω^*) ne peuvent être obtenues que des expériences de production par exemple $K^-P \rightarrow K \Sigma^* n\pi$ ou $K^-P \rightarrow K \Omega^* n\pi$.

Les sections efficaces de ces derniers processus étant très petites, et les chambres à traces étant les seuls appareils capables actuellement de détecter ces états, les statistiques sont faibles et par conséquent la connaissance de ces objets très incomplète.

Généralités sur les expériences de formation

Il n'est peut-être pas inutile de rappeler brièvement les méthodes utilisées dans l'analyse d'expériences de formation.

Les expériences les plus aisément réalisables par des techniques automatiques sont les mesures de sections efficaces différentielles lorsque

l'état final est une deux corps ou quasi-deux corps. La possibilité d'avoir des cibles de nucléons polarisés donne aussi accès à la polarisation. Celle-ci peut dans certains cas être obtenue par une mesure des produits de désintégration d'une particule dans l'état final (Σ^+ , Σ^0 , Λ).

La limitation à deux corps dans l'état final n'est pas seulement commandée pour des raisons de difficulté de détection, que l'on peut aisément surmonter avec les chambres à traces, mais par la difficulté d'analyser les processus conduisant à plus de deux ou quasi deux corps - problème à trois corps par exemple. L'ensemble des informations : section efficace totale, section efficace différentielle, polarisation, permet moyennant certaines hypothèses d'évaluer l'amplitude de diffusion élastique de chaque onde partielle et de chaque parité.

$$a_{1\pm} = \frac{1}{2iq} (\eta_{1\pm} e^{2i\delta_{1\pm}} - 1)$$

en fonction de l'énergie.

En cas de diffusion inélastique, la section efficace totale n'est plus utilisée (plus de théorème optique) mais la phase de l'amplitude inélastique à chaque énergie étant maintenant arbitraire; il faut faire une hypothèse sur la variation de la phase d'au moins une des ondes en fonction de l'énergie.

Pour arriver à ce résultat, il est nécessaire de faire les hypothèses du type suivant : au delà d'un certain spin J , les amplitudes d'onde partielle sont négligeables. On admet généralement comme vérification de la validité de cette hypothèse le fait que le développement polynômial des sections efficaces différentielles et de polarisation devient négligeable à partir d'un certain rang. Dans la suite du traitement, ces termes sont supposés rigoureusement nuls. Cette hypothèse permet à chaque énergie d'obtenir un nombre d'équation égal au nombre d'inconnues (les $a_{1\pm}$ en fonction du développement polynômial des sections efficaces). Le système est quadratique, il a plus d'une solution. On n'a pas développé de méthodes pour obtenir toutes les

solutions possibles de ce système (en général nombreuses). Les techniques de minimisation de fonctions ont été préférées. Le résultat est proche de celui obtenu par la procédure "rigoureuse" à ceci près : on n'est jamais sûr d'avoir obtenu toutes les solutions possibles et en particulier la "vraie solution". On obtient aléatoirement ou de manière biaisée un ensemble de solutions suivant les valeurs initiales imposées aux paramètres lors du processus de minimisation.

Variante : les ondes d'ordre élevées au lieu d'être supposées nulles sont supposées connues (Regge, etc...) leur valeur est alors introduite dans les équations.

Pour sortir de l'imbroglio des solutions multiples, on utilise alors globalement les résultats à toutes les énergies et on impose la "continuité" entre les solutions voisines. La manière de définir cette continuité varie mais est essentiellement basée soit sur des critères subjectifs du physicien, soit sur des critères formalisés mais arbitraires (chemin minimum, etc...) ou encore "lissage" des données expérimentales qui remplace les données ponctuelles en énergie par des données continues et permet ainsi en principe de suivre continuellement la variation des solutions avec l'énergie. Ces méthodes arbitraires ont l'avantage de rendre possible un traitement automatique du problème, mais biaisent d'une manière difficile à cerner les résultats. Parfois différents critères de continuité sont utilisés, la proximité des résultats est considérée comme l'indice de la validité de la méthode. Enfin lorsque l'on monte en énergie, des ondes nouvelles apparaissent qui doivent avoir un comportement bien défini au seuil (barrière centrifuge), ceci permet de "choisir" parmi les solutions. Après ces traitements, il reste quelques variantes de solutions qui sont portées à la connaissance du public. Cette méthode est dite "indépendante" d'énergie".

On peut aussi introduire des idées "théoriques sûres" qui lient les amplitudes à différentes énergies : relations de dispersions ou avoir des idées à priori sur la forme de l'amplitude (fond ou résonances) et n'avoir plus alors que quelques paramètres à ajuster (paramètres d'une fonction de l'énergie décrivant le fond, Breit-Wigner pour les résonances). C'est la méthode dite "dépendante d'énergie". Cette méthode est nécessaire en particulier lorsque les informations expérimentales sont insuffisantes pour déterminer les amplitudes à chaque énergie (manque d'information sur la polarisation par exemple) ; Cette méthode est encore utile pour vérifier que les paramètres des fonds et résonances déduits de l'analyse indépendante d'énergie rendent bien compte des quantités mesurées. Parfois l'analyse peut mélanger les deux techniques : faire quelques hypothèses sur le comportement de certaines ondes et déterminer les autres par une méthode indépendante d'énergie : cette méthode a été utilisée pour l'étude des γ^* à cause de statistique limitée. La connaissance supposée d'une onde importante sert alors de révélateur pour des ondes beaucoup plus faibles grâce aux interférences.

L'analyse "dépendante d'énergie" est beaucoup plus facile à effectuer et à interpréter que l'analyse indépendante d'énergie. Elle a pour contrepartie de reposer sur des arbitraires quand à la forme de l'amplitude de diffusion : tout fond non résonant doit être lentement variable avec l'énergie (par exemple une droite dans le diagramme d'Argand) et toute boucle ou courbure prononcée est décrite par une résonance et celle-ci est représentée par une Breit-Wigner. Le choix des coefficients et des phases des fonctions utilisées doit être compatible avec l'unitarité, celle-ci peut soit être contenue de manière explicite dans la paramétrisation, on impose alors à la solution d'être unitaire. Ceci ne peut se faire que lorsque l'on sait exprimer l'unitarité (canaux à deux

corps couplés par exemple). Autrement on peut "vérifier" l'unitarité à posteriori sur la solution. Encore faut-il s'assurer que la paramétrisation utilisée pour les amplitudes permet l'unitarité.

