

R 200356

CEA-N-2004

- Note CEA-N-2004 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

**ETUDE SYSTEMATIQUE DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES
EN 2 CORPS ET RECHERCHE DE LA DOUBLE DISSOCIATION
DIFFRACTIVE DANS LES INTERACTIONS K^+p A 14,3 GeV/c**

par

Yvette PONS

- Décembre 1977 -

CEA-N-2004 - PONS Yvette

ETUDE SYSTEMATIQUE DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES EN 2 CORPS ET
RECHERCHE DE LA DOUBLE DISSOCIATION DIFFRACTIVE DANS LES INTERACTIONS
 K^+p A 14,3 GeV/c.

Sommaire. - Nous montrons toute la généralité du mécanisme de dissociation diffractive en mettant en évidence 22 effets de seuil mésoniques ou baryoniques. Les systèmes de dissociation sont tous produits de façon périphérique et présentent la propriété de corrélation pente-masse. Les pentes et sections efficaces de production dépendent principalement de la masse d'excitation diffractive. La comparaison de nos résultats avec ceux des I.S.R. montre que les systèmes de dissociation sont très semblables, en ce qui concerne leur forme de masse effective, structure en moment de transfert et distribution angulaire, à des énergies dans le centre de masse différant d'un facteur dix. Nous mettons en évidence les manifestations du mécanisme de double dissociation diffractive dans 2 réactions exclusives avec des sections efficaces de l'ordre de $5 - 10 \pm 2 \mu b$. L'hypothèse de factorisation semble bien vérifiée.

1977 - Commissariat à l'Energie Atomique - France

210 p.

CEA-N-2004 - PONS Yvette

SYSTEMATICS OF 2-BODY DIFFRACTIVE DISSOCIATIONS AND SEARCH OF DOUBLE
DIFFRACTIVE DISSOCIATION IN K^+p INTERACTIONS AT 14.3 GeV/c.

Summary. - We show how general is the diffractive dissociation mechanism, looking at 22 mesonic or baryonic threshold enhancements. The dissociation systems are all produced peripherally and present the property of slope-mass correlation. The production slopes and cross-sections mainly depend on the diffractive excitation mass. The comparison of our results with those from the I.S.R. shows that dissociation systems are very similar in their effective mass shape, momentum transfert structure and angular distributions at center of mass energies differing by a factor of ten. Evidence for double diffractive dissociation mechanism is found in 2 exclusive reactions at a cross section level of $5 - 10 \pm 2 \mu b$. The factorisation hypothesis seems well verified.

1977 - Commissariat à l'Energie Atomique - France

210 p.

Note CEA-N-2004

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS*)

en français

en anglais

INTERACTIONS MESON K-PROTON

KAON-PROTON INTERACTIONS

DOMAINE 10-100 GeV

GeV RANGE 10-100

PRODUCTION DES PARTICULES

PARTICLE PRODUCTION

MODELE MULTIPERIPHERIQUE

MULTIPERIPHERAL MODEL

SECTIONS EFFICACES

CROSS SECTIONS

MESONS K

KAONS

MESONS π

PIONS

RESONANCES MESIQUES

MESON RESONANCES

RESONANCES BARYONIQUES

BARYON RESONANCES

ORSAY
n° d'ordre :
1901

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Yvette PONS

**ETUDE SYSTEMATIQUE DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES
EN 2 CORPS ET RECHERCHE DE LA DOUBLE DISSOCIATION
DIFFRACTIVE DANS LES INTERACTIONS K^+p A 14,3 GeV/c**

Soutenue le 16 septembre 1977, devant la Commission d'Examen :

MM. A. BERTHELOT	Président
R. BARLOUTAUD	
G. COHEN-TANNOUDJI	
D. DENEGRI	Examineurs
B. GROSSETETE	
P. LEHMANN	

- Note CEA-N-2004 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

ETUDE SYSTEMATIQUE DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES
EN 2 CORPS ET RECHERCHE DE LA DOUBLE DISSOCIATION
DIFFRACTIVE DANS LES INTERACTIONS K^+p A 14,3 GeV/c

par

Yvette PONS

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre I : BASES EXPÉRIMENTALES	3
1 - PLACE DE L'EXPERIENCE K^-p A 14 GeV/c	3
2 - OBTENTION DES DONNEES	4
2.1 Dépouillement des photos	5
2.2 Mesure des événements et reconstruction géométrique	6
2.3 Choix des hypothèses de masse et stockage des informations	6
3 - PURIFICATION DES DONNEES	7
3.1 Règles générales de traitement des données	8
3.2 Traitement des réactions (12), (8), (9) et (13)	8
a) Contamination par les réactions moins contraintes	8
b) Résolution des ambiguïtés entre hypothèses de même classe de contrainte	11
4 - SECTIONS EFFICACES DES CANAUX UTILISES	14
Chapitre II : RECHERCHE D'ÉTATS FINALS À TROIS CORPS	17
1 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LES REACTIONS $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ (4) ET $\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ (5)	18
1.1 $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ (4)	18
a) Séparation de la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$	21
b) Séparation de la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$	21
c) Séparation de la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$	22
d) Séparation des réactions $K^-p \rightarrow K^- \rho^0 p$ et $K^- f_1$	22
1.2 $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ (5)	23

2 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- K^+ K^- p$ (6)	24
3 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- p \bar{p} p$ (7)	26
4 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ (9)	26
4.1 Séparation des réactions $K^- p \rightarrow K^- \eta p$ et $K^- \omega p$	26
4.2 Productions autres que η et ω dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$	27
a) Recherche de $\bar{K}_{892}^*$	27
b) Recherche de Δ	27
c) Recherche du ρ	27
4.3 Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$	28
4.4 Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^- \Delta^{++}$	28
5 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- K^+ K^- p$ (11)	29
6 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$	30
 Chapitre III : RECHERCHE ET ÉTUDE SYSTÉMATIQUES DES EFFETS DE SEUIL	34
1 - MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET DE SEUIL	34
2 - DISTRIBUTIONS DE MASSE DES SYSTEMES DIFFRACTIFS	35
2.1 Généralités	35
a) Règles de conservation dans les mécanismes de dissociation diffractive	36
b) Problèmes de recouvrement des diverses résonances	36
- Recouvrement du ρ^0 dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^0 p$	36
- Recouvrement du f dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- f p$	37
c) Ordre logique de présentation des systèmes diffractifs utilisé	37
2.2 Dissociation du K^- uniquement	38
a) $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $\bar{K}_{892}^{*-} \eta$, $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$	38
b) $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^-$, $\bar{K}_{892}^{*-} \omega$, $\bar{K}_{892}^{*-} \phi$	38
c) $K^- \rightarrow \Lambda \bar{p}$, $\Lambda_{1520} \bar{p}$	38
2.3 Dissociation du proton uniquement	38
a) $p \rightarrow n \pi^+$, $p \eta$	38
b) $p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$, $\Delta^{++} \rho^-$	39
c) $p \rightarrow \Lambda K^+$, $\Lambda_{1520} K^+$	39

2.4	Dissociation du proton et du K^- possibles dans une même réaction	39
a)	$K^- \rightarrow K^- \rho^0$ et $p \rightarrow p \rho^0$	
	$K^- \rightarrow K^- \omega$ et $p \rightarrow p \omega$	
	$K^- \rightarrow K^- f$ et $p \rightarrow p f$	39
b)	$K^- \rightarrow K^- \phi$ et $p \rightarrow p \phi$	
	$K^- \rightarrow K^- f'$ et $p \rightarrow p f'$	40
2.5	Comparaison systématique des effets de seuil diffractifs	41
a)	Observations générales	41
b)	Contributions résonnantes	42
	- Système $n\pi^+$	42
	- Système $\Delta^{++}\pi^-$	43
	- Système $\bar{K}_{892}^{*0}\pi^-$	43
	- Systèmes $K\rho$	43
	- Systèmes $\bar{K}_{892}^{*0}$ et $\bar{K}_{892}^{*0}\omega$	43
c)	Effets de seuil anormalement larges	43
	- Système $\Delta^{++}\rho^-$	43
	- Système $p\rho$	44
	- Système $p\omega$	44
3	PERIPHERISME ET DISTRIBUTION EN TRANSFERT	44
3.1	Définitions	44
3.2	Indice du périphérisme dans les effets de seuil diffractifs	45
3.3	Distributions en transfert	46
a)	Pentes des distributions en transfert	46
b)	Corrélation pente-masse du système diffractif	47
c)	Corrélation pente-angle de fragmentation du système diffractif	48
d)	Brisure de pente	52
e)	Anomalies à petit transfert baryonique	54
4	SECTIONS EFFICACES DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES EN 2 CORPS	54
4.1	Définitions et déterminations	54
4.2	Dépendance en fonction de la masse au seuil du système diffractif	56

Chapitre IV : COMPARAISON DES SYSTÈMES DE DISSOCIATION DIFFRACTIVE N → Nπ, Nππ ET ΛK À 14,3 GeV/c ET 500-1500 GeV/c	59
Chapitre V : DOUBLE DISSOCIATION DIFFRACTIVE	60
CONCLUSION	61
ANNEXE I	63
ANNEXE II	87
RÉFÉRENCES	
LÉGENDE DES FIGURES	
FIGURES	

INTRODUCTION

Du point de vue expérimental, dans le domaine d'énergies s'étendant jusqu'à quelques dizaines de GeV, on distingue, parmi les réactions inélastiques, une famille de réactions dites diffractives parce que voisines de la diffusion élastique. Cette famille est caractérisée par les propriétés suivantes :

- L'état final est constitué de deux systèmes de particules quasiment alignés selon la direction des particules incidentes, de même nombre baryonique, charge, étrangeté et isospin que celles-ci.

- Ces systèmes ont une masse voisine de la somme des masses de leurs constituants. La distribution de cette masse a la forme générale d'une bosse large de quelques centaines de MeV mais ne correspond pas à une simple courbe de Breit-Wigner caractéristique d'une résonance.

- En fait on n'observe pas non plus, dans cette distribution de masse, de résurgence de la première bosse comme on observe par exemple la série des résonances K_{892}^* , K_{1420}^* , K_{1780}^* dans le même système non diffractif $K\pi$. Mais plutôt, chaque association de particules développe un effet de seuil suivi d'une décroissance monotone.

- Un système diffractif est produit de manière "périphérique" ; la pente de la section efficace différentielle est comparable à celle de la diffusion élastique, la dépassant même largement au seuil dans certaines conditions. Toutefois cette pente est une quantité mal définie puisqu'elle décroît lorsqu'on la mesure dans des bandes de masse croissante à l'intérieur du système de fragmentation.

- La décroissance de la section efficace, lorsque l'énergie incidente augmente, est très faible.

- Une règle empirique, dite de Gribov-Morrisson, bien vérifiée dans le cas des dissociations diffractives des mésons, implique la conservation de la naturalité à chaque vertex. Cependant cette règle n'est, au vertex mésonique, qu'une conséquence de la conservation de la parité dans les interactions fortes et de la petite valeur des amplitudes de renversement d'hélicité dans la voie t

comparées à celles sans renversement d'hélicité. Par contre cette règle ne serait pas triviale dans le cas des dissociations de baryons mais elle semble alors moins bien vérifiée expérimentalement.

Du point de vue théorique, si les réactions à deux corps sont interprétées, dans le modèle de Regge, par l'échange de méson ou de baryon dans la voie t , les réactions de dissociation diffractive sont décrites, dans ce même modèle, par l'échange de Poméron. Le Poméron est le pôle caractérisé par les nombres quantiques du vide. Ainsi, considéré comme un singulet de SU_3 , il ne doit pas coupler à 2 mésons appartenant à des octets de SU_3 de conjugaisons de charges opposées.

Toutes ces propriétés ont été révélées par l'étude des cas classiques de simples dissociations diffractives tels que $\pi \rightarrow \pi\pi\pi$, $K \rightarrow K\pi\pi$, $N \rightarrow N\pi$ connus depuis longtemps.

Nous avons opté dans ce travail pour un point de vue de synthèse en tentant une revue systématique des manifestations de la dissociation diffractive. L'état initial des interactions étudiées dans ce travail est constitué d'un faisceau de K^- incidents d'impulsion 14,3 GeV/c et de protons cibles dans la chambre à bulles de 2 m du CERN. L'expérience inclut toutes les topologies rencontrées à cette énergie ; elle donne ainsi accès à une grande variété de canaux qui nous permet de démontrer la généralité du processus diffractif en l'illustrant par 22 exemples de dissociations du K^- ou du proton incidents.

Cette expérience atteint une statistique élevée avec 20 événements par μb sur bande magnétique, permettant l'étude de canaux de section efficace de l'ordre de quelques microbarns. Nous avons en particulier mis en évidence un nouveau processus, la double dissociation diffractive, et ceci dans deux canaux exclusifs. Cette découverte a été ultérieurement confirmée par les résultats provenant des I.S.R..

Mentionnons enfin que cette expérience est réalisée à une impulsion incidente suffisante pour que le mécanisme de dissociation diffractive contribue de façon importante à l'interaction. D'ailleurs, la comparaison que nous avons effectuée entre nos résultats et ceux des I.S.R., d'une impulsion incidente équivalente de l'ordre de 1000 GeV/c, montre que déjà à 14,3 GeV/c, on sépare bien les mécanismes diffractifs des autres.

Chapitre I

BASES EXPÉRIMENTALES

I - PLACE DE L'EXPERIENCE K^-p A 14 GeV/c

Jusqu'à une impulsion incidente de 5 GeV/c, la spectroscopie hadronique et l'étude des mécanismes de production à 2 corps non diffractifs s'imposaient à la curiosité des physiciens en raison de leur dominance à ces énergies.

Cependant la technique a évolué vers les constructions conjuguées d'accélérateurs plus puissants associés à des procédés de séparation adéquats et de chambres à bulles assez grandes pour détecter avec précision des traces énergiques. Elle a ouvert ainsi le champ d'investigation à d'autres mécanismes de production jusqu'alors minoritaires comme c'est le cas pour les phénomènes de diffraction qui en effet ne deviennent importants que pour des impulsions incidentes supérieures à 10 GeV/c dans le laboratoire.

Déjà à une impulsion de 4,6 GeV/c [1, 2], le doute naissait lors de l'interprétation du système $K\pi\pi$ (Q) et le dossier n'est pas encore clos. De nombreuses expériences ont eu lieu aux Etats-Unis à des énergies d'une dizaine de GeV [3] dans la première génération des grandes chambres à bulles (80 inches de BNL) mais avec de faibles statistiques, quelques centaines d'événements, soulevant des controverses mais ne les résolvant pas.

L'avènement de la chambre de 2 m du CERN et des faisceaux séparés par radio-fréquence est le signal des expériences à haute statistique, plusieurs centaines de milliers d'événements, et des grandes collaborations en particulier pour les $K^\pm$ incidents :

Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna Collaboration	K^-p 10 GeV/c
Birmingham-Glasgow-Oxford Collaboration	K^+p 10 GeV/c
Rutherford-Ecole Polytechnique-Saclay Collaboration	K^-p 14,3 GeV/c
Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna Collaboration	K^-p 16 GeV/c
Birmingham-Bruxelles-Mons-CERN-Serpukhov Collaboration	K^+p 16 GeV/c

L'expérience à 14,3 GeV/c est l'expérience en chambre à bulles qui, actuellement, compte la plus grande statistique à ces énergies avec une sensibilité de 25 à 35 ev/ μ b suivant les topologies. Les autres ont accumulé une statistique inférieure typiquement de moitié.

Enfin l'exploitation de la chambre à bulles Mirabelle exposée à un faisceau de K^+ de 32 GeV/c à Serpukhov va permettre prochainement l'étude des effets diffractifs à plus haute énergie encore ; ces expériences sont effectuées dans le cadre de la vaste collaboration Saclay-Serpukhov-CERN-Mons-Berlin-Vienne-Aachen.

Il est clair que parallèlement se développent des détecteurs électroniques de particules qui accèdent à des statistiques plus importantes encore, mais ces systèmes sont construits pour ne détecter qu'un type d'état final ; d'autre part ils soulèvent des problèmes compliqués de calcul d'acceptance. A Serpukhov, Yu. ANTIPOV et ses collaborateurs [4] ont étudié la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ à 25 et 40 GeV/c avec une sensibilité de l'ordre de 15 événements/ μ b ce qui est nettement inférieur à la notre. Par contre, récemment à SLAC, G.W. BRANDENBURG et al. ont effectué une expérience $K^+ p$ à 13 GeV/c avec un spectromètre magnétique sur cible de 1 m d' H_2 [20] d'une sensibilité trois fois supérieure à la notre dans le canal $K^+ \pi^+ \pi^- p$. Mentionnons finalement une expérience en chambre à bulles à très haute statistique, d'une sensibilité de l'ordre de 130 événements/ μ b mais à une impulsion de K^- incidents de 4,2 GeV/c donc trop basse pour étudier les processus diffractifs [27].

2 - OBTENTION DES DONNEES

Nous utiliserons la statistique complète de l'expérience $K^- p$ à 14 GeV/c soit 1 300 000 photographies de la chambre à bulles de 2 m du CERN. Celle-ci, remplie d'hydrogène, a été exposée à un faisceau de K^- séparé grâce à un système de cavités radio-fréquence [6]. Depuis le début de la prise de clichés, 8 ans se sont écoulés pendant lesquels 5 séries de photos (run) ont été accumulées. Trois laboratoires ont participé à l'analyse des photos : le Rutherford High Energy Laboratory, le Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique et le Département de Physique des Particules Élémentaires du CEN-Saclay. Ces trois laboratoires, utilisant

quelquefois des systèmes et des critères de mesure différents, sont parvenus indépendamment à des résultats finals compatibles. Nous résumons seulement ici le traitement effectué à Saclay. Le lecteur trouvera de plus amples descriptions dans les nombreuses thèses déjà soutenues dans cette expérience [7 à 11].

Le contenu physique d'une interaction est complètement déterminé par la connaissance du quadri-vecteur impulsion-énergie de chaque particule participant à l'interaction. C'est le but final de la suite d'opérations que nous allons maintenant décrire brièvement :

2.1 Dépouillement des photos

Notre expérience est particulièrement apte à l'étude systématique des effets diffractifs car toutes les topologies observées ont été retenues au dépouillement.