La règle du jeu, consistant à associer une résonance à toute boucle du diagramme d'Argand peut, comme l'ont montré les boucles de Schmidt être douteuse car celles-ci n'ont pas pour origine un pôle dans un feuillet non physique de la variable s . D'autre part, la méthode même de décomposition en ondes partielles en vue d'obtenir des informations sur les résonances de spin élevé est mise en doute par certains en particulier BARRELET. L'influence des mécanismes d'échange n'est pas toujours négligeable et rend problématique l'interprétation des résultats d'analyse en onde partielles avec des ondes élevées.

Plus précisément, d'après BARRELET (52) le degré maximum du développement polynômial de l'amplitude par rapport à la variable $\cos \theta$ qui peut être interprété comme dû principalement à des systèmes résonnants dans la voie s est égal au nombre de zéros de l'amplitude contenus dans l'ellipse de convergence pour ce développement, dans le plan complexe $\cos \theta$. Les termes d'ordre plus élevés font nécessairement appel aux propriétés des singularités dans ce plan complexe (effets des voies croisées). Les zéros ^{compris dans l'ellipse} de convergence peuvent être évalués expérimentalement : leur partie réelle est obtenue sans ambiguïté avec une précision résultant de la précision des mesures et de la statistique, leur partie imaginaire est obtenue dans les mêmes conditions au signe près. Cette méthode permet très simplement d'exprimer les ambiguïtés des solutions : elles sont liées au choix du signe de la partie imaginaire de chaque zéro. L'imposition de la continuité consiste simplement à choisir des trajectoires des parties imaginaires de zéros qui ne sautent pas brusquement du positif au négatif et vice-versa. Enfin, cette "méthode des

zéros" exhibe des régularités intéressantes (52).

Cette description des arbitraires et subjectivités de l'analyse en déphasage a surtout pour objet de rappeler sur quelle toile de fond s'inscrivent les résultats actuels. Le succès de la méthode repose essentiellement sur les points suivants :

- les différentes variantes conduisent à des résultats voisins
- les résultats sont aisément intégrables dans les représentations de SU_3 .

A) $B = 1$; $S = 0$

Expériences de formation

Depuis la précédente conférence, la contribution importante à l'analyse "classique" est l'obtention et l'interprétation à Saclay de données à haute masse, jusqu'à 2,8 GeV/c (53). L'analyse indépendante d'énergie a été reprise sur l'ensemble des données. Des critères de continuité variés ont été utilisés, les résultats se ressemblent. L'analyse a ensuite été effectuée de manière dépendante d'énergie (54). Des confirmations ou indications pour trois états $H_{3,11}$ (2320), G_{17} (2490) et H_{19} (2220) se placent aux bons endroits sur les récurrences de Regge Δ_δ , N_γ et N_α respectivement.

D'autre part à Kiev, des résultats préliminaires d'une expérience d'électronique, donnant les sections efficaces totales et différentielles élastiques dans la région du Δ (1238), ont été présentés. Aucune anomalie n'est observée dans le spectre de masse. A Kiev toujours, des résultats, sans analyse, concernant une expérience entre 0,82 et 2,74 GeV/c avec mesure des sections efficaces différentielles et des polarisations ont été présentés

A cette conférence, les résultats d'une analyse de la diffusion élastique vers l'arrière entre 875 et 1580 MeV/c sont présentés (55). Les résultats sont incompatibles avec ceux déduits des analyses en déphasage. Fig. 8

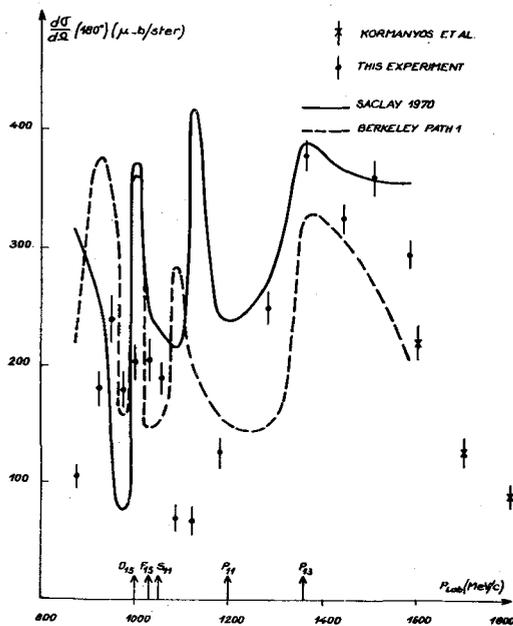


Fig. 8

Expériences de production : elles présentent l'avantage d'étudier aisément les canaux inélastiques, cependant l'identification des structures avec celles obtenues par l'analyse en déphasage est problématique.

Région du N (1470) (P11)

Désintégration en $\Delta\pi$: un effet a été observé dans les spectres de masse $\Delta\pi$ et $\Delta^-\pi$ dans une expérience $\bar{P}P \rightarrow \bar{P}P \pi^+\pi^-$ à 2,7 et 2,9 GeV/c (56). L'interprétation de cet effet comme réflexion du processus $\bar{P}P \rightarrow \Delta \Delta^-$ a été avancée, mais un autre groupe (57) met en doute cette explication et affirme l'existence du mode $\Delta\pi$. D'autre part, dans la même réaction, un troisième groupe (58) trouve une indication pour un mode $P\pi\pi$, mais ne conclut pas sur la dominance de l'effet $\Delta\pi$.

Région du N (1750) (D_{15} - F_{15} - S_{11} , P_{11})

Mode $P\omega$: effet à 2,5 dev. standard dans la réaction $\pi^-P \rightarrow \pi^-P \omega$ à 7 GeV/c (59). L'analyse est rendue compliquée par la présence du B et la possibilité de mécanismes diffractifs conduisant à une accumulation au seuil.

Mode $\Delta\pi$: Dans la réaction $\pi^-P \rightarrow \pi N$ (1730) à 6 GeV/c (60) les résultats sont compatibles avec l'absence de canal $\Delta\pi$, la totalité de l'accumulation est compatible avec un trois corps. La désintégration en $N\pi$ ($2 \pm 10 \mu\text{b}$) est incompatible avec les résultats des expériences de formation (inélasticité trop forte), de même le canal ΛK ($2 \pm 0,5 \mu\text{b}$) est trop important. Les auteurs concluent de ces observations que l'objet observé n'est pas le F_{15} (1688). En revanche dans la réaction $\bar{P}P \rightarrow \bar{P}P \pi^+\pi^-$ à 22 GeV/c (58) il existe une indication pour un mode $\Delta\pi$ à 1700 MeV de largeur 260 MeV, de $J^P \approx 5/2^+$ et par conséquent assimilé, malgré sa grande largeur, au F_{15} (1688). A la conférence de Kiev, une expérience π^+P 13 GeV/c indique le mode $\Delta\pi$ (Willman).

Mode ΛK : A cette conférence une indication pour le mode ΛK est présentée dans une expérience π^-P à 11 GeV/c (61). A Kiev une indication est aussi présentée à partir de π^+P à 25 GeV/c et π^+d à 7 GeV/c.

Δ (1236) : Les tables (2) font état d'une nouvelle détermination des masses et largeur : $1224 \pm 2, 120 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$ par la collaboration SABRE.

B) $B = 1$; $S = -1$

Expériences de formation : Pour avoir une idée du statut de ces expériences consulter (2) P.104. Les analyses en ondes partielles ont été effectuées dans les canaux $\bar{K}N$, $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$, ΞK mais la pauvreté de la statistique ne permet pas d'effectuer des analyses complètement indépendantes de l'énergie.

Principales nouvelles analyses :

1) $K^-P \rightarrow K^0N$, $\Sigma^+\pi^-$, $\Sigma^-\pi^+$, $A^0\pi^0$ dans l'intervalle d'énergie 1530-1750 MeV (62) dans chaque onde partielle un fond, une résonance ou les deux simultanément sont introduits, le fond est paramétré par deux droites dans le diagramme d'Argand (il est linéaire en fonction de l'énergie incidente).

Conclusion : les données sont compatibles avec les résonances déjà annoncées, en

particulier il n'y a pas de résonance entre 1530 et 1600 MeV/c² telles que l'amplitude à la résonance soit supérieure à 0,1.

2) $K^-P \rightarrow K^0N$ entre 1,8 et 2,6 GeV/c² en utilisant la section efficace totale (63). Analyse des sections efficaces élastiques et totale. Parmi toutes les solutions possibles, celle qui correspond en masse et spin aux récurrences de Regge est retenue.

Conclusion : le Λ (2100) peut être aussi bien $7/2^-$ (valeur couramment admise) que $9/2^+$, le Σ (2450) est rouverte $9/2^+$ ou $11/2^+$, $7/2^-$ est exclus. Le Λ (1850) n'est pas observé (amplitude $\sim 0,1$ (2)).

3) $K^-P \rightarrow \Lambda \pi^0$ entre 1915 et 2168 (64) étude dépendante d'énergie.

L'analyse confirme en particulier l'affectation $J^P = 7/2^+$ pour le Σ (1915).

4) $K^-N \rightarrow \Lambda \pi^-$ entre 1900 et 2100 MeV (65).

L'analyse est compliquée par la prise en considération du moment de Fermi du neutron. Analyse dépendante d'énergie. Le Σ (2030) est trouvé avec $J^P = 7/2^+$, le Σ (1915) a un signe opposé au Σ (2030) et une onde P_3 compatible avec une allure résonante est annoncée à 2080. Ce dernier résultat est incertain car cette résonance se trouve à la limite de l'énergie disponible. En conclusion, la série de résonances présentée à Lund (66) est suffisante pour décrire les données.

5) $K^-P \rightarrow \bar{K}^0 N, \Sigma \pi, \Lambda \pi$ entre 400 et 1200 MeV/c (67) analyse partiellement dépendante d'énergie - certaines résonances sont supposées connues dans chacun des canaux étudiés, les autres ondes déduites d'une analyse indépendante d'énergie.

Les principaux résultats sont :

le Σ (1616) D13 est confirmé en $\Lambda \pi$, le S11, observé dans le canal $\Lambda \pi$ seulement, annoncé à 1650 MeV dans les analyses antérieures est maintenant trouvé à 1750 MeV, le Λ (1670) S01 est confirmé, le Λ (1750) P01 est mis en doute et le Λ (1830) D05 est confirmé dans le canal

$\Sigma \pi$.

6) $K^-P \rightarrow K^-P$ avec polarisation entre 1780 et 1950 MeV/c² (68) analyse dépendante d'énergie - résonance possible en S01 à 1850 MeV/c².

7) $K^-P \rightarrow \Sigma \pi$ entre 1915 et 2168 MeV/c² (69) - analyse dépendante d'énergie. Le Λ (1815) F05 et Λ (1830) D05 sont fixés aux valeurs courantes les Σ (2030) et Λ (2100) entrent dans les ondes F₁₇ et G07 respectivement mais avec des paramètres libres pour décrire les masses et largeurs. Les Σ (1915) F15, Σ (2030) F17, Λ (2100) G07, sont les principales résonances responsables d'un bon ajustement. L'amplitude à la résonance du Λ (2100) : $0,16 \pm 0,02$ est différente de la valeur moyenne obtenue jusqu'à présent (0,05) de même pour le Σ (1915) : ($-0,13 \pm 0,03$ contre 0,02) ce qui signifie que le couplage au $\Sigma \pi$ est fort. Ce dernier résultat améliore l'accord avec les prédictions de SU₃ si le Σ (1915) est membre de l'octet $5/2^+$. Les ondes F07 (2015) et G17 (2120) ne sont pas trouvées résonantes et les χ^2 sont améliorés si deux ondes F₁₅ (2070) et F05 (2100) sont introduites.