La direction du faisceau incident est définie par la majorité de traces parallèles incidentes et on élimine celles qui en divergent de plus de 5 mrad.

Afin de limiter l'imprécision sur la mesure, opération qui suit celle du dépouillement, seuls sont pris en compte les événements dont l'apex principal et éventuellement l'apex secondaire sont à l'intérieur d'un parallélépipède défini de la façon suivante :

Apex principal	Apex secondaire
$6 < x < 109 \text{ cm}$	$6 < x < 140 \text{ cm}$
$-20 < y < 8 \text{ cm}$	$-22 < y < 10 \text{ cm}$
$-31 < z < -21 \text{ cm}$	$-45 < z < -5 \text{ cm}$

De plus :

$$|x_{\text{Apex sec.}} - x_{\text{Apex prin.}}| > 3 \text{ mm}$$

L'opération de dépouillement consiste alors à repérer la position de l'apex principal, à noter le nombre de traces issues de l'interaction, le nombre de V^0 pointant sur l'apex principal (désintégration Λ , K^0 ou conversion de γ) et le nombre de $V^\pm$ (désintégration $\Sigma^\pm$, $\Xi^\pm$). La plupart des conversions de γ provenant

de la désintégration d'un π^0 et des désintégrations de K ou de π sont éliminées respectivement des catégories V^0 et V^+ par des considérations de cinématique et d'ionisation.

Pour corriger les effets d'optique (superpositions de traces, troubles divers) qui risquent de fausser l'analyse d'un cliché, ce dépouillement est effectué sur 2 vues. Enfin un tel dépouillement est suivi par un second dépouillement indépendant du premier. Quand cela est possible, on décide alors de la topologie de l'événement sinon une troisième vision du cliché résout les alternatives. On atteint ainsi une efficacité de dépouillement supérieure à 99 %.

2.2 Mesure des événements et reconstruction géométrique

L'opération de mesure a pour but de fournir les données nécessaires à la reconstruction géométrique des traces issues d'un apex principal. Elle consiste à repérer, dans un système de coordonnées déterminé par des marques fiducielles et donc fixe par rapport à la chambre à bulles, des points sur chaque trace issue de l'apex principal et éventuellement des apex secondaires.

La reconstruction géométrique de l'événement est alors effectuée par le programme THRESH : celui-ci ajuste les paramètres d'une hélice (rectifiée pour tenir compte du ralentissement dû à l'excitation ou l'ionisation des atomes d' H_2) sur les points de la mesure ; il fournit, au vertex d'interaction, la direction et le rayon de courbure donc l'impulsion de chaque trace, et cela pour chacune des différentes hypothèses de masse considérées.

Des procédés de mesure de plus en plus automatiques ont été utilisés au cours de l'expérience : la mesure manuelle, l'appareil HPD travaillant avec le système "Road Guidance", l'appareil HPD travaillant avec le système "Minimum Guidance". Une description détaillée est donnée dans la référence [8].

2.3 Choix des hypothèses de masse et stockage des informations

L'étape suivante consiste à essayer sur les traces de l'interaction toutes les combinaisons de masse compatibles avec la topologie de cette interaction, avec les lois des interactions fortes et satisfaisant les équations de conservation de l'impulsion-énergie ; c'est le programme GRIND qui gère cette recherche systématique. Dans plus de la moitié

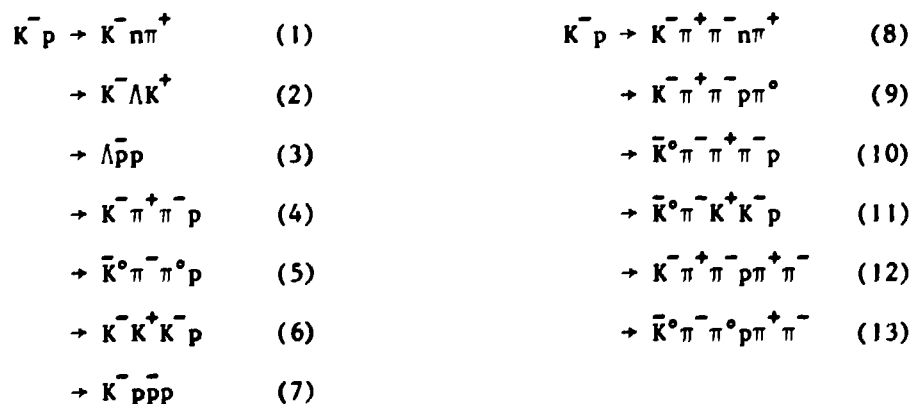
des cas l'ajustement aux équations de conservation ne converge pas, c'est le cas des événements multineutres. Dans les autres cas où l'ajustement converge, à cause d'inévitables erreurs de mesures plusieurs états finals satisfont, avec des probabilités variables, les règles de conservation. Parmi ces derniers le programme JUDGE sélectionne ceux dont l'ionisation calculée est compatible avec l'ionisation estimée lors du dépouillement. Lorsque les traces sont trop rapides et que l'ionisation n'apporte pas de renseignement, un physicien examine les caractéristiques cinématiques et décide de l'hypothèse la plus probable.

Le programme SLICE stocke sur bande magnétique (D.S.T.) la ou les hypothèses finalement retenues et toutes les mesures utiles à l'étude physique en particulier en ce qui concerne l'hypothèse la plus probable.

3 - PURIFICATION DES DONNEES

Indiquons dès maintenant que ce traitement des données fournit des lots relativement purs pour l'étape d'analyse suivante mais qu'il n'est pas impliqué dans le calcul des sections efficaces (§. 4).

Les canaux expérimentalement accessibles et susceptibles de présenter une contribution appréciable au processus de dissociation diffractive, simple ou double, compte tenu des propriétés énumérées dans l'introduction, sont les suivants :



Un grand nombre de ces réactions sont l'objet d'études parallèles [12] et ont été traitées en détail dans d'autres thèses ou publications [7 à 13]. Nous rappellerons simplement les règles générales de traitement adoptées (§ 3.1) et nous illustrerons ensuite les méthodes sur les 4 réactions suivantes : $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$, $K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$ et $\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ (§ 3.2).

3.1 Règles générales de traitement des données

- L'hypothèse à 4 contraintes est légèrement favorisée par rapport à l'hypothèse à 1 contrainte.
- Le choix de la probabilité la plus grande sélectionne l'hypothèse correcte lorsqu'il y a ambiguïté par permutation entre 2 hypothèses de même contrainte.
- Il faut être conscient que le choix de la probabilité la plus grande pour résoudre l'ambiguïté (autre que par permutation) entre 2 hypothèses de même contrainte risque, dans le cas où les 2 réactions en compétition ont des sections efficaces très différentes, de défavoriser la réaction minoritaire.
- Des coupures en masse manquante carrée et probabilité réduisent efficacement la contamination par des réactions à une particule neutre supplémentaire.
- Il est clair que les systèmes diffractifs baryoniques font intervenir des traces plutôt lentes dans le système du laboratoire, donc susceptibles d'être reconnues à leur ionisation, minimisant ainsi les ambiguïtés ; la connaissance de l'ionisation n'est par contre d'aucune utilité dans les réactions où intervient la fragmentation du K^- ; la pureté des lots dépend alors essentiellement de la qualité des mesures et ajustements cinématiques.

3.2 Traitement des réactions (12), (8), (9) et (13)

a) Contamination par des réactions moins contraintes

Dans une première phase on réduit les contaminations par des coupures en MM^2 , $P(\chi^2)$; dans une deuxième phase on estime les contaminations résiduelles et on les élimine, si possible, grâce à des critères physiques comme la présence de résonances étroites.

Les calculs [14] montrent que la distribution de masse manquante carrée d'un ajustement à 1 contrainte est centrée sur la masse carrée de la particule manquante et est symétrique par rapport à cette valeur centrale lorsque la contamination est nulle ; ils montrent de même que, dans le cas d'un ajustement à 4 contraintes, cette distribution est disymétrique en faveur des masses manquantes carrées négatives. D'autre part l'on s'attend, dans les 2 cas, à ce que la distribution en probabilité $P(\chi^2)$ soit uniforme si les

hypothèses choisies sont légitimes et si les erreurs de mesure sont correctement évaluées dans le programme de reconstruction géométrique.

La figure 1 abcd permet de comparer les distributions de masse manquante carrée (MM^2) des 4 canaux $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$ (12), $K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$ (8), $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$ (9) et $\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ (13).

La pureté du lot (12) et la qualité des mesures s'expriment par la faible largeur à mi-hauteur ne dépassant pas $0,004 \text{ GeV}^2$. Le spectre est conforme aux prédictions précédentes. Dans ces conditions, toute coupure s'avère inutile. Dans ce qui suit nous travaillons donc avec le lot complet de 2659 événements du type (12).

Les 3 autres distributions, de largeur à mi-hauteur de $0,4 - 0,06$ et $0,06 \text{ GeV}^2$ illustrent la plus grande dispersion de valeurs de MM^2 lorsque la particule manquante est plus massive. Enfin l'excès d'événements dû à la contamination des lots par des réactions comportant plusieurs particules neutres se manifeste ici aux hautes masses manquantes carrées ; il est particulièrement visible dans l'hypothèse d'un neutron manquant où un π^0 supplémentaire est susceptible de former un état étroit (le Δ^0) avec le neutron et de masse relativement proche de la masse du neutron manquant, donc plus difficilement séparable par coupure en masse manquante carrée.

Les distributions de probabilité des 4 canaux (Figure 2) sont voisines. La légère remontée à haute probabilité est due à des événements légitimes dont l'erreur de mesure est surestimée parce qu'ils étaient facilement mesurables. Par contre le pic à basse probabilité comporte 2 sortes d'événements :

- ceux dont l'ajustement est difficile alors qu'il y a eu une erreur de pointé à la mesure (cassure non visible sur une trace, confusion de traces), ceux-ci sont des événements légitimes malgré leur faible probabilité ;
- ceux dont l'ajustement est difficile à réaliser parce qu'on leur a attribué une hypothèse incorrecte ; ce sont alors soit des multineutres, soit une autre hypothèse de même contrainte que celle qui a été choisie ; ceux là ne sont pas légitimes. C'est cette contribution que l'on tente de minimiser en imposant une coupure en probabilité aux ajustements à 1 contrainte. Les ajustements à 4 contraintes sont considérés comme fiables, c'est-à-dire qu'ils tombent dans la première éventualité à basse probabilité.

La deuxième éventualité est clairement vérifiée sur la figure 1b où l'histogramme en pointillé représente la masse manquante carrée lorsque la probabilité est supérieure à 10 %. L'effet est moins clair pour les canaux à π^0 manquant où le pic est relativement moins élevé par rapport à la moyenne de $P(\chi^2)$ et où la première éventualité est peut-être plus probable.

Remarquons enfin que la présence du $\bar{K}^0$ avec sa désintégration ajoute des contraintes à l'ajustement (13) et supprime l'ambiguïté $K^- \leftrightarrow \pi^-$ présente dans les réactions (8), (9) et (12).

De toute façon nous avons voulu réduire le doute sur les hypothèses choisies en opérant les coupures suivantes :

Canal	Coupures	Nombre d'événements
$K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$ (8)	$0,4 < M^2 < 1,16 \text{ GeV}^2$ $P(\chi^2) > 10 \%$	5124
$K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$ (9)	$-0,036 < M^2 < 0,076 \text{ GeV}^2$ $P(\chi^2) > 6 \%$	11773
$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ (13)	$-0,06 < M^2 < 0,1 \text{ GeV}^2$ $P(\chi^2) > 5 \%$	3208

Tableau 1

Ces coupures laissent des asymétries assez faibles pour être tolérées d'autant plus que la condition de symétrie de la masse manquante carrée est nécessaire mais pas suffisante ; elle peut résulter de disymétries compensées ; mais la statistique de notre expérience ne se prête pas à une étude plus détaillée à ce sujet.

Désormais, les événements traités dans ces canaux satisfont à ces coupures.

b) Résolution des ambiguïtés entre hypothèses de même classe de contraintes

Après coupures en MM^2 et $P(\chi^2)$ définies dans le tableau 1 et effectuées sur l'hypothèse la plus probable, subsistent les ambiguïtés des ajustements 1C entre eux et 4C entre eux. Ce sont celles-ci que nous allons maintenant estimer.

Nous convenons d'appeler hypothèse ambiguë avec l'hypothèse la plus probable, une hypothèse compatible avec l'ionisation et dont la probabilité de χ^2 est dans un rapport supérieur ou égal à 1/3 avec la probabilité maximum qui est celle de l'ajustement choisi a priori. Dans le cas où existent plusieurs hypothèses ambiguës avec la plus probable, nous ne considérons, parmi celles-ci, que la plus probable.

Le bilan de ces ambiguïtés résiduelles est donné dans les 2 tableaux suivants :

Hypothèse choisie Hypothèse ambiguë	$K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$ (8)	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ (9)
Non ambigu	47 %	66 %
$K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$	40 % ($K^- \leftrightarrow \pi^-$)	1 %
$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^- p$ nv	10 %	15 %
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$	3 %	17,5 % ($K^- \leftrightarrow \pi^-$) 0,5 % ($p \leftrightarrow \pi^+$)

Tableau 2

Hypothèse choisie Hypothèse ambiguë	$K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$ (12)	$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ (13)
Non ambigu	61 %	95 %
Ambigus par permutation	31 % ($K^- \leftrightarrow \pi^-$) 3 % ($p \leftrightarrow \pi^+$)	3 % ($p \leftrightarrow \pi^+$)
Autres ambigus	5 % avec $K^- K^+ \pi^- p \pi^+ K^-$	2 % avec $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- n$

Tableau 3

Que les hypothèses à 6 corps soient peu ambiguës avec d'autres hypothèses n'est pas pour nous étonner car l'ajustement est très contraint soit par les 4 équations de conservation au vertex principal (12) soit par la présence de la désintégration du $\bar{K}^0$ (13). De plus, la multiplicité étant importante, les particules ne sont pas très rapides en général ce qui permet une plus grande précision dans la mesure des traces.

Le grand nombre de non ambigus du canal (9) s'explique par la sévérité de la coupure en masse manquante carrée appliquée à ce canal.

En ce qui concerne les ambigus par permutations, la majeure partie fait intervenir l'ambiguïté $K^- \leftrightarrow \pi^-$; nous négligerons l'ambiguïté $p \leftrightarrow \pi^+$ faible car le proton, le plus souvent lent, est signé par son ionisation.

L'ambiguïté $K^- \leftrightarrow \pi^-$ est réduite si l'on se restreint à des sous-canaux où une des particules, le K^- ou le π^- , est un produit de désintégration d'une résonance étroite. On considère en effet que la présence, dans une réaction, d'un pic étroit de $\bar{K}_{892}^*$, ϕ , ω ou Λ_{1520} signe une trace négative en tant que K^- ou π^- . C'est ce qui se passe lorsqu'on étudie plus loin la double dissociation diffractive dans les canaux (8) et (12) et la simple dissociation du K^- ou du p en $K\omega$ ou $p\omega$ dans le canal (9). Remarquons finalement qu'à l'intérieur du système diffractif ($K^-\pi^+\pi^-$), le K^- et le π^- ont une grande impulsion devant leurs masses respectives et l'éventuelle présence d'ambigus ne perturbe que peu la masse effective du système diffractif. Il est clair, par contre, qu'elle peut modifier les distributions angulaires de désintégration de ce système.

Cependant nous avons cherché à récupérer les événements de la réaction (8) où le choix par la probabilité la plus grande n'aurait pas désigné la permutation légitime. Ceci a été fait dans le but de disposer d'un lot non biaisé et d'une statistique meilleure pour mettre en évidence le phénomène de double dissociation dans ce canal. De même ceci illustre bien les limites de validité de la méthode du choix de l'hypothèse la plus probable. Expliquons comment nous avons procédé :

Si dans un premier temps, l'on fait confiance à l'ajustement choisi par GRIND et JUDGE, c'est-à-dire si l'on accepte comme interprétation correcte l'ajustement $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ le plus probable, le spectre de masse effective ($K^-\pi^+$)

indique un très net $\bar{K}_{892}^{*0}$ (Figure 3a). On peut donc considérer que la présence du K^* signe la trace négative en tant que K^- si la masse effective $(K^- \pi^+)$ est dans l'intervalle (0,84 - 0,96) GeV. Par contre, en dehors de cet intervalle, le K^- n'est pas considéré comme signé quoique légèrement favorisé par la probabilité de l'ajustement. Mais pour des probabilités voisines pour les 2 permutations, le critère de la probabilité supérieure est très faiblement sélectif et le choix de l'hypothèse la plus probable est presque aléatoire. Qu'il en est bien ainsi nous le testons de la façon suivante :

Soit $i = 1$ ou 2 , l'indice identifiant les deux π^+ de l'état final.

La permutation porte sur les 2 traces négatives que j'appelle N_1 et N_2 . Dans l'hypothèse choisie, N_1 est associée à la masse d'un kaon K_C^- , N_2 est associée à la masse d'un pion π_C^- et la tri-impulsion des 2 traces est celle qui a été ajustée dans ce cas. Dans l'hypothèse permutée, N_1 est associée à la masse d'un pion π_p^- et à la tri-impulsion mesurée de cette trace, N_2 est associée à la masse d'un kaon K_p^- et à la tri-impulsion mesurée de la trace N_2 .

Soit K_C^{*0} l'ensemble des événements de l'hypothèse choisie satisfaisant la condition $0,84 < M(K_C^- \pi_i^+) < 0,96$ GeV, $i = 1$ (ou) 2

Soit K_p^{*0} l'ensemble des événements de l'hypothèse permutée excluant K_C^{*0} par la condition

$M(K_C^- \pi_i^+) < 0,84$ GeV ou $M(K_C^- \pi_i^+) > 0,96$ GeV, $i = 1$ et 2
et satisfaisant la condition
 $0,86 < M(K_p^- \pi_i^+) < 0,94$ GeV, $i = 1$ (ou) 2 .