8) $K^-P \rightarrow \Sigma$ (1385) π entre 600 et 1200 MeV/c (70), analysé à partir de la réaction $K^-P \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$. La quasi-totalité de la production se fait par l'intermédiaire du Σ (1385) π . L'analyse en ondes partielles de ce système à 3 corps est effectuée en utilisant le modèle de Deler-Valladas. L'analyse actuelle porte sur un lot partiel et seule une partie des observables a été utilisée. Les principaux résultats sont : Λ (1670), Λ (1690), Σ (1765), Λ (1830) sont fortement couplées à Σ (1385) π Σ (1660), Σ (1815) sont très faiblement couplées à Σ (1385) π . Les signes des amplitudes sont en bon accord avec les prédictions de SU₃.

9) Revue des analyses en ondes partielles au dessus de 1840 MeV/c² à la conférence de DUKE (1970) (71) : les conclusions de cette revue sont canal $\Lambda \pi$: les ondes D15 (1765), F15 (1910) et F17 (2030) sont trouvées dans toutes les analyses. Les

ondes P₁₁ P₁₃ D₁₃ et G₁₇ sont décrites de manières diverses. Canal Σπ : trois nouvelles résonances Fo7 (2015), G17 (2180)

et Do3 (2040) sont indiquées, cependant (voir N°7) une expérience préfère F15 (2070) (et F05 (2100)) dans la même région de masse.

S = -1 ; I = 1

Σ	1	2	3	4	5	6	7	8	9
S 1385 P ₁₃									
F 1620 P ₁₁					---				
S 1670 D ₁₃					D ₁₃			--- Σ*π	
B 1750 S ₁₁					au lieu de 1650				
S 1785 D ₁₅									
F 1880 P ₁₁		---			-----				Λπ seulement
F 1960 F ₁₅		F ₁₅	F ₁₅				F ₁₅		
F 1940 D ₁₃									
S 2030 F ₁₇			F ₁₇	F ₁₇			F ₁₇		
F 2080 P ₁₃				Possible					Λπ seulement
F 2130 G ₁₇		G ₁₇	---				F ₁₅	G ₁₇	
B 2250 σtot		F ₁₇					(2100)		
B 2455 σtot		(G ₁₉)							
B 2595 σtot		G ₁₉	G ₁₇						
		(pas G ₁₇)							

S = -1 ; I = 0

Λ	1	2	3	4	5	6	7	8	9
D 1330 (Λγ)									
S 1405 So ₁									
S 1520 Do ₃		---			-----			---	
S 1670 So ₁					confirmé			* Σπ	
S 1690 Do ₃		---						* Σπ	
F 1750 Po ₁					douteux				
S 1815 Fo ₅								pas Σ*π	
B 1830 Do ₅					confirmé en Σπ			* Σπ	
F 1860 Fo7(ou Po3)			Fo ₇				So ₁		KN seulement
F 2010 Do ₃									Σπ seulement
F 2015 Fo ₇							Fo ₅	Fo ₇	Σπ seulement
S 2100 Go ₇			Go ₇				(2070)		
S 2300 σtot							confirmé		
2600			11/2 ⁺						

- Les numéros au haut des colonnes référent à l'identification des expériences dans le texte.
- les tirets indiquent les limites en énergie de chque expérience
- Σ* signifie Σ (1385)

- la colonne de gauche donne le statut des tables (2) S : sûr, B : bon, F = faible, D : douteux
- les indications dans les colonnes résumment les principaux résultats des expériences. La confiance accordée au signal est mesurée par le statut indiqué dans la colonne gauche.

Enfin l'état actuel des statistiques ne permet pas de tirer de conclusions définitives sur les résonances dont les amplitudes sont inférieures à 0,1 si elles ne sont vues que dans un seul canal.

Conclusion sur les expériences de formation : Pour améliorer la qualité des résultats, il faut obtenir des informations à intervalles d'énergie plus rapprochés. (actuellement le pas est de l'ordre de 50 MeV/c en impulsion incidentel) A cet effet une expérience au moins est en cours d'analyse (collaboration CHS) : K^-P de 1,4 à 2 GeV/c avec un pas de 25 MeV/c.

Expériences de production : les réserves sur les identifications avec les résultats des analyses en déphasage sont identiques à celles exprimées dans la présentation des résonances non étrangères.

$\Sigma(1480) \rightarrow \Lambda \pi^+$, $(\Sigma \pi)^+$, PK^0 observé dans une expérience $\pi^+P \rightarrow K^+\pi^+\Lambda$, $K^+(\Sigma\pi)^+$, $K^+P \bar{K}^0$ à 1,7 GeV/c (72), l'observation est fondée sur la présence d'une bosse ou d'un épaulement dans la masse effective, accompagné d'une anomalie dans le comportement de la polarisation du Λ à la même masse. Ceci a été discuté en détail à Lund (66).

$\Sigma(1642)$ obtenu à partir de $K^-N \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) \pi^- \pi^- \pi^+$ à 4,5 GeV/c. Le rapport d'embranchement $\Sigma(1642) \rightarrow \Sigma\pi/\Sigma(1642) \rightarrow \Lambda\pi < 1.1$ est donné de même que $\Sigma(1642) \rightarrow K^-N/\Sigma(1642) \rightarrow \Lambda\pi = 0,4 \pm 0,4$ (73).

$\Lambda(1520)$ obtenu dans $K^-P \rightarrow \Sigma\pi$, $\Lambda\pi^+\pi^-$, $(\bar{K}P) \pi^0$ la chaîne $K^-P \rightarrow \Sigma(1760) \rightarrow \Lambda(1520)\pi^0$ est utilisée. Les résultats sont $\Sigma\pi/\bar{K}N = 0,82 \pm 0,08$ $\Lambda\pi/\bar{K}N = 0,22 \pm 0,03$. Le rapport $\Sigma\pi/\bar{K}N$ permet de calculer l'angle de mélange Singlet-octet des $\Lambda(1690)$ et $\Lambda(1520)$, il est trouvé -20° en bon accord avec les autres résultats (66).
 $\Sigma(1616)$: deux expériences $K^-n \rightarrow (\Lambda\pi)^\pm \pi^+\pi^-$ à 3,9 GeV/c et 3 GeV/c tirent des conclusions différentes quand à la présence de cette résonance cf. Lund (66). Le $\Sigma(1616)$ serait observé à 3,9 GeV/c et pas à 3 GeV/c

$\Sigma(1670)$: deux résonances ont été annoncées à cette masse (74), une produite de manière périphérique se désintégrant principalement en $\Lambda(1405)\pi$ l'autre moins périphérique se désintégrant en $\Sigma\pi$. A cette conférence, une analyse plus approfondie que celle déjà publiée est présentée (75). La réaction $K^-P \rightarrow \Sigma^+(1660)\pi^-$ à 2.1 et 2.6 GeV/c est étudiée. L'étude est faite en découpant les données expérimentales par tranches de $\cos \theta$. Les résultats essentiels sont :

- $\Sigma\pi/\Sigma\pi$ n'est pas constant dans les diverses tranches
- $\Sigma^+\pi^0/\Sigma^0\pi^+ \sim 1$ partout
- $\Lambda\pi/\Sigma\pi = 1,65 \pm 0,3$ constant (le canal $\Lambda\pi$ a été obtenu en se servant du canal K^-P pour ôter la contribution du $\Sigma(1765) \rightarrow \Lambda\pi$.
- $\Sigma(1660) \rightarrow (\Sigma^+\pi^-)\pi^+/\Sigma(1660) \rightarrow (\Sigma^-\pi^+)\pi^+ = 1,6 \pm 2$ partout

($\Sigma\pi$) est défini par l'intervalle $1,36 < \Sigma\pi < 1,45$ ce qui correspond à la région de masse du $\Lambda(1405)$. Le dernier rapport serait 1 pour une désintégration de résonance. La présence de fond peut expliquer l'écart - la masse et la largeur varient. Ces résultats sont incompatibles avec une résonance unique. La solution la plus probable est la présence de deux résonances de même spin-parité, une étant étroite et l'autre large.

Résonance baryonique $S = -2$ (E^*)

L'étude expérimentale des résonances $B = 1$, $S = -2$ est particulièrement difficile, pour plusieurs raisons :

- 1) Elles ne peuvent être observé que dans des réactions de production, du type $K^-p \rightarrow E^* K + n\pi$;
- 2) Les sections efficaces de production sont petites et les flux faibles des faisceaux de mésons K^- , impliquent toujours des petites statistiques.
- 3) Etant donné que le mécanisme de production est du type échange de baryon, les sections efficaces décroissent comme $1/P^4$ si p est l'impulsion des K^- incidents.
- 4) Les topologies compliquées des états finals font que ce domaine est resté exclusivement réservé aux expériences de chambres à bulles.

A cause de toutes ces difficultés, à l'heure actuelle on ne peut considérer comme bien établis que deux états : le $E^*(1320)$ et le $E^*(1530)$. Pour éclaircir la situation dans le domaine des masses > 1530 MeV on a besoin d'expériences disposant de statistiques beaucoup plus grandes.

* $E^*(1530)$

Cette résonance est bien établie et son isospin, spin et parité ont été déterminés par plusieurs expériences. Le seul fait récent concerne sa largeur qui est plus grande que celle donnée par les tables (2). Les résultats présentés à cette conférence par le Groupe Polytechnique - Saclay (EPS) donnent une largeur vraie pour le $E^*(1530)$ de $\Gamma = (10 \pm 1)$ MeV (77). Ceci est en meilleur accord avec le modèle SU(3) et est corroboré par des résultats présentés à la Conférence de Kiev par Maryland et BNL.S

* $E^*(1630)$

Le $E^*(1630)$ a été observé par le groupe de Maryland dans les états finals à trois corps $E\bar{K}\pi$ et dernièrement à Oxford dans les 4 corps $E\bar{K}\pi\pi$. Dans l'expérience EPS (77), les auteurs observent un signal autour de 1630 MeV dans la réaction $K^+P \rightarrow E^+K^+\pi^+\pi^-\pi^0$ mais ils concluent que c'est une réflexion de la désintégration $E^*(1820) \rightarrow E^*(1530)\pi$.

La région de Masse entre 1700 et 2000 MeV

La situation dans cette région est particulièrement confuse. Elle se trouve illustrée dans la figure 9 où sont portés

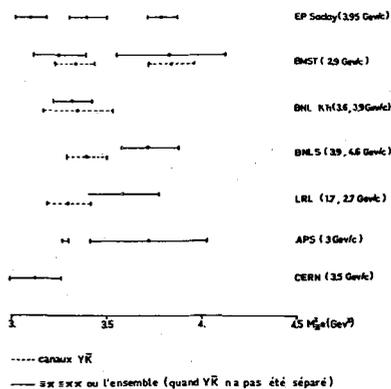


Fig. 9

les résultats obtenus dans toutes les expériences, concernant les états E^* en $E\pi$, $E\pi\pi$ ($E^*(1530)\pi$) et $Y\bar{K}$. Les résultats présentés à la Conférence par la Collaboration EPS (77) suggèrent l'existence de trois résonances de masses et largeurs

$$\begin{aligned} M_1 &= 1762 \pm 8 \text{ MeV}; \\ \Gamma &= (51 \pm 13) \text{ MeV} \\ M_2 &= (1838 \pm 5) \text{ MeV}; \\ \Gamma &= (58 \pm 13) \text{ MeV} \\ M_3 &= (1966 \pm 6) \text{ MeV} \\ \Gamma &= (35 \pm 11) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Toutefois, les auteurs n'excluent pas la possibilité de voir uniquement deux E^* , dont celui au niveau du 1830 serait très large,

$$\begin{aligned} M_1 &= 1800 \text{ MeV} \\ \Gamma_1 &= 150 \text{ MeV} \\ M_2 &= 1956 \text{ MeV} \\ \Gamma_2 &= 35 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$B = 1; S = +1 (Z^*)$$

Introduction : La possibilité de faire des expériences de formation K^+N est un moyen idéal pour rechercher les résonances exotiques, c'est à dire incompatibles avec le modèle des quarks simples (baryons formés de 3 quarks). (2) fournit une bonne revue de l'état de la question avant Kiev.

- La section efficace totale dans l'état $I = 0$ présente deux pics (1780-1865) dont le plus bas peut être faux (divergences entre données). La section efficace élastique $I = 0$ présente un pic important à 1780 MeV, de 600 MeV de large. Une analyse en déphasage a été présentée à Kiev : il existe plusieurs solutions dont une au moins ne contient pas de résonance.

- en $I = 1$, directement accessible par K^+P , l'amplitude P_{13} est candidate pour tourner correctement dans le diagramme d'Argand ($M = 1900 - 2000$, $\Gamma = 300 - 500$).