La figure 3b montre la distribution de masse effective $\{(K_p^- \pi_i^+), i = 1 \text{ et } 2\}$ lorsqu'on se trouve en dehors de la région K_C^{*0} précédemment définie. Effectivement un joli signal de K_p^{*0} se développe dans l'ajustement permuté (celui de probabilité plus faible), légitimant alors ces événements permutés. Cependant avant d'adopter ce critère de sélection, il convient de s'assurer de quelques précautions :

En effet si l'on examine la nature des événements K_p^{*0} , on s'aperçoit qu'ils coïncident avec ceux qui dans l'hypothèse inverse (la plus probable) sont dans l'intervalle $\pi^+ \pi^-$ du ρ (0,68 - 0,82 GeV) (Figure 3b pointillée). On peut alors se demander dans quelle mesure le K_p^{*0} et le ρ ne sont pas une réflexion

l'un de l'autre ; on montre en effet qu'un K_{892}^* dans l'hypothèse choisie simule très bien un ρ_{770} dans l'hypothèse permutée. La figure 3c montre la masse effective $(\pi_p^- \pi_i^+)$; la région K_p^* a été éliminée et un beau signal de ρ apparaît bien centré et avec une largeur correcte (trait plein) ; cependant si, parmi ces événements, on rejette ceux qui appartiennent à la région K_c^* (trait pointillé), le signal disparaît ; il était donc simulé par le K_{892}^* dans l'hypothèse choisie. Inversement des calculs cinématiques montrent qu'un ρ ne peut simuler qu'un signal très large en masse $K\pi$ et déplacé vers les grandes masses ce qui n'est pas le cas du K_c^* .

Ainsi notre lot final d'événements $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^+$ de la réaction (8) se compose de 1837 K_c^* , de 357 K_p^* et de tous les événements qui ne se placent jamais dans une bande autour du K_{892}^* ni pour l'un ni pour l'autre des 2 ajustements permutés. (Sur les 1837 K_c^* , 147 ont la possibilité de former un K^* soit avec l'un soit avec l'autre π^+ et sur les 357 K_p^* , 18).

L'ambiguïté des canaux (8) et (9) avec l'hypothèse $\bar{K}_{nv}^0 \pi^+ \pi^- p$ est également réduite dès que l'on se restreint à des sous canaux contenant une résonance.

4 - SECTIONS EFFICACES DES CANAUX UTILISES

De façon générale, la section efficace σ d'un canal est donnée en μb par l'expression :

$$\sigma = \frac{N \cdot \epsilon}{s}$$

où N est le nombre d'événements sur D.S.T. éventuellement pondéré par un facteur de visibilité lorsqu'on traite un canal avec V^0 vu ;

ϵ est un facteur correctif tenant compte de l'efficacité de dépouillement et éventuellement des rapports de branchement $\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}_s^0$ (50 %) et $\bar{K}_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (68,7 %) ;

s est la sensibilité de l'expérience pour la topologie correspondant au canal considéré qui tient compte des taux de passage des différentes topologies dans le système de traitement des mesures et que l'on normalise finalement à la section efficace totale $\bar{K}^- p$ de $21,5 \pm 0,2$ mb à 14,3 GeV/c [15].

Nous n'avons fait intervenir dans le calcul des sections efficaces que les événements des lots 1, 2, 3 et 4 dépouillés à Saclay. ϵ et s sont spécifiques de ces lots là.

Il s'agit alors de bien estimer le nombre N , c'est-à-dire d'effectuer un comptage statistiquement correct d'une hypothèse. Ainsi les ambigus par permutation qui sont les plus nombreux pour les ajustements à 4 contraintes ne sont pas gênants et l'on prend en compte le nombre total N d'événements sur D.S.T. C'est ce que nous avons fait pour le canal (12).

En ce qui concerne les ajustements à 1 contrainte, le comptage est beaucoup moins facile à cause de la contamination par les ajustements 1C ambigus qui ne concurrençaient pas les ajustements 4C. Nous avons alors employé une méthode de symétrisation appliquée à la distribution $Y = \frac{MM^2 - M_m^2}{\Delta MM^2}$ où

MM^2 est la masse manquante carrée

M_m^2 est la masse carrée de la particule manquante dans l'hypothèse traitée

ΔMM^2 est l'erreur sur MM^2 .

Cette méthode suppose que tous les événements tels que $Y < 0$ sont légitimes ; il est clair que les ambigus multineutres peuplent de préférence la région $Y > 0$ et nous avons vérifié sur le canal $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ que ses ambigus $\bar{K}^0_{nv} \pi^- \pi^+ \pi^- p$ peuplaient également surtout la région $Y > 0$. Elle consiste à considérer pour la section efficace le nombre N , double du nombre d'événements peuplant la région $Y < 0$. Cette méthode a été appliquée aux canaux (1), (5), (8) et (13).

En ce qui concerne le canal (9) nous avons déjà exprimé le risque d'englober de nombreux multineutres indiscernables. En plus, il est le plus souvent ambigu avec l'hypothèse $\bar{K}^0_{nv} \pi^- \pi^+ \pi^- p$ où le $\bar{K}^0$ n'est pas vu. Nous avons adopté une autre méthode : la section efficace du canal $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^- p$, pondérée par

la visibilité du $\bar{K}^0$ est facilement calculable. On en déduit aisément la section efficace du canal global $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^- p$ dont la différence avec la première prédit la section efficace du canal $\bar{K}^0_{nv} \pi^+ \pi^- \pi^- p$ où le $\bar{K}^0$ n'est pas vu soit parce que c'est un K^0_L soit parce que c'est un $\bar{K}^0_S$ se désintégrant en $\pi^0 \pi^0$ ou en $\pi^+ \pi^-$ en dehors du

volume fiduciel. Nous calculons ensuite les sections efficaces expérimentales des canaux $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0 \text{exp}$ et $\bar{K}_{nv}^0 \pi^+ \pi^- \pi^- p \text{exp}$. Si on retranche à la somme de ces 2 dernières la section efficace prédite pour $\bar{K}_{nv}^0 \pi^+ \pi^- \pi^- p$, on obtient la section efficace correcte pour $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$.

Finalement la perte d'événements au dépouillement, due aux protons courts, a été corrigée en ce qui concerne le canal $K^- \pi^+ \pi^- p$; les autres canaux ont une masse manquante au proton assez grande pour que le transfert proton-proton induise une trace plus longue donc une perte négligeable.

La compilation de toutes les sections efficaces est donnée dans le tableau 4. Celles-ci nous serviront de normalisation lors du calcul des sections efficaces de production des systèmes diffractifs.

	Canal	Section efficace
(1)	$K^- n \pi^+$	330 ± 40
(2)	$K^- \Lambda K^+$	12 ± 2
(3)	$\Lambda p \bar{p}$	11 ± 2
(4)	$K^- \pi^+ \pi^- p$	790 ± 30
(5)	$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$	620 ± 30
(6)	$K^- K^+ K^- p$	28 ± 3
(7)	$K^- p \bar{p} p$	4 ± 1
(8)	$K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$	355 ± 30
(9)	$K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$	1013 ± 100
(10)	$\bar{K}^0 \pi^- \pi^+ \pi^- p$	219 ± 10
(11)	$\bar{K}^0 \pi^- K^+ K^- p$	28 ± 5
(12)	$K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$	208 ± 10
(13)	$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$	571 ± 30

Tableau 4

Chapitre II

RECHERCHE D'ÉTATS FINALS À TROIS CORPS

Nous nous limitons, dans ce travail, aux dissociations diffractives en deux corps pour plusieurs raisons :

D'abord il est bien connu, d'après les études antérieures [16] que la majeure partie de la section efficace de dissociation diffractive $K^{\pm} \rightarrow K^{\pm} \pi^+ \pi^-$ ou $\pi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$ provient des fragmentations $K^{\pm} \rightarrow K_{892}^{\pm} \pi$, $K_{1420}^{\pm} \pi$ ou $\pi \rho$, πf . On peut donc penser qu'il en est de même pour les dissociations diffractives que nous allons étudier.

Ensuite le processus de dissociation diffractive en deux corps, a priori plus simple, est plus apte à être interprété théoriquement dans le cadre de modèles tels que le modèle de Deck qui sont clairement plus précis et contraignants dans le cas d'états finals à trois particules et deviennent de plus en plus vague quand la multiplicité augmente.

Enfin il existe une méthode d'analyse déjà employée avec succès pour les fragmentations $\pi \rightarrow \pi \pi \pi$, $K \rightarrow K \pi \pi$, $K \rightarrow K K K$, $N \rightarrow N \pi \pi$ qui est l'analyse en ondes partielles dite d'Ascoli [17 à 27]. Cette méthode est basée sur l'hypothèse que ces fragmentations en 3 particules sont bien représentées par une superposition de fragmentations en 2 corps ou quasi-deux corps et les résultats de cette analyse confirment cette hypothèse.

Précisons qu'une analyse d'Ascoli nécessite une statistique importante, qu'elle n'est relativement simple que lorsque les particules du système étudié sont de spin zéro et qu'enfin plus on s'éloigne du seuil cinématique du système, plus l'analyse est sensible au nombre d'ondes partielles introduites.

En ce qui concerne les systèmes $K^{\pm} \pi^+ \pi^-$ et $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$, l'analyse d'Ascoli en a été faite par nos collaborateurs [18] à 14,3 GeV/c, par la collaboration

ABCLV sur les données de 10 et 16 GeV/c [19] et par l'ensemble des 2 collaborations sur les données cumulées. G.W. Brandenburg et al. ont également effectué l'analyse des systèmes $K^+ \pi^+ \pi^-$ à 13 GeV/c [20].

L'analyse d'Ascoli du système $p \pi^+ \pi^-$ a été effectuée à 12 et 24 GeV/c par la collaboration Bonn-Hambourg-Munich [25] et par le groupe d'Aix-la-Chapelle sur les données cumulées de 10, 14,3 et 16 GeV/c [26].

Les systèmes $K^- K^+ K^-$ et $K^+ \omega$ ont été traités par cette même méthode à 8,25, 10 et 16 GeV/c par les collaborations ABCLV et BBCMS [22 à 24].

Notre méthode est plus qualitative mais elle est systématiquement applicable à tous les systèmes diffractifs. Il est clair que le but de notre recherche est tout à fait différent ; nous n'avons pas l'ambition de déterminer les états de spin-parité de ces systèmes mais de mettre en relief leurs caractéristiques systématiques.

Nous nous proposons donc, dans ce chapitre, de réduire les états finals (1) à (13) mentionnés au chapitre I, §.3 à des sous-états à 3 ou 4 corps en y recherchant la présence de résonances.

1 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LES REACTIONS $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ (4) et $\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ (5)

1.1 $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ (4)

Nous comptons 17 745 événements $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ à 14,3 GeV/c.

Les figures 4, 5, 6 a) représentent respectivement les masses effectives $K^- \pi^+$, $p \pi^+$ et $\pi^+ \pi^-$ sans aucune coupure. Les signaux de $\bar{K}_{892}^{*0}$ et de Δ_{1232}^{++} sont extrêmement forts. Les signaux de $\bar{K}_{1420}^{*0}$ et de ρ_{770}^0 surmontent un fond important. Enfin seul un épaulement signale le f_{1270} et le $\bar{K}_{1780}^{*0}$. La réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ contient donc un certain nombre de réactions à 3 corps que dans un premier temps on peut définir par une condition sur la masse effective de 2 particules :

Région	Condition	Etat final à 3 corps
1	$0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96 \text{ GeV}$	" $\bar{K}_{892}^0 \pi^- p$ "
2	$M(p \pi^+) < 1,34 \text{ GeV}$	" $K^- \pi^- \Delta^{++}$ "
3	$1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52 \text{ GeV}$	" $\bar{K}_{1420}^0 \pi^- p$ "
4	$0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83 \text{ GeV}$	" $K^- \rho^0 p$ "
5	$1,16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,36 \text{ GeV}$	" $K^- f p$ "

Tableau 5

Ces différentes limites sont indiquées par des pointillés sur les histogrammes correspondants.

Nous ne montrons pas la masse effective ($p\pi^-$) qui conduirait à définir la réaction " $K^- \pi^+ \Delta^0$ ". En effet expérimentalement le signal de Δ^0 dans le mode $p\pi^-$ est beaucoup moins marqué que celui de Δ^{++} dans le mode $p\pi^+$; de plus, les systèmes ($\Delta^{++} \pi^-$) et ($\Delta^0 \pi^+$) se recouvrent cinématiquement très fortement ce qui rend impossible l'obtention d'un lot non biaisé de $K^- \pi^+ \Delta^0$. Remarquons enfin que l'hypothèse de production diffractive du système $\Delta\pi$ avec un isospin 1/2 conduit à une production 9 fois plus petite de $\Delta^0 \pi^+ \rightarrow p\pi^-$ que de $\Delta^{++} \pi^- \rightarrow p\pi^+$. De même, les résonances N_{1520}^* , N_{1700}^* étant difficiles à séparer, nous ne les étudions pas.

Précisons d'autre part que la distribution de masse effective $K^- p$ de l'état final $K^- \pi^+ \pi^- p$ présente aucun signal.

Il s'agit maintenant de réduire le plus possible les contaminations des différentes régions définies plus haut, d'estimer les fonds et pertes éventuels.

Nous allons d'abord montrer que les signaux faibles comme le ρ ou le f ressortent mieux si l'on élimine de l'état final $K^- \pi^+ \pi^- p$ les 2 effets dominants, le K_{892}^0 et le Δ^{++} . En effet les régions définies dans le tableau 5 se recouvrent cinématiquement comme le montre le tableau 6.

	" $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ "	" $K^- \pi^- \Delta^{++}$ "	" $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ "	" $K^- \rho^0 p$ "	" $K^- f p$ "
" $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ "		542	0	1074	263
" $K^- \pi^- \Delta^{++}$ "	542		601	614	230
" $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ "	0	601		300	141
" $K^- \rho^0 p$ "	1074	614	300		0
" $K^- f p$ "	263	230	141	0	
Total	6006	4941	1892	3057	1014

Tableau 6

Nombre d'événements appartenant aux régions cinématiques définies au tableau 5.

Chaque colonne et chaque ligne correspond à une région. A l'intersection d'une ligne et d'une colonne on lit le nombre d'événements qui peuplent l'intersection cinématique des deux régions. La dernière ligne indique, dans chaque colonne, le nombre total d'événements de la région correspondante. Il s'agit maintenant de résoudre l'ambiguïté de chacune des intersections. Il est en effet essentiel pour la suite de ce travail de bien séparer ces cinq régions. Pour cela nous procédons de la façon suivante : nous nous plaçons cinématiquement dans la région à séparer et là nous étudions les spectres de masse effective qui peuvent révéler une certaine contamination par une autre région. Des fonds ont été tracés à la main suivant l'allure générale de l'histogramme. On y reconnaît éventuellement la réflexion des distributions angulaires des résonances dominantes.

Le tracé de ces fonds permet d'estimer la contamination de chaque région par les autres. On décide alors s'il est indispensable d'éliminer certaines bandes de masse pour purifier le lot étudié. Il est clair que les calculs de sections efficaces devront être corrigés des événements contaminants, en léger excès, et des événements légitimes perdus dans les coupures.

a) Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$

Le taux de contamination de la région 1 par " $K^- \pi^- \Delta^{++}$ ", " $K^- \rho^0 p$ " et " $K^- f p$ " se déduit des distributions de masse effective ($p\pi^+$) et ($\pi^+\pi^-$). La structure à 2 bosses du fond tracé à la main dans la masse ($p\pi^+$) reflète la distribution angulaire en $\cos^2\theta$ de désintégration du K_{892}^{*0} .

La présence de Δ^{++} se signale par un rehaussement de la distribution de masse $p\pi^+$ à 1,23 GeV (Fig. 7a). A partir du fond tracé sur la figure 7a, on estime que la bande de masse définie par $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV est composée de 46 % de " $K^- \pi^- \Delta^{++}$ "; les 54 % restants sont en majorité des " $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ " légitimes, avec une faible contamination résiduelle de ρ ou de f ; cette dernière contamination ne peut pas être éliminée mais l'on doit l'estimer et en tenir compte dans le calcul des sections efficaces.

Le signal de ρ^0 (Fig. 7b) est déplacé par rapport à sa valeur de définition vers les basses masses. Ceci se comprend lorsqu'on regarde la forte pente négative du fond sur lequel s'appuie le signal. Les événements correspondant au centre du ρ sont dans la bande pointillée. Dans cette bande de masse définie par $0,70 < M(\pi^+\pi^-) < 0,83$ GeV, nous estimons que 25 % seulement des événements font partie du signal de ρ .

Enfin aucun signal de f n'apparaît; l'intersection des régions (" $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ ") et (" $K^- f p$ ") n'a qu'une origine cinématique.

Nous décidons donc, pour purifier le lot d'événements correspondant à $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ d'éliminer la contamination due au Δ^{++} en supprimant la bande de masse définie par $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV. Cette nouvelle réaction est définie dans le tableau 9; elle groupe 5464 événements. Il subsiste naturellement encore un fond sous le $\bar{K}_{892}^{*0}$ dû vraisemblablement au ρ . Il est de l'ordre de 20 % d'après la figure 4b; nous reviendrons sur ce point lors de la détermination des sections efficaces des systèmes diffractifs.

b) Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$

La figure 8 présente les masses effectives ($\pi^+\pi^-$) et ($K^-\pi^+$) de la région " $K^- \pi^- \Delta^{++}$ ". Les fonds sont à nouveau tracés à la main; on distingue un

faible signal de ρ (fig. 8a), un signal plus marqué de $\bar{K}_{1420}^{*0}$ (fig. 8b) et enfin un important signal de $\bar{K}_{892}^{*0}$ (fig. 8b). Si on définit ces 3 derniers signaux par les bandes de masse qui intervenaient dans le tableau 5, on estime que ces différentes bandes sont respectivement contaminées à 14 % par le ρ , à 17 % par le $\bar{K}_{1420}^{*0}$ et à 57 % par le $\bar{K}_{892}^{*0}$. C'est seulement cette dernière contamination que l'on supprime en éliminant la bande de masse correspondante, définissant ainsi la réaction purifiée $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- \pi^- \Delta^{++}$ dans le tableau 9. Précisons qu'aucun signal résonnant n'apparaît dans la distribution de masse effective ($p\pi^-$) des candidats " $\bar{K}^- \pi^- \Delta^{++}$ ". Dans le lot d'événements ainsi purifié, candidats à la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- \pi^- \Delta^{++}$, subsiste naturellement encore un fond sous le Δ^{++} estimé à 20 % à partir de la figure 5b dû au $\bar{K}_{1420}^{*0}$ et ρ résiduels et aux ondes partielles $N\pi$ non résonnantes.

c) Séparation de la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$

La distribution de masse effective ($p\pi^+$) (fig. 9a) des candidats à l'hypothèse $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ indique une forte contamination par Δ^{++} . La structure du fond à 2 bosses reflète la distribution angulaire de désintégration du $\bar{K}_{1420}^{*0}$.