Cependant l'analyse de la vitesse de l'amplitude semble exclure une interprétation résonnante (78). A Kiev, une indication pour une résonance à la masse 1900 MeV, de largeur 250 MeV est présentée.

Conclusion : La difficulté pour conclure à la présence de résonance provient semble-t-il plus de la difficulté de trouver un critère pour définir un état résonnant que de la pauvreté de l'information.

Schémas théoriques

En ce qui concerne les schémas théoriques de classification des résonances, la situation est pour le moins très confuse.

Pour les mésons, le problème dominant est évidemment celui du A_2 pour lequel, à ma connaissance, aucune explication satisfaisante n'a été proposée. Il faut bien dire que les derniers résultats de Berkeley n'ont fait qu'épaissir le mystère. Il semble pour l'instant que la manière la plus simple de rendre compte de tous les résultats expérimentaux est de faire appel à deux résonances, une large et une étroite, toutes les deux de spin parité 2^+ et dont l'interférence varie avec l'énergie. Quoi qu'il en soit, la présence de deux résonances 2^+ reste difficile à justifier.

Pour la classification des résonances en multiplets de $SU(3)$, la situation n'a guère varié depuis Vienne et le rapport de HARARI résume encore bien l'état actuel de nos connaissances. Rappelons qu'un modèle $q\bar{q}$ avec excitations orbitales prédit le spectre bosonique suivant

Excitation orbitale	Spin de $q\bar{q}$	Nonet prédit J^{PC}	$I = 1$
$L = 0$	$S = 0$	0^{-+}	π
	$S = 1$	1^{--}	
$L = 1$	$S = 0$	1^{+-}	B
	$S = 1$	2^{++}	A_2
		1^{++}	A_1
		0^{++}	δ
$L = 2$	$S = 0$	2^{-+}	$\pi_A(1640)$
		3^{--}	g
	$S = 1$	2^{--}	
		1^{--}	
		0^{--}	
$L = 3$	$S = 0$	3^{+-}	
	$S = 1$	4^{++}	
		3^{++}	
		2^{++}	
		1^{++}	

où dans la dernière colonne nous avons indiqué les particules d'isospin $I = 1$ appartenant aux divers multiplets. Le modèle permet bien sûr l'existence d'un second multiplet 2^{++} dans la bande $L = 3$, mais il est difficile d'admettre la dégénérescence de ce niveau avec le 2^{++} de la bande $L = 1$ sans, simultanément, prédire une dégénérescence approximative des bandes $L = 0$ et $L = 2$ qui impliquerait entre autre, la présence d'un second ρ pour lequel il n'y a, bien sûr, aucune évidence. Il faut signaler toutefois que même si l'on ignore le problème du A_2 , ce modèle de quarks avec uniquement des excitations orbitales semble définitivement incompatible avec la prolifération des résonances bosoniques proposées (ou resuscitées) récemment. Que ce soit le $\sigma(1450)$ le $A_{1,5}$, le $E(1420)$, la présence de plus de deux résonances dans la région du Q ou une résonance supplémentaire sous le $K(1420)$ il est clair que la structure en $q\bar{q}$ avec uniquement des excitations orbitales n'est pas assez riche. C'est certainement la conclusion la plus raisonnable que l'on puisse tirer à l'heure actuelle. Une possibilité est d'ajouter des excitations radiales similaires à celles qui existent dans le spectre baryonique. Une telle extension du modèle se heurte

pourtant à certaines difficultés. En effet on s'attendrait à ce que l'excitation radiale des états $L = 0$ soit dans une région de masse inférieure à celle de l'excitation radiale des états $L = 1$. A nouveau, on se heurte à la prédiction d'un second π et d'un second ρ à des masses relativement basses. Une autre possibilité est que nous commençons à voir des excitations $q\bar{q}$ à savoir des mésons formés de deux quarks et de deux anti-quarks. Une telle structure est évidemment suffisamment riche, mais présente, elle aussi, pas mal de difficultés dont la moindre n'est pas la prédiction de résonances exotiques. En résumé, le moins que l'on puisse dire est que notre compréhension du spectre bosonique est plutôt réduite.

En ce qui concerne les trajectoires de Regge, il n'y a rien de particulièrement nouveau. Nous avons de bonnes évidences pour au moins deux séquences de trajectoires approximativement dégénérées d'échange à savoir $(1^{--}(\rho), 2^{++}(A_2), 3^{--}(g) \dots)$ et $(0^{--}(\pi), 1^{+-}(B), 2^{+-}\pi_A \dots)$

Pour les baryons par contre, la situation générale est beaucoup plus satisfaisante, tant du point de vue de Regge que du point de vue du modèle des quarks.

En effet, nous connaissons maintenant plusieurs résonances sur des trajectoires de Regge, qui sont approximativement dégénérées d'échange suivant les schémas

$$8(1/2^+, 5/2^+, 9/2^+ \dots) \text{dégénéré d'échange avec } 1(3/2^-, 7/2^-, \dots) \\ 8(3/2^-, 7/2^-, \dots)$$

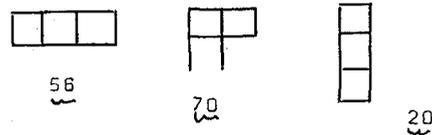
et

$$10(3/2^+, 7/2^+ \dots) \text{dégénéré d'échange avec } 8(5/2^-, 9/2^-, \dots)$$

Le détail de ce schéma est donné dans le tableau suivant

	$S = 0$	$S = -1$
$\underline{8}$	$N(940)$	$\Lambda(1115) \quad \Sigma(1190)$
$\underline{1+8}$	$D_{13}(1520)$	$\Lambda(1520) \quad \Lambda(1690) \quad \Sigma(1670)$
$\underline{8}$	$F_{15}(1688)$	$\Lambda(1815) \quad \Sigma(1910)$
$\underline{1+8}$	$G_{17}(2190)$	$\Lambda(2100)$
$\underline{8}$	$H_{19}(2220)$	
$\underline{10}$	$\Delta(1238)$	$\Sigma(1385)$
$\underline{8}$	$D_{15}(1670)$	$\Lambda(1830) \quad \Sigma(1765)$
$\underline{10}$	$F_{37}(1950)$	$\Sigma(2250)$
$\underline{8}$?	? $\Sigma(2455)$
$\underline{10}$	$H_{3,11}(2320)$	

La situation est extrêmement satisfaisante. Il en est de même pour le modèle des quarks. Rappelons qu'une structure en $3q$ des baryons mène à considérer les diagrammes de Young suivants



qui correspondent respectivement aux représentations 56, 70 et 20 de $SU(8)$. La décomposition de ces représentations en représentations de $SU(3) \times SU(2)$ (spin) est la suivante :

$$\underline{56} \supset \underline{8} 1/2^+ \oplus \underline{10} 3/2^+ \\ \underline{70} \supset (\underline{1}, \underline{8}, \underline{10}) 1/2^+ + \underline{8} 3/2^+ \\ \underline{20} \supset \underline{8} 1/2^+ \oplus \underline{13} 3/2^+$$

A ces nombres quantiques internes, nous ajoutons des excitations orbitales et radiales. Ainsi, un $70 L = 1$, contiendra les multiplets suivants

$$\underline{70} L=1 \quad \underline{1}, \underline{8}, \underline{10} \text{ de spin } 3/2^-, \text{ et } 1/2^- \\ \underline{8} \text{ de spin } 5/2^-, 3/2^-, 1/2^-$$

Pour les résonances baryoniques de parité négative, l'existence de ce supermultiplet de SU(6), à savoir $70 \Lambda^+ = 1$ est bien confirmée.

Pour $S = 0$ nous avons en effet les résonances suivantes

$$D_{13}(1520) S_{11}(1535) D_{33}(1670) S_{31}(1650)$$

et

$$D_{15}(1670) D_{13}(1700) S_{11}(1700)$$

qui correspondent parfaitement aux divers multiplets contenus dans le $70 \Lambda = 1$. Pour les résonances d'étrangeté $S = -1$, depuis que le $\Sigma(1660)$ a été doublé, il ne manque en fait pour compléter ce supermultiplet que deux résonances Σ de spin $1/2^-$. En effet, le $70 \Lambda = 1$ réclame la présence de

$$\begin{aligned} 3 \Lambda & \text{ de spin } 3/2^- \\ 3 \Lambda & \text{ de spin } 1/2^- \\ 3 \Sigma & \text{ de spin } 3/2^- \\ 3 \Sigma & \text{ de spin } 1/2^- \end{aligned}$$

auxquelles correspondent respectivement les résonances suivantes

$$\begin{aligned} \Lambda(1520) \Lambda(1690) \Lambda(2010) ? \\ \Lambda(1405) \Lambda(1670) \Lambda(1750) \\ \Sigma(1670) \Sigma(1690) \Sigma(1940) \\ \Sigma(1750) \quad ? \quad ? \end{aligned}$$

L'accord est certainement satisfaisant. Pour les résonances $S = -2$, les difficultés inhérentes à la physique des E^* empêchent encore de compléter les divers multiplets.

Il est intéressant de signaler qu'avec le $\Lambda(2100) 7/2^-$, le $N(2190) 7/2^-$ et le $\Sigma(2455) 9/2^-$ nous commençons à voir la récurrence de Regge de ce $70 \Lambda = 1$ à savoir un $70 \Lambda = 3$ qui devrait donc contenir les multiplets suivants

$$70 \Lambda = 3 \quad \begin{array}{l} 1, 8, 10 \text{ de spin } 7/2^- \text{ et } 5/2^- \\ 8 \text{ de spin } 9/2^-, 7/2^-, \\ 5/2^-, 3/2^- \end{array}$$

Il se pourrait toutefois que nous ayons un petit problème avec le $D_{13}(2040)$ et le $D_{35}(1960)$. Bien qu'en principe, ces résonances puissent également appartenir au

$70 \Lambda = 3$, leurs masses relativement basses par rapport au $G_{17}(2190)$ suggéreraient plutôt que, si ces résonances existent réellement, nous sommes en présence des premiers états d'un $56 \Lambda = 1$ qui contiendrait des octets de spin $3/2^-$ et $1/2^-$ et des décuplets de spin $3/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$. Bien entendu, ceci réclame confirmation.

Pour les résonances baryoniques de parité positive, la situation est légèrement plus compliquée. Les résonances $P_{11}(1470)$ et $P_{11}(1780)$ suggèrent la présence de deux supermultiplets $56 \Lambda = 0$ en plus de celui qui contient le nucléon et le $\Delta(1238)$. En principe, ces résonances pourraient également appartenir à des $20 \Lambda = 0$ ou $70 \Lambda = 0$ qui contiennent également des octets $1/2^+$, mais l'absence de singlets de parité positive semble exclure cette possibilité. Pour remplir ces deux supermultiplets $56 \Lambda = 0$ (excitations radiales) nous ne disposons actuellement que de deux Σ , encore assez douteux, le $\Sigma(1620)$ et le $\Sigma(1880)$ et d'un décuplet le $\Delta(1690)$ ce qui laisse encore bien des vides dans ces supermultiplets.

Par contre les récurrences de Regge $56 \Lambda = 2$ et $56 \Lambda = 4$ du supermultiplet $56 \Lambda = 0$ contenant le nucléon et le $\Delta(1238)$, se présentent très bien. Pour le $56 \Lambda = 2$, nous avons en effet :

$$\begin{array}{ll} 8 \ 5/2^+ & F_{15}(1688) \\ 8 \ 3/2^+ & P_{13}(1860) \\ 10 \ 7/2^+ & F_{37}(1950) \\ 10 \ 5/2^+ & F_{35}(1890) \\ 10 \ 3/2^+ & ? \\ 10 \ 1/2^+ & P_{31}(1910) \end{array}$$

Il manque toujours un $\Delta 3/2^+$ aux environs de 1900 MeV. En ce qui concerne le $56 \Lambda = 4$, nous connaissons déjà le $H_{19}(2220)$ et le $H_{311}(2320)$. Ce supermultiplet est évidemment encore très incomplet, mais vu la région de masse qu'il devrait couvrir (2200-2500 MeV), cela n'a rien d'étonnant.