Le fond, dans la distribution de masse effective ($\pi^+ \pi^-$) (fig. 9b), laisse apparaître un signal de ρ mieux centré que pour les candidats à l'hypothèse $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ (fig. 7b).

Dans les bandes de masse ($p\pi^+$), et ($\pi^+ \pi^-$) définissant le Δ^{++} et le ρ comme indiqué dans le tableau 5, la contamination des événements candidats $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ est estimée respectivement à 79 % par le Δ^{++} et 25 % par le ρ . Il est donc indispensable d'éliminer la bande correspondant au Δ^{++} pour définir un état $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ purifié (tableau 9). Il reste néanmoins, dans ce lot purifié de candidats $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$, un fond sous le $\bar{K}_{1420}^{*0}$ estimé à 40 % d'après la figure 4b.

d) Séparation des réactions $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^0 \rho^+ p$ et $\bar{K}^- f p$

Les deux régions " $\bar{K}^0 \rho^+ p$ " et " $\bar{K}^- f p$ " sont les plus contaminées, comme on peut s'y attendre au vu de la faiblesse des signaux de ρ^0 et de f (fig. 6a) et comme on le voit plus en détail sur les figures 10 et 11 : les distributions de masse effective ($p\pi^+$) et ($\bar{K}^- \pi^+$) présentent de très forts signaux de Δ^{++} , de $\bar{K}_{892}^{*0}$ et même de $\bar{K}_{1420}^{*0}$ à l'intérieur de chacune de ces 2 régions. Les estimations

des contaminations dans les bandes définies ainsi qu'il a été étudié pour les régions 1, 2 et 3 sont comparées dans le tableau 7 :

Contamination	Région " $K^- \rho^0 p$ "	Region " $K^- f p$ "
de la bande $\bar{K}_{892}^{*0}$ en résonance $\bar{K}_{892}^{*0}$	82 %	79 %
de la bande Δ^{++} en résonance Δ^{++}	68 %	64 %
de la bande $\bar{K}_{1420}^{*0}$ en résonance $\bar{K}_{1420}^{*0}$	38 %	45 %

Tableau 7

Dans ce tableau, les définitions de $\bar{K}_{892}^{*0}$, Δ^{++} et $\bar{K}_{1420}^{*0}$ sont les mêmes que dans le tableau 5.

Ceci nous amène à effectuer les coupures en masse ($K^- \pi^+$) et ($p \pi^+$) indiquées dans le tableau 9 pour définir des lots purifiés de $K^- \rho^0 p$ et $K^- f p$.

Remarquons que l'énorme contamination par le $\bar{K}_{892}^{*0}$ nous a conduit à éliminer une bande en masse ($K^- \pi^+$) un peu plus large que celle qui définit la région 1. Naturellement cette coupure élimine une part importante des fonds sous le ρ^0 et le f qui maintenant ressortent bien mieux comme on le voit sur la figure 6b. Mais si l'élimination de ces contaminations est nécessaire pour purifier le lot d'événements $K^- \rho^0 p$ et $K^- f p$, elle entraîne cependant des biais importants et ceci en particulier pour $K^- \rho^0 p$. En effet il est bien connu [18] qu'il y a un recouvrement dynamique très important entre les 2 fragmentations $K \rightarrow K \rho$ et $K \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi$.

Donc toute conclusion que l'on pourra tirer de l'étude de l'état $K^- \rho^0 p$ ne peut être que très qualitative à notre niveau. Nous reviendrons sur cette question ultérieurement.

1.2 $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ (5)

Une étude analogue à la précédente s'applique à cette réaction. Nous ne la détaillerons pas car cette réaction a déjà été examinée avec attention par

nos collaborateurs [7, 18] . Ce canal nous intéresse uniquement dans le sens où il contient un beau signal de ρ^- (fig. 28a). Indiquons simplement que l'état final à 3 corps $\bar{K}^0 \rho^- p$ est obtenu en éliminant les contributions de $\bar{K}_{892}^{*0}$ et de $\bar{K}_{1420}^{*0}$ et en définissant une région du ρ^- dans la masse effective $\pi^- \pi^0$. Toutes les coupures sont définies dans le tableau 9.

2 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- K^+ K^- p$ (6)

Nous comptons 675 événements du type $K^- p \rightarrow K^- K^+ K^- p$. Les deux seuls états à trois corps non exotiques de cette réaction sont obtenus en groupant un des deux K^- soit avec le K^+ soit avec le proton. Les distributions de masse effective $(K^- K^+)$ et $(K^- p)$, avec 2 combinaisons par événement à cause de la présence de deux K^- , sont portées sur les figures 12a,b. Le signal dominant est celui du ϕ_{1020} suivi d'un faible signal de f'_{1514} . Malgré cette forte contribution du ϕ , apparaissent sur la figure 12b des signaux de Λ_{1520} , de Λ_{1815} ou Σ_{1765} difficiles à discerner l'un de l'autre, et de Λ_{2100} . Nous ne traitons par la suite que le premier signal car les autres sont assis sur un trop gros fond et la statistique de ce canal est trop faible pour pouvoir les estimer avec précision. Nous nous limitons donc au Λ_{1520} qui est assis sur un fond de 20 % environ. Pour plus de clarté, nous définissons les sous-réactions " $K_1^- \phi_2 p$ ", " $K_2^- \phi_1 p$ ", " $K_1^- f'_2 p$ ", " $K_2^- f'_1 p$ ", " $K_1^- \Lambda_2 K^+$ ", " $K_2^- \Lambda_1 K^+$ "; les 2 K^- sont repérés par l'indice i égal à 1 ou 2. Le ϕ , le f' et le Λ sont définis par les conditions suivantes :

$$\phi \rightarrow 1,01 < M(K^+ K^-) < 1,03 \text{ GeV}$$

$$f' \rightarrow 1,48 < M(K^+ K^-) < 1,56 \text{ GeV}$$

$$\Lambda \rightarrow 1,48 < M(K^- p) < 1,56 \text{ GeV}$$

Ces différentes régions se recouvrent cinématiquement comme indiqué dans le tableau 8.

	" $K_1^- \phi_2 p$ "	" $K_2^- \phi_1 p$ "	" $K_1^- f'_2 p$ "	" $K_2^- f'_1 p$ "	" $K_1^- \Lambda_2 K^+$ "	" $K_2^- \Lambda_1 K^+$ "
" $K_1^- \phi_2 p$ "		9	0	6	1	7
" $K_2^- \phi_1 p$ "	9		4	0	3	0
" $K_1^- f'_2 p$ "	0	4		3	1	0
" $K_2^- f'_1 p$ "	6	0	3		2	0
" $K_1^- \Lambda_2 K^+$ "	1	3	1	2		0
" $K_2^- \Lambda_1 K^+$ "	7	0	0	0	0	
Total	125	146	32	47	26	29
	262 " $K^- \phi p$ "		76 " $K^- f' p$ "		55 " $K^- \Lambda_{1520} K^+$ "	

Tableau 8

Tous ces recouvrements sont faibles mais nous rehaussons le signal de f'_i si nous éliminons les événements qui simultanément sont dans la région " $K^- \phi_j p$ " ($j \neq i$) car ceux-ci contribuent à un fond important sous le f' comme le montre la comparaison des figures 12a et 12c. Les événements " $K \phi p$ " contribuent aussi au fond à haute masse $K^- p$. Si nous l'éliminons nous mettons en valeur le signal de Λ_{1520} comme le montre la figure 12d.

Il arrive que les 2 K^- forment simultanément un ϕ avec le K^+ ou bien un f' . Mais nous négligerons cet effet car il est inférieur à 3 %. Finalement, les réactions à 3 corps $K^- p \rightarrow K^- \phi p$, $K^- f' p$ et $K^- \Lambda_{1520} p$ sont définies dans le tableau 9. Le fond sous le ϕ , estimé à 10 % est dû à la présence de f' formé avec l'autre K^- . Le fond sous le f' , estimé à 40 % est dû à la présence de ϕ formé avec l'autre K^- . Le fond sous le Λ_{1520} est estimé à 15 % sur la figure 12d.

3 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- p \bar{p} p$ (7)

On compte 90 événements du type $K^- p \rightarrow K^- p \bar{p} p$. Le seul état final à 3 corps existant ici est celui où le K^- forme avec un proton une résonance Λ ou Σ ; le spectre de masse effective $p \bar{p}$, à notre niveau statistique, ne présente aucune particularité.

Effectivement un net signal de Λ_{1520} apparaît au bon endroit dans la distribution de masse $(K^- p)$ (fig. 13) conduisant à l'état à 3 corps $\Lambda_{1520} \bar{p} p$. On peut également y voir un faible signal de Λ_{1815} .

Les coupures de masses sont explicitées dans le tableau 9. Le fond sous le Λ_{1520} est estimé à 20 %.

4 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ (9)

Ce canal, avec une particule de plus que les précédentes, présente une plus grande complexité.

4.1 Séparation des réactions $K^- p \rightarrow K^- \eta p$ et $K^- \omega p$

On peut déjà réduire cette complexité en remarquant dans la distribution de masse effective $(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ un très beau signal de ω_{783} et un net signal de η_{549} . Les figures 14a et b nous montrent que ces deux signaux sont assis sur un fond faible. Ceci, ainsi que la faible largeur du signal de ω (35 MeV à mi-hauteur) nous donne confiance dans les lots d'événements $K^- \eta p$ et $K^- \omega p$ sélectionnés par les coupures spécifiées dans le tableau 9. Le fond sous le η est estimé à 30 % et le fond sous le ω est estimé à 20 % [12].

A part le η et le ω , beaucoup d'autres associations de particules sont possibles dans un tel canal. Le K_{892}^0 apparaît sur les figures 15a) b) dans deux états de charge, le Δ_{1232}^{++} , le Δ_{1232}^+ et le Δ_{1232}^0 apparaissent respectivement dans les figures 16 a)b)c) et le p dans ses 3 états de charge dans les figures 16 d)e)f).

Remarquons d'abord que l'élimination du η et du ω se répercute sur l'ensemble du spectre ($K\pi$) (fig. 15) ou ($p\pi$) (fig. 16) mais ne perturbe que les basses masses ($\pi\pi$) (fig. 16) ; en particulier la réflexion du ω engendre une forte accumulation d'événements à basse masse $\pi\pi$, inférieure à 0,6 GeV, masquant le signal de ρ .

De toute façon, dans la recherche d'autres états finals dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$, nous éliminons la bande de masse $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,88$ GeV, supprimant ainsi les réflexions et contaminations dues aux η et ω .

4.2 Productions autres que η et ω dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$

a) Recherche de $\bar{K}_{892}^{*0}$

L'intensité du pic de $\bar{K}_{892}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ (fig. 15a) est plus grande que celle de $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^0$ (fig. 15b). D'autre part, le $\bar{K}_{892}^{*0}$ se trouve clairement sur un fond moindre que le K_{892}^{*0} et il est aussi plus étroit car le π^0 n'est qu'à justé, ce qui dégrade la résolution en $M(K^- \pi^0)$. Le signal de $\bar{K}_{892}^{*0}$ signe les traces qui le constituent, ce qui résoud une éventuelle ambiguïté $K^- \leftrightarrow \pi^-$. Pour toutes ces raisons nous nous restreindrons à ne chercher un éventuel état final à 3 corps que dans le sous-état $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^0 p$.

b) Recherche de Δ

La distribution de masse $p\pi^+$ (fig. 16a) est remarquablement différente des autres distributions $p\pi$ (figs. 16 b,c) par son important signal de Δ^{++} . On note un faible signal de N_{1688}^{*+} dans la masse effective ($p\pi^-$). Nous nous restreindrons donc à la recherche d'un état final à 3 corps dans le sous-état $K^- \pi^- \pi^0 \Delta^{++}$.

c) Recherche du ρ

Les 3 distributions de masse effective ($\pi\pi$) sont voisines, mais c'est le signal du $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ qui est le plus net (fig. 16). C'est aussi celui qui se signale le mieux avant la coupure $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV/c.

4.3 Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$

Des 3 signaux les plus marquants, $\bar{K}_{892}^{*0}$, ρ^- et Δ^{++} , c'est le premier qui est le plus important. Nous nous placerons donc maintenant dans la tranche de masse définie par $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV et nous traiterons la réaction $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^0 p$:

Examinons le comportement des différentes masses effectives avec cette nouvelle condition pour en extraire un éventuel état final à 3 corps. La figure 17 montre que ce sous-état $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^0 p$ est encore légèrement contaminé par le ρ^+ et un peu plus par le ρ^0 mais surtout il est fortement couplé à ρ^- ; ceci est l'indice de la présence d'un état final $\bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$; pour vérifier qu'il s'agit d'une production associée des deux résonances $\bar{K}_{892}^{*0}$ et ρ^- , nous avons étudié le rapport signal sur fond de la masse effective $(K^- \pi^+)$ lorsque la masse $(\pi^- \pi^0)$ est considérée dans son ensemble (fig. 18a traits pleins) et lorsqu'on se restreint à la région du ρ^- (fig. 18a traits pointillés) ; inversement nous avons comparé le rapport signal sur fond de la masse effective $(\pi^- \pi^0)$ lorsque la masse $(K^- \pi^+)$ est considérée dans son ensemble (fig. 18b traits pleins) et lorsqu'on se restreint à la région du $\bar{K}_{892}^{*0}$ (fig. 18b traits pointillés). Dans les deux cas, les histogrammes en pointillé, normalisés au nombre d'événements de la région du $\bar{K}_{892}^{*0}$ et du ρ^- de l'histogramme en traits pleins, montrent que le rapport signal sur fond est amélioré dans la région commune $\bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$. Nous remarquons même dans la figure 17 un faible couplage de $\bar{K}_{892}^{*0}$ avec Δ^+ et une faible contamination de l'état $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^0 p$ par le Δ^{++} . Quant à la distribution de masse effective $(p\pi^-)$, elle ne présente que des traces de Δ^0 et de N_{1688}^* . Nous dirons alors qu'il existe un état final à 3 corps $\bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$, défini dans le tableau 9.

Les fonds sous le $\bar{K}_{892}^{*0}$ et le ρ^- dans le sous-état $\bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$ débarrassé des contaminations du Δ^+ et du Δ^{++} sont estimés respectivement à 15 % et 30 % sur les histogrammes en pointillé des figures 18 a,b.

4.4 Séparation de la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^- \Delta^{++}$

En partant du fort signal de Δ^{++} de la figure 16a, nous avons effectué la même recherche en nous plaçant cette fois dans le sous-état " $K^- \pi^- \pi^0 \Delta^{++}$ ", satisfaisant à la condition $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV.

Le Δ^{++} apparaît fortement couplé au $\bar{K}_{892}^{*-}$ (fig. 19) mais ce couplage fournit un état final $\bar{K}_{892}^{*-} \pi^{-} \Delta^{++}$ où le processus de diffraction n'a pas de place, il faut donc l'éliminer.

De même le Δ^{++} apparaît fortement couplé au ρ^{-} (fig. 20) formant cette fois, par contre, un état $\bar{K}^{-} \rho^{-} \Delta^{++}$ candidat au processus diffractif. Nous avons bien vérifié que ce couplage $\Delta^{++} - \rho^{-}$ diminue si l'on se place dans une tranche de masse adjacente au Δ^{++} , ce qu'on peut voir en quelque sorte lorsqu'on compare les histogrammes en traits pleins et pointillés des figures 21 a,b. Ceci suggère une réelle contribution de la réaction à 3 particules $\bar{K}^{-} p \rightarrow \bar{K}^{-} \rho^{-} \Delta^{++}$ et non un simple recouvrement cinématique entre les états finals $\bar{K}^{-} \rho^{-} \pi^{+} p$ et $\bar{K}^{-} \pi^{-} \pi^{0} \Delta^{++}$.

Si on élimine la contamination due au $\bar{K}_{892}^{*-}$ (fig. 19) du sous-état $\bar{K}^{-} \rho^{-} \Delta^{++}$, le fond sous le Δ^{++} est estimé à 30 % sur l'histogramme pointillé de la figure 21a et le fond sous le ρ^{-} est estimé à 40 % sur l'histogramme pointillé de la figure 21b. Ces estimations sont effectuées dans les tranches de masse $(p\pi^{+})$, $(\pi^{-}\pi^{0})$ qui sont les mêmes que celles définies pour le canal $\bar{K}^{-} \pi^{+} \pi^{-} p$.

La réaction $\bar{K}^{-} p \rightarrow \bar{K}^{-} \rho^{-} \Delta^{++}$ est définie dans le tableau 9.

En conclusion de cette section, il est évident que les fonds importants qui subsistent sous les résonances $\bar{K}_{892}^{*0}$, ρ^{-} et Δ^{++} , en dépit de nos efforts de purification, et qui sont typiquement de l'ordre de 30 % sous chacune de ces résonances, interdisent toute étude quantitative des réactions $\bar{K}^{-} p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^{-} p$ et $\bar{K}^{-} \rho^{-} \Delta^{++}$. Les difficultés que nous avons rencontrées ici sont typiques des réactions à 5 particules ou plus dans l'état final, avec présence de résonances larges telles que le ρ ou le Δ . La situation est meilleure quand interviennent des résonances plus étroites telles que ϕ , ω ou η comme nous le verrons dans ce qui suit.

5 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $\bar{K}^{-} p \rightarrow \bar{K}^{0} \pi^{-} K^{+} K^{-} p$ (11)

Nous disposons de 202 événements candidats à cette réaction ; nous avons grande confiance en eux car ils sont issus d'un ajustement à 7 contraintes.