Quoi qu'il en soit, l'accord général avec un modèle de quarks est certainement spectaculaire. Paradoxalement, la situation est beaucoup moins nette en ce qui concerne l'identification précise des multiplets de

SU₃. Les mélanges d'états appartiennent à des multiplets différents en est sans doute responsable.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - Astier A. - Rapport de la Conférence de Kiev 1970 sur les résonances mésoniques
- 2 - Ross M. et al - Review of particle properties, Phys. Letters 1970, 33B, 1.
- 3 - Abashian A. et al, Phys. Rev., 1963 132, 2296.
- 4 - Homer R.J. et al, Phys. Letters, 1964, 9, 72
Hall J.H. et al, Nucl. Phys. 1969, B12, 573.
- 5 - Barnaigs et al, C 131
- 6 - Goshiaw et al, Phys. Rev. Lett. 1970, 25, 50
- 7 - Froissart, Rapport à la Conférence d'Aix en Provence 1970.
- 8 - Majlic B., Rapport à la Conférence de Lund 1969, 271.
- 9 - Ross M., Talk given at the Daresbury study week end CERN DD/PH/70-17 18 June 1970
- 10 - Biggs P.J. et al, Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1197
Phys. Rev. Lett. 1970, 24, 1201
Augustin J.E. et al, Lett. Nuovo Cim. 1969, II, 214.
- 11 - Dubey J.P. et al, Phys. Letters, 1969 29B, 805.
- 12 - Bologne, CERN, Saclay C 129
- 13 - Bareyre P. et al, C 93
- 14 - Aguilar-Benitez et al, Phys. Letters 1969, 29B, 241
- 15 - Albright J.R. et al, Nucl. Phys., 1970, B21, 77
- 16 - Stuntebeck P.M. et al, Phys. Lett. 1970, 32B, 391.
- 17 - Picciarelli V. et al, C.64
- 18 - Otwinowski S., Phys. Letters, 1969 29B, 529
- 19 - Baubillier M. et al, C 56
- 20 - Duboc J. et al, C 60
- 21 - Daronian P. et al, C 76
- 22 - Milles D.H. et al, Phys. Letters 1969, 29B, 255
- 23 - Bames V.E. et al, Phys. Rev. Lett. 1969, 23, 610
- 24 - Bizzari R. et al, Nucl. Phys. 1969 B14, 170
- 25 - Diaz J. et al, C 27
- 26 - Durham-Gènes-Hambourg-Milan-Saclay, C 83
- 27 - Armenise N. et al, Nuovo Cim., 1970 4, 199
- 28 - Durham-Gènes-Milan-Paris, C 65
- 29 - Ballam J. et al, Phys. Letters, 1970, 31 B, 489.
- 30 - Kramer J.L. et al, Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 396.
- 31 - Barnham K.W.J. et al, Phys. Rev. Lett. 1970, 24, 1083.
- 32 - Benaksas D. et al, C 46
- 33 - Bockmann K. et al, Nucl. Phys., 1970, B 16, 221.
- 34 - Basile M. et al, Préprint CERN, 1970.
- 35 - Baud R. et al, Phys. Letters, 1970, 31 B, 397.

- 36 - Donald R.A. et al, Nucl. Phys., 1969, B12, 325.
- 37 - Mettel D. et al, C63
- 38 - Baud R. et al, Phys. Letters, 1970, 31B, 401
- 39 - Espigat P. et al, C 28
- 40 - Barns V.E. et al, Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 142.
- 41 - Durham, Gènes, Hambourg, Milan, Saclay, C 80
- 42 - Armenise N. et al, Nuovo Cim. 1970, 4, 199.
- 43 - Debray J. et al, C 58
- 44 - Kramer J.L. et al, Phys. Rev. Lett. 1970, 25, 396
- 45 - Alexander G. et al, Phys. Rev. Lett. 1970, 25, 63.
- 46 - Caso C. et al, Lett. Nuove Cim., 1970, 23, 707.
- 47 - Briand M. et al, C 55
- 48 - D'Andlau Ch. et al, C 111
- 49 - Haguenaue M. et al, C 25
- 50 } Colas J., C 44
- 51 - Aguilar-Benitez M. et al, Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 54
- 52 - Barrelet E., V 51
- 53 - Ayed R. et al, Phys. Letters 1970, 31 B, 598.
- 54 - Ayed R. et al, C 110
- 55 - Abillon I.M., C 120
- 56 - Kernan W.J. et al, Phys. Rev. 1970, Phys. Rev. 1970, 1, 48.
- 57 - Bomse F. et al, Nuovo Cim. 1970, LXVIII, 383.
- 58 - Bemporad C. et al, Phys. Letters, 1969, 29B, 383.
- 59 - Milgram M.S. et al, Nucl. Phys. 1970, B18, 1
- 60 - David J. et al, Phys. Rev. Lett. 1970, 25, 187
- 61 - Goussu O. et al C. 79
- 62 - Armenteros R. et al, Nucl. Phys., 1969, B 14, 91.
- 63 - Bricman C. et al, Phys. Letters, 1970, 31B, 152.
- 64 - Berthon A. et al, Nucl. Phys. 1970, B20, 476.
- 65 - Cox G.F. et al, Nucl. Phys. 1970, B 19 61.
- 66 - Levi/Setti R., rapport à la Conférence de Lund 1969, 341.
- 67 - Armenteros R. et al, CERN/D. Ph.II/ Phys. 70-10
- 68 - Bricman C. et al, Rapport à la Conférence de Kiev.
- 69 - Saclay-Collège de France-Rutherford C 95
- 70 - Saclay-CERN-Heidelberg, C 92
- 71 - Barbaro-Galtieri A. Rapport à la Conférence de Duk University
- 72 - Yu-Li Pan et al, Phys. Rev. Lett. 1969, 23, 806.
Yu-Li Pan et al, Phys. Rev. Lett, 1969, 23, 808
- 73 - Ammann A.C. et al. Phys. Rev. Lett. 1970, 24, 327.

- 74 - Aguilar-Benitez M. et al, Phys.
Rev. Lett, 1970, 25, 58.
- 75 - Duboc J., C 59
- 76 - Rivet R. et al, C 38
- 77 - Ecole Polytechnique-Saclay C 50
- 78 - Ayed R. et al, Phys. Letters,
1970, 32B, 404