La seule sous-réaction à 3 corps qui peut avoir une contribution diffractive est celle que nous appelons " $K_{892}^{*-} \phi p$ " définie par les inégalités suivantes :

$$0,84 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,94 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad 1,01 < M(K^+ K^-) < 1,03 \text{ GeV} .$$

La figure 22 montre la distribution de masse effective ($\bar{K}^0 \pi^-$) en fonction de celle correspondant à ($K^+ K^-$). La présence corrélée de $\bar{K}_{892}^{*-}$ et de ϕ y est évidente, témoins de l'existence de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*-} \phi p$. Il pourrait aussi y avoir une contribution de la réaction $K^- p \rightarrow K_{892}^{*-} f' p$ mais la faible statistique ne permet pas de poursuivre cette voie. La netteté du signal $K^* \phi$ (fig. 22) et le faible niveau du fond qui est estimé à 15 % dans la zone $K^* - \phi$ [12] permettent de traiter cette réaction en dépit de la faible statistique.

6 - ETATS FINALS A 3 CORPS DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$

Nous possédons 3262 événements de ce type après les coupures effectuées dans le chapitre I. Ces événements nous intéressent car ils peuvent comprendre des réactions de simple dissociation comme $K^- \rightarrow K_{892}^{*-} \eta$, $K_{892}^{*-} \omega$.

La réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ est dominée par la production abondante de quatre résonances ; en effet une étude systématique des distributions à 2 ou 3 particules aboutit à la prédominance de η , ω , K_{892}^{*-} et Δ^{++} (fig. 23). Les autres distributions de masse, non représentées ici, signalent des traces de ρ et un signal de $\bar{K}^{*0}$ en $\bar{K}^0 \pi^0$ mais celui-ci est juché sur plus de 50 % de fond et nous ne l'exploiterons pas. Si nous traçons à la main un fond sous les signaux de η et ω , nous trouvons qu'il compose 20 % des événements dans la région du η définie par $0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57 \text{ GeV}$ et 35 % des événements dans la région du ω définie par $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81 \text{ GeV}$. Ces proportions sont élevées car la distribution de masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^0$ admet 2 entrées par événement ce qui alourdit considérablement le fond. Ces fonds sont moindres si on se place dans les états à 3 particules $K^* \eta p$ ou $K^* \omega p$.

De même que pour la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^0 p$, et pour les mêmes raisons, nous définissons donc d'abord de façon préférentielle les 2 sous-états

à 4 corps :

$$\begin{array}{ll} \text{"}\bar{K}^0 \pi_i^- \eta p\text{"} & \text{par } 0,53 < M(\pi_i^+ \pi_j^- \pi^0) < 0,57 \text{ GeV} \\ \text{"}\bar{K}^0 \pi_i^- \omega p\text{"} & \text{par } 0,76 < M(\pi_i^+ \pi_j^- \pi^0) < 0,81 \text{ GeV} \end{array} \left| \begin{array}{l} i=1 \quad j=2 \\ \text{ou} \\ i=2 \quad j=1. \end{array} \right.$$

Pour des raisons déjà avancées nous avons confiance en la légitimité du η et du ω et nous nous bornerons à réduire ces 2 états en états à 3 corps en cherchant les résonances dominantes dans les distributions de masse $\bar{K}^0 p$, $\bar{K}^0 \pi_i^-$, $p \pi_i^-$, $\pi_i^- \eta$ et $\pi_i^- \omega$.

Si les spectres de masse $\bar{K}^0 p$, $p \pi_i^-$ et $\pi_i^- \eta$ n'ont pas de structures particulières, par contre celui de la combinaison $\bar{K}^0 \pi_i^-$ fournit un beau signal de K_{892}^{*-} sur un fond bien moindre que celui de la figure 23a et cela aussi bien avec η (fig. 24a) que ω (fig. 24c). La figure 24 montre d'ailleurs comme ce pic est fort lorsqu'on choisit une bande centrale du η (fig. 24a) ou du ω (fig. 24c) et combien il est diminué par rapport au fond $\bar{K}^0 \pi^-$ général (qui lui reste à peu près constant) lorsqu'on se place dans des tranches de masse $(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ adjacentes aux précédentes (figs. 24 b,d).

Remarquons que le K_{1420}^{*-} semble également associé à ω mais le petit nombre d'événements ne nous permet pas de préciser la détection d'une éventuelle réaction $\bar{K}^0 p \rightarrow K_{1420}^{*-} \omega p$.

Nous avons également trouvé une structure à la masse du B_{1235} dans la distribution de masse $\pi^- \omega$ (fig. 25a) de la réaction $\bar{K}^0 \pi^- \omega p$, mais celle-ci se place sur un fond de l'ordre de 60 %. De plus les figures 25b)c) montrent qu'une partie du B est produite en recouvrement avec les résonances K_{892}^{*-} et K_{1420}^{*-} . Inversement la figure en pointillé 24c) montre que le signal de K_{892}^{*-} couplé à ω n'est contaminé qu'à 18 % par le B si on le définit par les conditions :

$$0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad 1,18 < M(\pi^- \omega) < 1,30 \text{ GeV}.$$

Aussi bien $K_{892}^{*-} \omega$ que $\bar{K}^0 B$ sont des modes de fragmentation possibles du $\bar{K}^-$ incident, il est naturel qu'ils se recouvrent dans ce cas ; la contribution dominante étant celle de $K_{892}^{*-} \omega$, c'est elle que nous avons explorée ainsi que $K_{892}^{*-} \eta$.

Nous avons défini dans le tableau 9, les sous états K_{892}^{*-} ωp et K_{892}^{*-} ηp . Les fonds sous le K^* et le ω sont estimés à 10 % (fig. 24c) et 25 % (fig. 23b pointillés). Les fonds sous le K^* et le η sont estimés à 15 % (fig. 24a) et 20 % (fig. 23b pointillés). Ceux-ci étant raisonnables, l'étude des réactions $K^- p \rightarrow K^* \omega p$ et $K^* \eta p$ est plus significative que celle de $K^- \rho^- \Delta^{++}$ et $K_{892}^{*-} \rho p$ discutés auparavant.

Dans quelles mesure les 20 réactions à 3 corps réunies dans le tableau 9 ont une contribution due au phénomène de simple dissociation diffractive ? C'est ce que nous verrons au chapitre suivant.

Etats finals à 3 corps	Coupures	Nombre d'événements	Etats finals à 3 corps	Coupures	Nombre d'événements
$K^- \pi^+$		5758	$\bar{K}_{890}^0 \rho^- p$	$0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96 \text{ GeV}$ $0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83 \text{ GeV}$ $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88 \text{ GeV}$ $M(p \pi^0) > 1,34 \text{ GeV}$ $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$	473
$\bar{K}_{892}^0 \pi^- p$	$0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96 \text{ GeV}$ $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$	5464			
$K^- \pi^- \Delta^{++}$	$M(p \pi^+) < 1,34 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(K^- \pi^+) > 0,96 \text{ GeV} \\ M(K^- \pi^+) < 0,84 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	4399	$K^- \eta p$	$0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57 \text{ GeV}$	81
$\bar{K}_{1420}^0 \pi^- p$	$1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52 \text{ GeV}$ $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$	1291	$K^- \omega p$	$0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81 \text{ GeV}$	910
$K^- \rho^+ p$	$0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(K^- \pi^+) > 0,98 \text{ GeV} \\ M(K^- \pi^+) < 0,80 \text{ GeV} \\ M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	1269	$K^- \rho^- \Delta^{++}$	$M(p \pi^+) < 1,34 \text{ GeV}$ $0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83 \text{ GeV}$ $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(K^- \pi^0) > 0,98 \text{ GeV} \\ M(K^- \pi^0) < 0,80 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	404
$\bar{K}^0 \rho^- p$	$0,68 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,84 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,84 \text{ GeV} \\ M(\bar{K}^0 \pi^-) > 0,94 \text{ GeV} \end{pmatrix}$ ou $\begin{pmatrix} M(\bar{K}^0 \pi^0) < 0,84 \text{ GeV} \\ M(\bar{K}^0 \pi^0) < 0,94 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	374	$\bar{K}_{892}^0 \eta p$	$0,84 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,96 \text{ GeV}$ $0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57 \text{ GeV}$	31
$K^- \Sigma^+ p$	$1,16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,36 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(K^- \pi^+) > 0,98 \text{ GeV} \\ M(K^- \pi^+) < 0,80 \text{ GeV} \\ M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	520	$\bar{K}_{892}^0 \omega p$	$0,84 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,96 \text{ GeV}$ $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81 \text{ GeV}$	161
$K^- \phi p$	$1,01 < M(K^+ K^-) < 1,03 \text{ GeV}$	262	$\bar{K}_{892}^0 \phi p$	$0,84 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,96 \text{ GeV}$ $1,01 < M(K^- K^+) < 1,03 \text{ GeV}$	21
$K^- \Sigma^+ p$	$1,48 < M(K^+ K^-) < 1,56 \text{ GeV}$	76	$\Lambda K^+ K^-$		213
$K^- \Lambda_{1520} K^+$	$1,48 < M(K_i^+ p) < 1,56 \text{ GeV}$ ou $\begin{pmatrix} M(K_j^- K^+) > 1,04 \text{ GeV} \\ M(K_j^- K^+) < 1 \text{ GeV} \end{pmatrix}$ ou $\begin{pmatrix} M(K_j^- K^+) > 1,6 \text{ GeV} \\ M(K_j^- K^+) < 1,48 \text{ GeV} \end{pmatrix}$	35	$\Lambda p \bar{p}$		143
$\Lambda_{1520} \bar{p} p$	$M(K^- p) < 1,6 \text{ GeV}$	38			

Tableau 9

Chapitre III

RECHERCHE ET ÉTUDE SYSTÉMATIQUES DES EFFETS DE SEUIL

1 - MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET DE SEUIL

Les dissociations diffractives en deux corps bien connues comme $\pi \rightarrow \rho\pi$, $N \rightarrow N\pi$, $N \rightarrow \Delta\pi$, $K \rightarrow K^*\pi$ [16] se manifestent par un effet de seuil très prononcé dans la masse effective des deux corps, par rapport aux prévisions des calculs d'espace de phase.

En tant qu'exemple, nous montrons d'abord que même l'introduction du caractère périphérique de l'interaction ne modifie pas suffisamment l'espace de phase pour décrire correctement une dissociation diffractive telle que $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$. Ceci indique clairement une dynamique plus complexe.

Dans un modèle d'espace de phase doublement périphérique, l'élément de matrice M^2 décrivant l'état final d'une réaction à 3 corps telle que $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ peut être écrit de la façon suivante :

$$M^2 \propto \{ \text{Espace de phase à 3 particules } K_{892}^{*0}, \pi, p \} \cdot e^{-8t_{pp}} \cdot e^{-3t_{KK^*}}$$

où t_{pp} est le transfert du proton initial au proton final

t_{KK^*} est le transfert du K^- initial au K_{892}^{*0} .

Les pentes de 8 et 3 GeV^{-2} employées ici proviennent des distributions expérimentales des transferts t_{pp} et t_{KK^*} dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$. Ce sont des estimations moyennes étant donné qu'elles varient avec la région de masse $p\pi^-$ étudiée.

Une telle paramétrisation contient déjà une partie de la dynamique de l'interaction puisqu'y ont été introduites les pentes expérimentales t_{pp} et t_{KK^*} . Malgré cela ce modèle (fig. 26a) est loin de reproduire l'accumulation

caractéristique d'événements expérimentaux que l'on peut voir sur le diagramme à 2 dimensions présenté sur la figure 26b et qui s'étend à partir du seuil de masse $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ sur une largeur d'environ 300 MeV. Le contraste est encore plus frappant si l'on examine les projections (figs. 27c,d) de ce diagramme ; les courbes d'espace de phase doublement périphérique sont normalisées au nombre total d'événements expérimentaux. L'inaptitude d'un tel modèle à décrire nos données se traduit jusque dans la masse effective $p\pi^-$ qui, bien qu'elle ne soit pas candidate à un processus diffractif au vertex du proton, ne s'ajuste pas au modèle car elle est dominée par la réflexion du système $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$. En comparant les spectres de masse $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ (fig. 27c) et $p\pi^-$ (fig. 27d), on saisit toute la différence, du point de vue largeur ou position, qui sépare les résonances telles que Δ_{1232} , N_{1688}^* et les systèmes diffractifs tels que $Q^- (\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)$.

L'exemple du canal $K^- \omega p$ (figs. 26c,d) montre que la présence simultanée de 2 systèmes diffractifs dans une même réaction à 3 corps ne modifie pas ces conclusions : les systèmes de fragmentation $K^- \rightarrow K^- \omega$ et $p \rightarrow p \omega$ sont chacun assez concentrés en leur seuil pour ne pas peupler la partie intermédiaire du diagramme expérimental (fig. 26d) contrairement aux prédictions du modèle (fig. 26c). Précisons que l'espace de phase (K^-, ω, p) est pondéré ici par le facteur de périphérisme $e^{-6t_{PP}} \cdot e^{-3t_{KK}}$. Les projections, montrées sur les figures 27a,b, et surtout la masse effective $p\omega$ démontrent à nouveau qu'un espace de phase doublement périphérique seul est inadapté à la description des situations diffractives.

On sait en fait depuis longtemps que l'élément de matrice M^2 doit être plus raffiné si l'on veut reproduire les données. En particulier, le modèle de Deck [28, 29, 30] d'échange dans la voie t doublement périphérique rend assez bien compte des distributions de masse réelles [31].

- DISTRIBUTIONS DE MASSE DES SYSTEMES DIFFRACTIFS

2.1 Généralités

La dissociation diffractive est un mécanisme qui peut se manifester au vertex de l'une ou l'autre des 2 particules incidentes, et éventuellement aux deux vertex, pourvu que certaines règles que nous allons énoncer soient observées.

a) Règles de conservation dans les mécanismes de dissociation diffractive

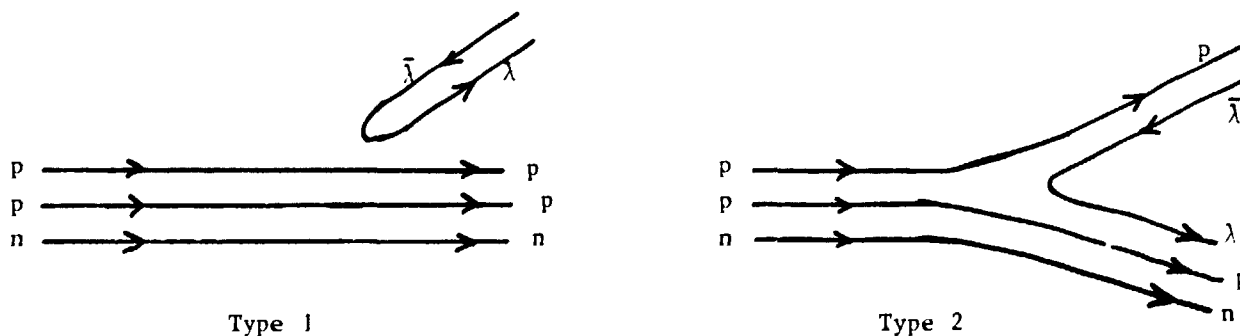
Nous citerons d'abord les règles communément admises depuis longtemps :

- La charge, l'étrangeté et l'isospin sont conservés au vertex de dissociation.
- La naturalité est conservée au vertex mésonique ; cette condition est appelée règle de Gribov-Morrisson.
- La C - parité est conservée au vertex mésonique.

Nous mentionnerons ensuite la règle de Zweig dont l'intérêt a redoublé lors de la découverte des nouvelles particules lourdes et très étroites :

- les diagrammes de quarks non connexes sont défavorisés par rapport aux diagrammes connexes.

Par exemple le diagramme de type 1 est affaibli par rapport au diagramme de type 2 :



b) Problèmes de recouvrement des diverses résonances

Recouvrement du ρ^0 dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \rho^0 p$

Nous avons déjà discuté au §(1.1d) du chapitre II du recouvrement important du ρ^0 par le $\bar{K}_{892}^{*0}$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$. Plus précisément, dans la zone de dissociation du K^- définie par $M(K^- \pi^+ \pi^-) < 2,2 \text{ GeV}$ et $t_{pp} < 0,6 \text{ GeV}^2$, nous observons un signal de ρ^0 coupé en $\bar{K}_{892}^{*0}$, Δ^{++} (fig. 28b traits pleins) et en $\bar{K}_{1420}^{*0}$ (fig. 28b traits pointillés) superposé à $\sim 40 \%$ de fond; ce signal

présente une similitude approximative avec le pic de ρ^- (fig. 28a) dans tout le canal $\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ après coupures en K_{892}^{*0} , K_{1420}^{*0} , Δ^+ .

La difficulté d'isoler le ρ^0 est encore plus grande dans la zone de dissociation du proton en $p \pi^+ \pi^-$ définie par $M(p \pi^+ \pi^-) < 3 \text{ GeV}$ et $t_{KK} < 0,6 \text{ GeV}^2$. Après coupures en K_{892}^{*0} , Δ^{++} (fig. 28c traits pleins) et Δ^0 (fig. 28c traits pointillés), le signal de ρ^0 apparaît sur environ 60 % de fond.

On s'attend donc à ce que l'effet de seuil $p \rho^0$ recherché dans le canal $K^- \pi^+ \pi^- p$ soit perturbé par ce fond.

Recouvrement du f dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- f p$

La réaction $K^- f p$ a été définie en rejetant dès le départ les bandes de masse correspondant au $\bar{K}_{892}^{*0}$ et au Δ^{++} [Chapitre II]. De façon analogue au cas précédent, nous sommes amenés lors de l'étude de la dissociation $K^- \rightarrow K^- f$ à éliminer par coupure en masse le $\bar{K}_{1420}^{*0}$; en effet dans la zone de fragmentation du K^- , la résonance f est contaminée à 20 % par le $\bar{K}_{1420}^{*0}$; le seuil de la dissociation $K^- \rightarrow \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$ est à 200 MeV seulement du seuil $K^- f$ et le perturbe fortement. Cette coupure ne perturbe pratiquement pas la dissociation $p \rightarrow p f$.

c) Ordre logique de présentation des systèmes diffractifs utilisé

La liste des dissociations diffractives en quasi-deux corps étudiés est l'objet de la figure 29. Nous distinguons d'une part les 13 dissociations du K^- , d'autre part les 9 dissociations du proton et nous indiquons l'état final dont elles sont extraites. Ceux-ci apparaissent deux fois dans le tableau lorsqu'ils sont candidats à la dissociation aux deux vertex. La place de ces systèmes diffractifs dans ce tableau dépend de leur masse au seuil. Des diagrammes à 2 dimensions des masses invariantes à 2 corps présents dans les états finals à trois corps définis dans le tableau 9 ont été représentés systématiquement, suivant cette distinction.

2.2 Dissociation du K^- uniquement

$$a) \underline{K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \quad K_{892}^{*0} \eta \quad \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-}$$

Les dissociations $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ et $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$ (figs. 30a et c) se traduisent par des accumulations d'événements aux seuils respectifs des systèmes de dissociation diffractive typiques, Q et L, connus depuis longtemps [13]. Il est probable que des résonances Δ_{1232} et N_{1688}^* sont présentes également dans ces diagrammes, indiquant une contribution des réactions à quadri-deux corps $K^- p \rightarrow K^* \Delta$, $K^* N^*$.

La dissociation $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \eta$ (fig. 30b) est moins frappante que les deux premières car la statistique de l'état final à 3 corps correspondant est faible. Cependant il est encourageant de constater que 80 % des événements se placent à moins de 600 MeV du seuil $K^* \eta$.

$$b) \underline{K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^- \quad K_{892}^{*0} \omega \quad \bar{K}_{892}^{*0} \phi}$$

Ce sont là 3 autres dissociations faisant intervenir des spin-parité plus élevés. Les accumulations d'événements au seuil des 2 premières (figs. 31a et b) sont claires. L'effet de seuil $\bar{K}_{892}^{*0} \phi$ est moins net (fig. 31d) mais, fait encourageant, la plupart des événements se placent à haute masse $p\phi$.

$$c) \underline{K^- \rightarrow \bar{\Lambda}_{p2} \quad \Lambda_{1520} \bar{p}}$$

Ces deux dernières dissociations, malgré la faible statistique, sont visibles sur les figures 32a et b tandis que la région des basses masses Λp est complètement dépeuplée.

2.3 Dissociation du proton uniquement

$$a) \underline{p \rightarrow n \pi^+ \quad p \pi^+}$$

La dissociation diffractive du proton en $n\pi^+$ est un cas classique [45] dont nous avons fait une étude comparative à 14,3 GeV/c et aux énergies des I.S.R. [Chapitre IV]. On mesure, sur le diagramme de la figure 33a, toute la différence qui sépare les résonances $\bar{K}_{892}^{*0}$, $\bar{K}_{1420}^{*0}$ du système diffractif $n\pi^+$, tant au point de vue position que largeur.

La statistique du canal $\bar{K}\eta p$ ne permet pas de tirer des conclusions sur le diagramme de la figure 33b ; la population est semblable aux basses masses $\bar{K}\eta$ et $p\eta$ alors que seule est permise par les règles de conservation énoncées plus haut la dissociation $p \rightarrow p\eta$. Cependant si l'on compare les populations aux basses masses $p\eta$ des diagrammes $\bar{K}_{892}^* \eta p$ (fig. 30b) et $\bar{K}^- \eta p$ (fig. 33b), le contraste est frappant : dans le premier cas la dissociation du proton en $p\eta$ est interdite et la zone de masse correspondante est vide, dans le second cas cette dissociation satisfait aux règles de conservation et la zone de masse correspondante est peuplée.

$$b) \underline{p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-, \Delta^{++} \rho^-}$$

La première dissociation (fig. 34a) est bien connue ; son caractère diffractif à 14,3 GeV est confirmé par les résultats de notre étude comparative aux énergies des I.S.R. [Chapitre IV]. La forte population observée aux masses $\bar{K}^- \pi^-$ dans l'intervalle $\sim 1 - 2$ GeV est vraisemblablement due à la réflexion de la dissociation du $\bar{K}^-$ en $\bar{K}^- \pi^+ \pi^-$.

La dissociation $p \rightarrow \Delta^{++} \rho^-$ n'est pas claire (fig. 34b). Les fonds importants sous ces 2 résonances relativement larges en rendent l'étude difficile.

$$c) \underline{p \rightarrow \Lambda K^+, \Lambda_{1520} K^+}$$

Ces deux dissociations ne sont que les homologues par renversement du temps de celles discutées au § (2.2c). La première a été l'objet d'une comparaison avec les résultats obtenus à ~ 1500 GeV aux I.S.R. [Chapitre IV]. La figure 35a montre clairement l'accumulation d'événements au seuil ΛK^+ , le système $\Lambda_{1520} K^+$ à faible statistique est moins évident (fig. 35b). Dans les 2 cas on remarque une certaine contribution de la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \phi \Lambda$.

2.4 Dissociation du proton et du $\bar{K}^-$ possibles dans une même réaction

$$a) \underline{\begin{array}{l} \bar{K}^- \rightarrow \bar{K}^- \rho^0 \text{ et } p \rightarrow p \rho^0 \\ \bar{K}^- \rightarrow \bar{K}^- \omega \text{ et } p \rightarrow p \omega \\ \bar{K}^- \rightarrow \bar{K}^- f \text{ et } p \rightarrow p f \end{array}}$$

Les accumulations d'événements aux seuils mésoniques et baryoniques apparaissent sur les figures 36a,b et 36c bien que l'espace de phase, dans le

cas $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- f p$, ne laisse que peu de place pour la séparation des 2 fragmentations et malgré le fond sous le f. On contraste avantageusement les diagrammes 36 ab respectivement aux diagrammes 31 ab, faisant ressortir ainsi l'effet de seuil qui est permis au vertex du proton dans le premier cas et interdit dans le second cas par la règle de conservation de la naturalité. On peut également comparer les diagrammes de la figure 37 ab et vérifier que la dissociation $p \rightarrow p\phi$ permise dans le canal $\bar{K}^- \pi^+ \pi^- p$ et observée n'apparaît pas dans le canal $\bar{K}^0 \pi^- \pi^+ p$.

$$\begin{array}{l} \text{b) } \bar{K}^- \rightarrow \bar{K}^- \phi \quad \text{et} \quad p \not\rightarrow p\phi \\ \quad \bar{K}^- \rightarrow \bar{K}^- f' \quad \text{et} \quad p \not\rightarrow pf' \end{array}$$

Nous avons introduit les réactions $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- \phi p$ et $\bar{K}^- f' p$ parmi la catégorie "dissociation du p et du $\bar{K}^-$ " car toutes les règles de conservation énoncées au § 2-1a sont satisfaites sauf la règle de Zweig ; en effet les dissociations du proton en $p\phi$ et pf' correspondent au diagramme non connexe du type 1. Le dépeuplement des 2 diagrammes de la figure 38 ab dans les zones de seuil $p\phi$ et pf' représente une belle confirmation expérimentale de la validité de cette règle et ceci dans le domaine des interactions fortes de type dissociation diffractive. Les basses masses $p\phi$ sont aussi dépeuplées dans le canal $\bar{K}^- \phi p$ que dans le canal $\bar{K}_{892}^{*-} \phi p$.

Par contre les 2 effets de seuils $\bar{K}^- \phi$ et $\bar{K}^- f'$ sont évidents.

Parmi tous ces effets de seuils certains, seulement présumés à ce niveau, sont mentionnés en tant que tels pour la première fois. Il s'agit des systèmes $\bar{K}_{892}^{*-} \omega$, $\bar{K}_{892}^{*-} \eta$, $\bar{K}_{892}^{*-} \phi$, $\bar{K}_{892}^{*-} \rho$, $\Lambda_{1520} \bar{p}$, Kf' au vertex du $\bar{K}^-$ et $p\eta$, $\Delta\rho$, pf , $\Lambda_{1520} K^+$ au vertex du proton. Les systèmes $\bar{K}_{892}^{*-} \rho$ et $\Delta\rho$ viennent juste d'être observées par la collaboration $\bar{K}^- p$ à 10 et 16 GeV.

Si les effets de seuil pré-cités ne sont pas encore tous confirmés, par contre il est clair que chaque fois qu'une quelconque des règles énoncées au § 2-1a est violée, aucune espèce de dissociation n'est observée.

2.5 Comparaison systématique des effets de seuil diffractifs

a) Observations générales

Les projections des diagrammes à 2 dimensions présentés ci-dessus sont groupées sur les figures 39 et 40 suivant qu'elles correspondent à une dissociation diffractive du K^- ou du proton. Dans les 2 cas elles sont classées par ordre de masse au seuil croissante.

Chaque fois que les règles de conservation sont satisfaites, on observe dans les spectres de masse le même comportement caractéristique au seuil de la masse d'excitation : une croissance rapide avec un maximum localisé de 100 à 200 MeV du seuil et une décroissance plus lente aux plus hautes masses. Et ceci est vérifié même par les effets à faible statistique comme les bosses aux seuils $K^*\eta$, $K^*\phi$, Kf' , $\Lambda\bar{p}$, $\Lambda_{1520}\bar{p}$ (figs. 39 d j k l m) et $p\eta$, $\Lambda_{1520}K^+$ (figs. 40 ch).

Afin de montrer de façon plus quantitative la similitude de forme de ces structures, qu'elles soient mésoniques ou baryoniques, nous avons essayé de trouver une description analytique de l'effet de seuil ; les spectres de masse sont bien représentés dans les 22 cas sauf anomalies discutées plus tard, par la paramétrisation suivante :

$$\frac{dN}{dM} \sim \frac{1 - e^{-\frac{p^*{}^3}{p_0^*{}^2}}}{p^*{}^2}$$

où p^* est l'impulsion en GeV/c de chaque fragment de la dissociation dans le système du centre de masse des produits AB de la fragmentation.

p_0^* est un paramètre que nous avons ajusté de façon à décrire le plus grand nombre de systèmes de fragmentation en 2 corps (sauf $K_{892}^*\pi$, $\pi\pi^+$, $p\rho$ et $\rho\Delta$ que nous avons éliminés dès le départ car leurs formes sont clairement inhabituelles).

La valeur de p_0^* est 0,31 GeV/c.

Une telle paramétrisation assure une croissance en p^* et une décroissance en $\frac{1}{p^*{}^2}$. La courbe est tracée, sur les figures 39 et 40, normalisée au nombre d'événements à une masse effective inférieure à 1 GeV du seuil sauf pour

$p\rho$ et $p\omega$ où nous avons normalisé cette fonction seulement sur les premiers 500 MeV du seuil. Cette fonction de p^* , représentée en trait continu dans le domaine de normalisation et en trait pointillé, extrapolée aux plus hautes masses a le mérite de décrire avec une bonne approximation tous les effets de seuil à 2 corps sauf $n\pi^+$, $\bar{K}_{892}^* \pi^-$ et $p\rho$; la description est satisfaisante sur tout le domaine du spectre lorsque la dissociation diffractive n'est possible qu'à 1 vertex. Bosetti et al. proposent, en se basant sur leurs données expérimentales, une paramétrisation de la partie décroissante des effets de seuils en $\frac{1}{M_{AB}^3}$ [32], mais il faut remarquer qu'ils ont travaillé sur les systèmes à 3 corps globaux $\pi\pi\pi$, $K\pi\pi$, KKK sans essayer d'y séparer les sous-systèmes à 2 corps. Cependant la conclusion commune de leurs études et des nôtres est l'indépendance, en première approximation, de la forme de l'effet de seuil lorsqu'on considère différentes dissociations diffractives.

Encore faut-il être sûr que l'on a affaire effectivement à des événements uniquement candidats à un processus non résonnant qui seuls peuvent être décrits par une paramétrisation de ce genre.

Si la présence d'un "effet de seuil" est une des signatures premières d'un système de dissociation diffractive à 2 corps, rien n'exclut que dans ce système coexistent une partie résonnante, se manifestant par des pics de largeur typiques, 50 - 150 MeV, et un fond non résonnant probablement plus étalé. Ces deux contributions peuvent être présentes dans des proportions très variables dans les différents canaux considérés. Il est clair que notre paramétrisation en tant que courbe lisse de largeur ~ 300 MeV est plutôt apte à décrire soit la moyenne de ces 2 composantes diffractives résonnantes et non résonnantes, soit la partie fond non-résonnant ; en effet la forme de cette paramétrisation est très semblable à celle prédite par le modèle de Deck [31] qui, lui, représente justement la partie non résonnante de la dissociation diffractive. Ainsi lorsque la composante résonnante l'emporte sur l'autre, cette paramétrisation peut être mise en défaut. C'est ce que nous suggère l'observation de plusieurs spectres de masse.

b) Contributions résonnantes

Système $n\pi^+$: la figure 40 exhibe un épaulement marqué vers 1700 MeV qui a été maintes fois constaté dans la masse effective $N\pi$ [33, 34] et qui est

généralement interprétée par la production du $N_{5/2}^{*+}(1688)$. Le pic du N_{1688}^{*+} exclus, notre paramétrisation décrirait clairement bien mieux le système $n\pi^+$ résiduel.

Système $\Delta^{++}\pi^-$: la même observation (fig. 40b) que précédemment s'applique ici, l'épaulement vers 1700 MeV ayant déjà été observé dans le mode $\Delta^{++}\pi^-$ [25, 26, 27].

Système $\bar{K}_{892}^{*0}\pi^-$: le spectre de masse de la figure 39a est en grossier désaccord avec notre courbe ; il présente un fort épaulement sur la retombée vers les hautes masses autour de 1400 MeV. Les récents résultats des analyses en ondes partielles [21] révèlent une résonance Q_2 à ~ 1380 MeV, de ~ 150 MeV de large se désintégrant en $K_{892}^{*0}\pi$ et représentant 30 à 40 % de ce système pour des masses inférieures à 1,6 GeV. Il est clair que notre paramétrisation, si elle était ajustée seulement à partir de 1,6 GeV, représenterait une bonne forme de fond révélant alors un important excès entre 1,2 et 1,6 GeV ; cela peut être pris comme indice qualitatif de la présence de la résonance Q_2 .

On peut également penser à une faible contamination par la production diffractive de la résonance K_{1420}^{*0} dans le mode $K_{892}^{*0}\pi$ [8].

Systèmes $K\rho$: les auteurs cités plus haut [21] font également état d'une résonance de 150 MeV de large à ~ 1280 MeV appelée Q_1 et se désintégrant en $K\rho$. Le Q_1 est peut être responsable du pic étroit au seuil des spectres de masse $K\rho$ des figures 41a et b.

Systèmes $K_{892}^{*0}\rho$ et $K_{892}^{*0}\omega$: il a été suggéré [8] que les modes $K_{892}^{*0}\rho$ et $K_{892}^{*0}\omega$ pouvaient contribuer à la résonance K_{1780}^{*0} . Nous n'avons pas d'indice à ce sujet, ce qui ne prouve pas la non-contribution d'une résonance (fig. 39 gh).

c) Effets de seuil anormalement larges

Système $\Delta^{++}\rho^-$: la présence de 2 résonances larges comme le ρ et le Δ , contaminées par un fond important, peut expliquer l'aspect inhabituel de cet effet (fig. 40g). Il est difficile d'améliorer ce système à notre niveau.

Système $p\rho$: nous avons vu au § 2.1b que le ρ s'extrait difficilement. Même si l'on coupe en transfert t_{KK} le système $p\rho$ s'étend très loin en masse effective (fig. 44e).

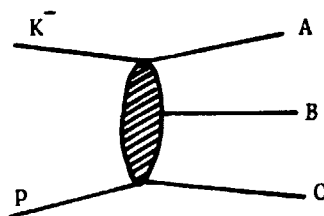
Système $p\omega$: ce système, de façon analogue à $p\rho$ est difficilement isolé, même par une coupure en transfert t_{KK} . (Fig. 44f).

Les 2 systèmes de fragmentations $p\rho$ et $p\omega$ sont perturbés par la réflexion de la dissociation possible à l'autre vertex.

3 - PERIPHERISME ET DISTRIBUTIONS EN TRANSFERT

3.1 Définitions

Définissons d'abord la variable utilisée : t'_{KK} ou t'_{pp} . Considérons la réaction à 3 corps $K^- p \rightarrow ABC$ schématisée par le diagramme suivant :



Dans le cas où le K^- se dissocie en AB, C est un proton ; dans le cas où le proton se dissocie en BC, A est un K^- . Soient p_K, p_p, p_A, p_B, p_C , les quadrivecteurs impulsion-énergie des particules en indice.

Par définition : $t_{KK} = (p_A - p_K)^2$ pour la dissociation du proton.

$t_{pp} = (p_C - p_p)^2$ pour la dissociation du K^- .

t_{KK} dépend de 2 variables par exemple la masse effective (BC) et l'angle de $(\vec{p}_C + \vec{p}_B)$ par rapport à $\vec{p}_p$ dans le système du centre de masse total ; lorsque cet angle est nul, t_{KK} prend sa valeur minimum fonction de la masse (BC) et donnée par l'expression suivante :

$$t_{KK}^{\min} = m_K^2 + m_A^2 - 2f(s, m_K, m_p, m_A, m_B, m_C)$$

où la fonction f est la valeur du produit scalaire $\vec{p}_K \cdot \vec{p}_A$ lorsque $(\vec{p}_C + \vec{p}_B)$ est aligné par rapport à $\vec{p}_p$ [35].

Par définition $t'_{KK} = |t_{KK} - t_{KK}^{\min}|$.

De façon analogue on définit $t'_{pp} = |t_{pp} - t_{pp}^{\min}|$.

A 14 GeV, les variations de $t_{KK}^{\min}$ et $t_{pp}^{\min}$ en fonction de la masse d'excitation respectivement baryonique et mésonique sont représentées sur la figure 42. Cette valeur minimum est supérieure à $0,01 \text{ GeV}^2$ pour des masses d'excitation baryoniques supérieures à 2,5 GeV et des masses d'excitation mésonique supérieures à 1,5 GeV et varie très rapidement au delà. Il est donc raisonnable d'utiliser les variables t'_{KK} et t'_{pp} si l'on veut éliminer l'effet de variation de $t_{\min}$ dans les distributions en moment de transfert.

3.2 Indice du périphérisme dans les effets de seuil diffractifs

On sait que les systèmes diffractifs classiques ($K_{892}^* \pi$, $N\pi$) présentent systématiquement la propriété de périphérisme. Cette propriété est utilisée ici pour mettre en valeur les effets de seuil diffractifs. Les distributions de masse des systèmes diffractifs mésoniques et baryoniques satisfaisant respectivement les coupures $|t_{pp}| < 0,6 \text{ GeV}^2$ et $|t_{KK}| < 0,6 \text{ GeV}^2$ prennent les formes observées dans les figures 43 et 44.

Dans les 2 cas, cette sélection préserve la zone seuil, ce qui montre que les événements de cette zone sont effectivement produits par un processus périphérique, et élimine l'excès d'événements à hautes masses, ce qui rehausse l'effet de seuil.

Les spectres de masse $p\rho$, $p\omega$ et pf des figures 44e, f et i n'ont atteint cette forme à peu près semblable aux autres qu'avec une coupure supplémentaire en masse $K\rho$, $K\omega$ et Kf respectivement à 2,5, 2 et 2,56 GeV ; ces 2 coupures sont évidemment très fortes ; le doute subsiste pour $p \rightarrow p\rho^0$ de savoir si la forme du spectre à partir de 100 MeV du seuil n'est pas uniquement déterminée par la réflexion cinématique de la coupure ; en ce qui concerne $p \rightarrow p\omega$ et $p \rightarrow pf$, l'effet de seuil est évident sur le diagramme à 2 dimensions (figs. 36b et c).

En conclusion, seuls les 500 premiers MeV du seuil sont enrichis en processus diffractif quel que soit le système étudié, et cette zone est associée à un processus périphérique. Nous nous proposons donc maintenant d'étudier plus quantitativement les distributions en transfert des bosses diffractives.

3.3 Distributions en transfert

Les distributions en transfert de nos systèmes à deux corps, candidats à la dissociation diffractive mésonique et baryonique sont respectivement l'objet des figures 45 à 50 et 51 à 55. Dans le cas des systèmes à statistique suffisante, comme $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$, $K^- \omega$, $\bar{K}^0 \rho^-$, $K^- f$, $n \pi^+$, $\Delta^{++} \pi^-$, $\rho \omega$ et $p \rho^0$, nous avons sectionné l'effet de seuil en plusieurs tranches de masse adjacentes dans ce système à cause de la propriété connue de corrélation pente-masse.

Les systèmes de dissociation mésoniques de masse inférieure à 2 GeV peuvent être produits avec un transfert minimum inférieur à $0,02 \text{ GeV}^2$ (fig. 42) ce qui correspond à un proton de recul d'impulsion maximum 140 MeV/c dans le laboratoire ; ceux-ci laissent alors dans la chambre une trace de l'ordre de 3 mm au plus, ce qui est difficilement ou pas du tout repérable au dépouillement. C'est pourquoi nous observons un défaut d'événements à petit transfert dans les distributions en t' des systèmes $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $K^- \rho^0$, et $K^- \omega$.

a) Pentes des distributions en transfert

Le caractère périphérique du mécanisme de production de tous ces systèmes auquel on s'attend a priori dans le cas de dissociation diffractive apparaît clairement dans toutes ces distributions. Elles atteignent pratiquement toutes leur maximum à transfert minimum et les pentes sont en moyenne comparables à celle de la diffusion élastique. Insistons sur le fait que cela est vrai pour les cas de faible statistique ou non encore observés comme $K^- f'$ (fig. 49b), $\Lambda_{1520} \bar{p}$ (fig. 49d), $K_{892}^{*0} \phi$ (fig. 50c), $K_{892}^{*0} \eta$ (fig. 50d), $\rho^- \Delta^{++}$ (fig. 54c) et $\Lambda_{1520} K^+$ (fig. 55b).

Plus quantitativement, ces distributions en transfert sont bien décrites par une dépendance exponentielle du type :

$$\frac{dN}{dt'} = A e^{-Bt'}$$

où $\frac{dN}{dt'}$ est le nombre d'événements dont le transfert t' est inclus dans l'intervalle dt'

A est un facteur de normalisation

B est la pente de la distribution

A et B sont ajusté le mieux possible à la distribution expérimentale.

Bien que certaines distributions présentent des écarts évidents à la loi exponentielle, nous avons d'abord ajusté grossièrement cette loi à tous les systèmes diffractifs de la même manière ; nous avons considéré la région de masse qui s'étend du seuil à 500 MeV du seuil et la région des t'_{pp} ou t'_{KK} qui s'étend de 0 à $0,6 \text{ GeV}^2$. La figure 56 montre la pente de ces ajustements en fonction de la masse au seuil du système considéré. On constate d'abord que les dissociations du K^- et du proton ne sont pas particularisées l'une par rapport à l'autre, et que la pente décroît régulièrement de $\sim 10 \text{ GeV}^{-2}$ à $\sim 3 \text{ GeV}^{-2}$ lorsque la masse au seuil varie entre 1 et 2,5 GeV.

Un ajustement plus fin a été effectué, quand la statistique le permettait. La région de masse a été divisée en plusieurs zones et la région en transfert est éventuellement bornée inférieurement par une zone où l'on constate un défaut d'événement et supérieurement par une zone qui visiblement ne satisfait plus à la loi exponentielle.

Le tableau 10 groupe les pentes des systèmes mésoniques qui comprennent assez de statistique pour pouvoir être découpés en régions de masse. Le tableau 11 groupe les pentes analogues pour les systèmes baryoniques. Enfin le tableau 12 groupe les pentes des effets faibles qu'on n'a pas sectionnés en tranches de masse. Ce découpage en tranches de masse s'avère fructueux, mettant en évidence une propriété caractéristique des systèmes diffractifs dans 6 dissociations :

b) Corrélation pente-masse du système diffractif

La propriété bien connue [36, 37, 38, 39] de corrélation masse-pente, caractéristique des systèmes diffractifs classiques consiste en l'observation

de la décroissance de la pente de production lorsque la masse considérée à l'intérieur d'un système diffractif croît. Cette propriété est bien vérifiée pour les systèmes $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$, $K^- \omega$, $n\pi^+$, $\Delta^{++} \pi^-$ comme on peut le voir sur les figures 45, 47, 46, 51 et 52 ou dans les tableaux 10 et 11.

Ces résultats sont résumés sur la figure 57. Nous y avons porté les pentes des systèmes mésoniques en a) et baryoniques en b), pour diverses régions de masse de ces systèmes éventuellement, en fonction de cette masse. Il est alors évident que la pente de production décroît lorsque la masse effective du système diffractif croît. Ceci est vrai à l'intérieur d'un même système diffractif, fait bien connu, mais de façon plus générale ce résultat est aussi vrai d'un système à l'autre. Par exemple la pente de la région de masse supérieure du système $K^- \omega$ est voisine de celle de $\bar{K}_{892}^{*0} \omega$ ou $K^- \phi$ à même masse effective c'est-à-dire justement au seuil pour ces 2 derniers systèmes. De même la région de masse $2,2 < M(K^- f) < 2,5$ GeV à 300 MeV du seuil $K^- f$ présente une pente voisine de celle de $\bar{K}_{892}^{*0} \phi$ ou $\Lambda \bar{p}$ dans la zone seuil de ceux-ci. Autrement dit en première approximation la nature des fragments importe peu mais la région de masse considérée, elle, semble déterminante. Ceci est clair pour les systèmes mésoniques. Pour les systèmes baryoniques, il est difficile d'en tirer les mêmes conclusions générales car nous disposons de moins de points et les pentes $\Delta^{++} \pi^-$ au seuil et $n\pi^+$ dans la même zone de masse sont très éloignées l'une de l'autre. Il faut noter, néanmoins, que ces 2 systèmes présentent dans leur distribution en t'_{KK} (figs. 51 et 52) une structure très marquée vers $t'_{KK} \sim 0,25$ GeV² que nous discuterons ultérieurement ; celle-ci empêche d'ajuster la loi exponentielle au delà de $t'_{KK} = 0,3$ GeV² tandis que tous les autres systèmes sont ajustés jusqu'à 1 GeV². Les premiers points ($n\pi^+$ et $\Delta^{++} \pi^-$) de la figure 56 ne sont pas réellement comparables aux suivants.

Toutes les valeurs de pente que nous avons données portent sur des distributions en transfert intégrées sur la distribution angulaire de désintégration du système diffractif. Nous allons montrer que cette intégration cache une autre propriété des systèmes diffractifs.

c) Corrélation pente-angle de fragmentation du système diffractif

L'étude qui suit fait intervenir des coupures en masse effective et en distribution angulaire, elle n'a pu être poursuivie que dans les canaux

Systèmes mésoniques

$\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$	$1, < M < 1,32 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,6 \text{ GeV}^2$ $B = 10,8 \pm 0,3 \text{ GeV}^{-2}$	$1,32 < M < 1,56 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,8 \text{ GeV}^2$ $7,7 \pm 0,3 \text{ GeV}^{-2}$	$1,56 < M < 2,04 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,9 \text{ GeV}^2$ $6,1 \pm 0,3 \text{ GeV}^{-2}$
$\bar{K}^0 \rho^-$	$1,27 < M < 1,44 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 1, \text{ GeV}^2$ $B = 10,3 \pm 1,1 \text{ GeV}^{-2}$	$1,44 < M < 1,8 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 1, \text{ GeV}^2$ $6,9 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	
$K^- \rho^0$	$< M < 1,4 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,4 \text{ GeV}^2$ $B = 12,4 \pm 0,8 \text{ GeV}^{-2}$	$1,4 < M < 1,6 \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,4 \text{ GeV}^2$ $8,7 \pm 0,9 \text{ GeV}^{-2}$	$1,6 < M < 2, \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,4 \text{ GeV}^2$ $7 \pm 0,9 \text{ GeV}^{-2}$
$\bar{K}^0 \rho^-$	$< M < 1,44 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,6 \text{ GeV}^2$ $B = 10,3 \pm 1,1 \text{ GeV}^{-2}$	$1,44 < M < 1,8 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $6,9 \pm 1,3 \text{ GeV}^{-2}$	
$K^- \omega$	$1,28 < M < 1,44 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,7 \text{ GeV}^2$ $B = 9,3 \pm 1,2 \text{ GeV}^{-2}$	$1,44 < M < 1,68 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,7 \text{ GeV}^2$ $7,8 \pm 0,7 \text{ GeV}^{-2}$	$1,68 < M < 2,04 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 0,7 \text{ GeV}^2$ $5 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$
$\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-$	$1,56 < M < 1,76 \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,7 \text{ GeV}^2$ $B = 9,1 \pm 0,7 \text{ GeV}^{-2}$	$1,76 < M < 2 \text{ GeV}$ $0 < t' < \text{ GeV}^2$ $7,9 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$	$2 < M < 2,4 \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,8 \text{ GeV}^2$ $5,1 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$
$K^- f$	$1,76 < M < 2,04 \text{ GeV}$ $< t' < \text{ GeV}^2$ $B = 6,4 \pm 0,7 \text{ GeV}^{-2}$	$2,04 < M < 2,52 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $3,9 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	

Tableau 10

Systèmes baryoniques

$n\pi^+$	$1,08 < M < 1,35 \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,3 \text{ GeV}^2$ $B = 9,1 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	$1,35 < M < 1,6 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1, \text{ GeV}^2$ $4,7 \pm 0,2 \text{ GeV}^{-2}$	$1,6 < M < 1,96 \text{ GeV}$ $[0,1, 1,] \text{ GeV}^2$ $3,6 \pm 0,2 \text{ GeV}^{-2}$
$\Delta^{++}\pi^-$	$1,37 < M < 1,6 \text{ GeV}$ $0 < t' < 0,3 \text{ GeV}^2$ $B = 9,9 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	$1,6 < M < 1,84 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1, \text{ GeV}^2$ $4,5 \pm 0,3 \text{ GeV}^{-2}$	$1,84 < M < \text{ GeV}$ $0 < t' < 1, \text{ GeV}^2$ $3,7 \pm 0,3 \text{ GeV}^{-2}$
$p\rho^0$	$1,71 < M < 2,04 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B = 4,1 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$	$2,04 < M < 2,36 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $4,3 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	
$p\omega$	$1,72 < M < 2,04 \text{ GeV}$ $0,05 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B = 5,1 \pm 0,6 \text{ GeV}^{-2}$	$2,04 < M < 2,4 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $4,6 \pm 0,8 \text{ GeV}^{-2}$	

Tableau 11

Systèmes à faible statistique

Dissociation du K^-		Dissociation du proton	
$K^- \phi$	$1,51 < M < 2,01 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=6 \pm 0,8 \text{ GeV}^{-2}$	$p\eta$	$1,49 < M < 2 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=5,5 \pm 1,6 \text{ GeV}^{-2}$
$K^- f'$	$2,01 < M < 2,5 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=6 \pm 1,5 \text{ GeV}^{-2}$	pf	$2,2 < M < 2,76 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=3,8 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$
Λp	$2,04 < M < 2,55 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=3,7 \pm 0,7 \text{ GeV}^{-2}$	$\rho^- \Delta^{++}$	$2 < M < 2,54 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=3,7 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$
$\Lambda_{1520} \bar{p}$	$2,46 < M < 2,96 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=4,1 \pm 1,1 \text{ GeV}^{-2}$	ΛK^+	$1,61 < M < 2,11 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=4,3 \pm 1,3 \text{ GeV}^{-2}$
$\bar{K}_{892}^{*0} \rho^-$	$1,66 < M < 2,18 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=6,5 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$	$\Lambda_{1520} K^+$	$2,01 < M < 2,56 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=5,1 \pm 1,2 \text{ GeV}^{-2}$
$\bar{K}_{892}^{*0} \omega$	$1,68 < M < 2,12 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=5,2 \pm 0,6 \text{ GeV}^{-2}$		
$\bar{K}_{892}^{*0} \phi$	$1,91 < M < 2,4 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=3,7 \pm 1,6 \text{ GeV}^{-2}$		
$\bar{K}_{892}^{*0} \eta$	$1,44 < M < 1,94 \text{ GeV}$ $0 < t' < 1 \text{ GeV}^2$ $B=6,7 \pm 1,6 \text{ GeV}^{-2}$		

Tableau 12

dont la statistique le permettait ; nous avons ainsi poussé les investigations pour les 3 fragmentations suivantes : $p \rightarrow n\pi^+$, $p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ et $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0}\pi^-$ et ceci dans la région des masses les plus petites, $M(n\pi^+) < 1,35$ GeV, $M(\Delta^{++}\pi^-) < 1,6$ GeV et $M(\bar{K}_{892}^{*0}\pi^-) < 1,32$ GeV. Nous introduisons l'angle polaire de Gottfried-Jackson θ^t , angle que fait, dans le référentiel du centre de masse du système de dissociation diffractive, l'impulsion du fragment le plus massif avec l'impulsion de la particule qui se dissocie.

Nous avons défini 2 zones de fragmentation : l'hémisphère avant satisfaisant à $\cos \theta^t > 0$ et l'hémisphère arrière $\cos \theta^t < 0$. Les distributions en transfert t' de la région voisine du seuil sont dessinées pour ces 2 hémisphères sur la figure 58. Dans les 2 hémisphères, nous avons ajusté la loi exponentielle du type $\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ dans l'intervalle $0 < t'_{KK} < 0,3$ GeV² pour les 2 dissociations baryoniques et $0,05 < t'_{pp} < 0,7$ GeV² pour la dissociation mésonique. Les valeurs de B trouvées sont indiquées dans le tableau 13.

Fragmentation	$\cos \theta^t > 0$	$\cos \theta^t < 0$
$p \rightarrow n\pi^+$	$8,2 \pm 0,6$ GeV ⁻²	$10,3 \pm 0,7$ GeV ⁻²
$p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$	$9,0 \pm 0,7$ GeV ⁻²	$10,8 \pm 0,7$ GeV ⁻²
$K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0}\pi^-$	$9,9 \pm 0,3$ GeV ⁻²	$11,3 \pm 0,4$ GeV ⁻²

Tableau 13

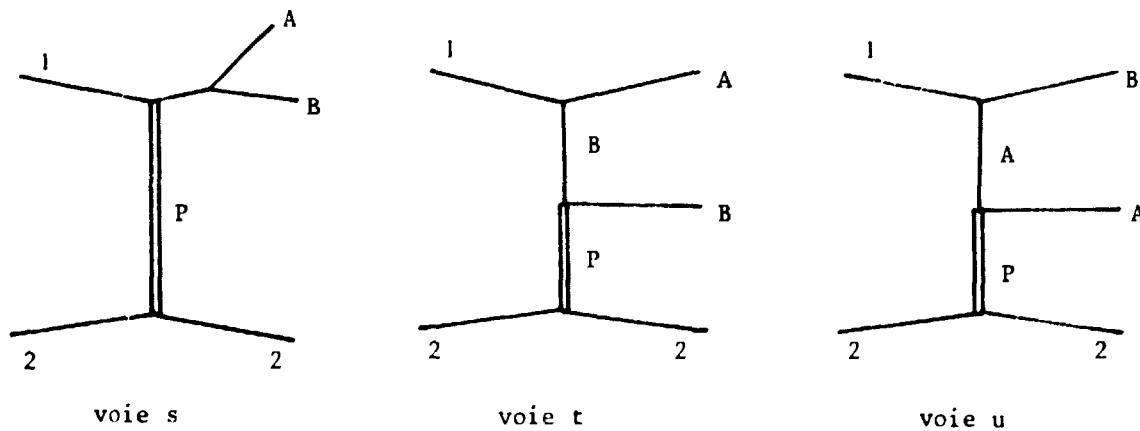
Nous constatons que, dans cet intervalle de transfert, la pente est systématiquement plus grande dans l'hémisphère arrière que dans l'hémisphère avant. Si l'intervalle se borne à 0,3 GeV², c'est que nous trouvons à cet endroit une structure brisant la loi exponentielle. C'est elle que nous examinons maintenant.

d) Brisure de pente

Nous observons une brisure de pente à $t'_{KK} \approx 0,3$ GeV² dans les régions de masse les plus proches du seuil des fragmentations $p \rightarrow n\pi^+$ (fig. 51) et $p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ (fig. 52). Un tel écart à la loi exponentielle n'existe pas dans les distributions en transfert des fragmentations mésoniques tels que $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0}\pi^-$, $\bar{K}_{1420}^{*0}\pi^-$, $K^-\omega$, $\bar{K}^0\rho^-$ (figs. 45, 47, 46, 48) où la statistique est importante.

Tout au plus nous pouvons dire que s'il en existe un, il se situe à des transferts t' bien supérieurs à $0,3 \text{ GeV}^2$. Le contraste est évident lorsqu'on compare les distributions en transfert dans les régions proches du seuil des systèmes $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $n\pi^+$ et $\Delta^{++}\pi^-$, normalisées à une même valeur à $t' = 0$ (fig. 59). La distribution en transfert du système $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ satisfait la loi exponentielle sur plus de 3 ordres de grandeur.

Le modèle récemment développé par Hayot et al. [40, 41, 42] interprète la brisure de pente dans la fragmentation $12 \rightarrow (AB)2$ par un minimum dans l'amplitude de diffusion, résultant d'une compensation de 2 termes de signe contraire dans la somme cohérente des 3 graphes d'échange de voie s, t et u qui constituent la généralisation du modèle de Deck :



Ils expliquent ainsi le contraste évoqué plus haut entre les fragmentations $p \rightarrow n\pi^+$, $\Delta^{++}\pi^-$ d'une part et la fragmentation $K^- \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ d'autre part par la présence plus ou moins importante du 1er graphe.

Cette propriété de brisure de pente étant bien connue expérimentalement pour $p \rightarrow n\pi^+$ [45] est mise en évidence pour $p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ dans notre expérience ; elle est en particulier reliée à la corrélation pente-angle de fragmentation précédemment observée ; ainsi en essayant d'optimiser les conditions de visibilité de la brisure de pente dans la dissociation $p \rightarrow n\pi^+$, nous avons trouvé que

la région équatoriale de la distribution angulaire définie par $-0,5 < \cos \theta^* < +0,3$ (fig. 60) est celle où la brisure de pente est le plus marqué. Une expérience récente et de très haute statistique, $pp \rightarrow pn\pi^+$ effectuée aux I.S.R., a permis d'étudier plus en détail ce phénomène [33] qui est un indice de la complexité du mécanisme de production diffractive. Le modèle déjà mentionné de Hayot et al. prédit l'existence d'une corrélation complexe pente-masse-angle de fragmentation ; les prédictions de ce modèle ont été confrontées avec les données des I.S.R. et en rendent compte de façon satisfaisante [40].

e) Anomalies à petit transfert baryonique

On observe un défaut d'événements à petits transferts t'_{KK} dans l'intervalle de masse $1,6 < M(n\pi^+) < 1,96$ GeV de la dissociation $p \rightarrow n\pi^+$ et dans l'intervalle $1,72 < M(p\omega) < 2,04$ GeV de la dissociation $p \rightarrow p\omega$. Dans le premier cas, il est possible que cette propriété soit liée à la production de N_{1688}^* qui procède en bonne partie par une amplitude de changement d'hélicité (Annexe I §2.3). Dans le second cas nous ne sommes pas en mesure d'avancer une interprétation de cette anomalie.

4 - SECTIONS EFFICACES DES DISSOCIATIONS DIFFRACTIVES EN 2 CORPS

4.1 Définitions et déterminations

Nous avons vu que notre collection de dissociations présente systématiquement deux caractéristiques des dissociations diffractives : l'effet de seuil, le périphérisme. L'ultime propriété qui manque alors pour démontrer que nous avons effectivement affaire à un mécanisme commun de dissociation diffractive est la constance ou la faible variation des sections efficaces de production lorsque l'impulsion incidente varie. Il est donc de première importance de connaître ces sections efficaces à notre énergie, en vue de les comparer éventuellement avec les résultats de l'expérience K^-p à 32 GeV/c par exemple.

Les événements pris en compte dans ce calcul sont traités de la même façon dans tous les canaux : ne sont retenus que les événements se trouvant dans les premiers 500 MeV du seuil ($M_{AB} \leq M_A + M_B + 500$ MeV) et à petit transfert

($t < 0,6 \text{ GeV}^2$). Cette définition du système diffractif n'est pas unique mais elle a l'avantage de traiter tous les canaux de la même façon et donc de permettre une étude comparative. On englobe, par cette définition, des événements ne procédant pas du mécanisme de dissociation diffractive mais on néglige aussi ceux, légitimes, qui se trouvent à plus haute masse. Nous n'avons pas cherché à évaluer un fond, difficile à définir, sous l'effet de seuil. Par contre les fonds sous les résonances A ou B constituant les fragments des dissociations ont été évalués en estimant à la main une courbe de fond, en moyennant des bandes de masse de part et d'autre de la résonance et ceci dans la région diffractive définie par $M_{AB} \leq M_A + M_B + 500 \text{ MeV}$. La plupart des valeurs des sections efficaces reste peu sensible à la manière d'évaluer les fonds, les pertes dans les queues des résonances dues à leur coupure de définition et les pertes par élimination de résonances parasites contaminant le système à 3 corps étudié. Cependant pour les systèmes $\rho^- \Delta^{++}$, $\bar{K}_{892}^{*0} \rho^-$ et $p \rho^0$ cette estimation varie du simple au double et nous ne donnons pas, dans ce cas de section efficace, l'incertitude étant trop grande. L'erreur qui accompagne les valeurs du tableau 14 reflète les fluctuations des résultats obtenus en procédant de différentes façons bien plus que l'erreur statistique. La première colonne du tableau 14 indique la section efficace des systèmes diffractifs étudiés dans notre expérience, normalisée à la section efficace du canal impliqué (déjà indiquée dans le tableau 4), corrigée du facteur d'isospin pour la désintégration des résonances $\bar{K}_{892}^{*0}$, $\bar{K}_{1420}^{*0}$, Λ_{1520} , f, et des rapports de branchement dans différents modes de désintégration de K_{1420}^{*0} , ω , η , f, ϕ , Λ_{1520} . La deuxième colonne groupe ces mêmes sections efficaces, mais généralisées en supposant un pur échange d'isospin 0 au vertex de dissociation c'est-à-dire un pur isospin $\frac{1}{2}$ pour le système diffractif.

Ces résultats ne sont pas exactement la valeur asymptotique qu'on attend lorsque l'impulsion incidente est infinie. On se souvient en effet (fig. 42 et § 3.1) qu'à 14 GeV/c la limite cinématique $t_{\min}$ du transfert n'est pas négligeable surtout lors de la dissociation du K^- . Nous avons donc corrigé l'effet de $t_{\min}$ par le facteur $e^{-B t_{\min}}$ où B est la pente associée aux 500 premiers MeV du seuil du système étudié et $t_{\min}$ est la valeur moyenne du $t_{\min}$

dans cette région. A l'aide des figures 42 et 56 on détermine ce facteur de correction et les sections efficaces ainsi corrigées sont données dans la 3ème colonne du tableau 14. Cette correction ne dépasse pas 5 % pour les systèmes baryoniques, varie de 4 % pour $\bar{K}_{892}^0 \pi$ à 21 % pour Kf' et atteint une valeur exceptionnellement grande (44 %) pour le système le plus massif, $\Lambda_{1520} \bar{p}$.

Si l'on ajoute les contributions de tous ces canaux exclusifs aux dissociations du K^- et du p , on obtient respectivement $689 \pm 60 \mu\text{b}$ et $372 \pm 30 \mu\text{b}$. Ces chiffres sont à comparer aux résultats des K^+ à 32 GeV [43, 44] qui estiment à $\sim 1 \text{ mb}$ la section efficace totale inclusive de chacune des dissociations diffractives, au vertex du K comme au vertex du proton. Cependant dans ce résultat obtenu par une étude inclusive, tous les canaux diffractifs sont comptés, ce qui n'est pas notre cas. Rappelons que nous n'avons pas inclus dans notre calcul les masses supérieures à 500 MeV du seuil ni les sections efficaces des dissociations $K \rightarrow K^* \rho$, $p \rightarrow p \rho$, $\rho \Delta$ et que les dissociations telles que $K \rightarrow K^* \pi$, $\pi \pi$, $p \rightarrow p \pi$ nous ont échappé. Nous n'avons également pas traité les fragmentations en plus de 2 corps.

4.2 Dépendance en fonction de la masse au seuil du système diffractif

Nous avons groupé les sections efficaces totales définies ci-dessus des différents effets de seuils étudiés (colonne III, tableau 14) sur la figure 61 en fonction de la masse au seuil. Plusieurs remarques s'imposent :

La section efficace de production de systèmes diffractifs décroît de façon approximativement monotone lorsqu'on considère des systèmes de plus en plus massifs ; plus quantitativement, la décroissance est d'un ordre de grandeur lorsque la masse au seuil augmente de $\sim 600 \text{ MeV}$.

Les points blancs qui symbolisent les dissociations du proton et les points noirs qui symbolisent les dissociations du K^- sont bien mélangés ; autrement dit, à même masse d'excitation diffractive, les sections efficaces de dissociation du baryon ou du méson ne se différencient pas qualitativement.

Enfin aussi bien pour les dissociations diffractives du K^- que du proton, les sections efficaces des systèmes $K_{892}^0 \eta$, $p \eta$, $K \phi$, ΛK^+ , $K_{892}^0 \phi$, Kf'

et $\Lambda_{1520} K^+$ procédant partiellement ou totalement de la création d'une paire de quarks $\lambda\bar{\lambda}$, se situent systématiquement plus bas que les autres à masse d'excitation égale. Lorsqu'aucun des fragments n'a pour isospin 0, on peut choisir des systèmes d'isospin tels que leur contenu en quarks soit de la forme : $(\lambda\bar{p}) \frac{1}{\sqrt{2}} (p\bar{p} \pm n\bar{n})$ pour les dissociations du K^- et $(ppn) \frac{1}{\sqrt{2}} (p\bar{p} \pm n\bar{n})$ pour les dissociations du proton. On constate alors, sur la figure 62, que les sections efficaces de production de systèmes diffractifs ne faisant pas intervenir la création d'une paire $\lambda\bar{\lambda}$ sont alignées sur une même "trajectoire" (points noirs), tandis que celles faisant intervenir la création de paires $\lambda\bar{\lambda}$ sont systématiquement au-dessous de cette trajectoire, affaiblies d'un facteur 2 à 4 à masse d'excitation égale. Il serait intéressant à ce stade d'examiner où se situent les sections efficaces de production de systèmes procédant de la création de paire $c\bar{c}$.

colonne I

colonne II

colonne III

$\sigma(K^- \rightarrow (AB)^-) \mu b$ corrigée isospin A ou B et facteur de branch ^t		$\sigma(K^- \rightarrow (AB)^-) \mu b$ en supposant pur isospin 0 échangé		$\sigma(K^- \rightarrow (AB)^-) \mu b$ corrigés du $t_{\min}$
$\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$	210 ± 23	$K_{892}^{*0} \pi$	315 ± 35	328 ± 36
$K^- \rho^0$	45 ± 13	$K \rho$	135 ± 40	144 ± 43
$\bar{K}_{1520}^{*0} \pi^-$	37 ± 4	$K_{1420}^{*0} \pi$	55 ± 13	60 ± 14
$K^- \omega$	42 ± 6	$K^- \omega$	42 ± 6	44 ± 6
$K_{892}^{*-} \eta$	24 ± 7	$K_{892}^{*-} \eta$	24 ± 7	26 ± 8
$K_{892}^{*-} \omega$	20 ± 4	$K_{892}^{*-} \omega$	20 ± 4	22 ± 4
$K^- f$	$14 \pm 3,5$	$K f$	$14 \pm 3,5$	15 ± 4
$K^- \phi$	$12 \pm 1,5$	$K \phi$	$12 \pm 1,5$	$13 \pm 1,6$
$\Lambda \bar{p}$	$6,7 \pm 0,8$	$\Lambda \bar{p}$	$6,7 \pm 0,8$	$8,4 \pm 1$
$K_{892}^{*-} \phi$	$4 \pm 0,2$	$K_{892}^{*-} \phi$	4 ± 2	$4,4 \pm 2,2$
$K^- f'$	$3,3 \pm 1$	$K f'$	$3,3 \pm 1$	$4, \pm 1,2$
$\Lambda_{1520} \bar{p}$	$2,5 \pm 0,7$	$\Lambda_{1520} \bar{p}$	$2,5 \pm 0,7$	$3,6 \pm 1,0$
$\sigma(p \rightarrow (AB)^+) \mu b$ corrigée isospin A ou B et facteur de branch ^t		$\sigma(p \rightarrow (AB)^+) \mu b$ en supposant pur isospin 0 échangé		$\sigma(p \rightarrow (AB)^+) \mu b$ corrigés du $t_{\min}$
$n \pi^+$	127 ± 17	$N \pi$	190 ± 25	192 ± 25
$\Delta^{++} \pi^-$	$67,5 \pm 8$	$\Delta \pi$	135 ± 16	136 ± 16
$p \omega$	19 ± 2	$N \omega$	19 ± 2	19 ± 2
$p \eta$	15 ± 4	$N \eta$	15 ± 4	15 ± 4
$p f$	6 ± 2	$N f$	6 ± 2	6 ± 2
ΛK^+	$5,1 \pm 1,6$	ΛK^+	$5,1 \pm 0,6$	$5,1 \pm 0,6$
$\Lambda_{1520} K^+$	$1,9 \pm 0,7$	$\Lambda_{1520} K^+$	$1,9 \pm 0,7$	$2,0 \pm 0,7$

Tableau 14

Chapitre IV

COMPARAISON DES SYSTÈMES DE DISSOCIATION DIFFRACTIVE $N \rightarrow N\pi$,

$N\pi\pi$ ET ΛK À 14,3 GeV/c ET 500-1500 GeV/c

La dépendance en énergie de la section efficace de systèmes diffractifs classiques tels que le Q ou le A_1 a été effectuée jusqu'à des impulsions incidentes dans le laboratoire de l'ordre de 40 GeV/c []. D'autre part les effets de seuil de faible statistique n'ont généralement pas été étudiés à d'autres énergies de la nôtre ; aucun résultat sur leur variation avec l'énergie incidente ne peut être obtenu actuellement.

Nous nous sommes donc concentrés sur les systèmes de dissociation $p \rightarrow n\pi^+$, $p\pi^+\pi^-$ et ΛK^+ qui ont été examinés dans les interactions pp aux énergies des I.S.R. et np à F.N.A.L., ce qui fournit un intervalle d'énergie assez grand pour que la comparaison entre nos résultats à 14,3 GeV/c et ceux des I.S.R. soit significative.

La similitude des distributions de masse effective $n\pi^+$, $p\pi^+\pi^-$ et ΛK^+ au voisinage du seuil est frappante. De même, on retrouve aux deux énergies les propriétés caractéristiques des sections efficaces différentielles et des distributions angulaires des systèmes diffractifs. C'est donc que le mécanisme dynamique qui opère à des énergies dans le centre de masse de ~ 50 GeV est déjà responsable à 5,3 GeV des effets diffractifs que nous avons observés.

Cette comparaison a donné lieu à une publication qui est reproduite à l'annexe I où l'on trouvera tous les résultats qui ont été obtenus.

Chapitre V

DOUBLE DISSOCIATION DIFFRACTIVE

Nous avons vu au chapitre III que les sections efficaces de simple dissociation diffractive sont maxima pour la production des systèmes $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$, $n\pi^+$ et $\Delta^{++} \pi^-$. Il nous a paru alors naturel de rechercher une preuve expérimentale d'un mécanisme de double dissociation diffractive dans les réactions $K^- p \rightarrow (\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)(\Delta^{++} \pi^-)$ et $K^- p \rightarrow (\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)(n\pi^+)$.

Nous avons effectivement mis en évidence la production corrélée des systèmes Q dans le mode $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ au vertex du K^- et N^* dans le mode $\Delta^{++} \pi^-$ au vertex du proton dans la première réaction ; l'effet révélé est de l'ordre de 5 μb . Le même mécanisme apparaît avec une section efficace de l'ordre de 10 μb dans la réaction $K^- p \rightarrow Q \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \quad N^* \rightarrow n\pi^+$. L'hypothèse de factorisation, prévoyant un rapport de sections efficaces de dissociation diffractive du proton en $n\pi^+$ et $\Delta^{++} \pi^-$ identique dans les dissociations simple et double, est ainsi vérifiée : ce rapport est de $1,9 \pm 0,3$ dans la simple dissociation (tableau 14) et d'environ 2 dans la double dissociation. Il est de plus intéressant de retrouver dans les événements candidats à la double dissociation diffractive les mêmes propriétés caractéristiques que lors de la production de systèmes diffractifs à un seul vertex (chapitre III).

Les résultats concernant ces études sur la double dissociation diffractive ont fait l'objet de deux publications qui sont reproduites à l'annexe II.

CONCLUSION

Nous avons voulu montrer combien le mécanisme de dissociation diffractive est général.

De fait il se manifeste chaque fois que les règles de sélection sont satisfaites. Ainsi, nous avons montré l'existence, à une impulsion incidente de 14,3 GeV/c, de 13 modes de dissociation au vertex du méson et de 9 modes de dissociation au vertex du baryon. Ils sont tous caractérisés par une distribution en masse effective semblable et typique et une distribution en transfert dont la pente moyenne est de l'ordre de la pente de la diffusion élastique. Cette similitude frappante permet de référer les effets diffractifs mis en évidence pour la première fois tels que $K_{892}^* \omega$, $K_{892}^* \eta$, $K_{892}^* \phi$, $K_{892}^* \rho$, $\Lambda_{1520} \bar{p}$, $K f'$, $p \eta$, $\Delta \rho$, $p f$, $\Lambda_{1520} K^+$ à ceux déjà connus tels que $K_{892}^* \pi$ ou $n \pi^+$. On ne peut cependant pas séparer par les méthodes employées dans ce travail les éventuelles contributions résonnantes à l'effet de seuil.

Les distributions en transfert suivent grossièrement une loi exponentielle ; une étude plus raffinée montre qu'elles sont riches en enseignements :

- La propriété de corrélation pente-masse est une caractéristique générale des systèmes de dissociation diffractive.
- On observe un changement de pente vers $t' \sim 0,25 \text{ GeV}^2$ pour les deux dissociations $p \rightarrow n \pi^+$ et $p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$.
- L'étude systématique et comparative des pentes de production des systèmes diffractifs indique que cette pente décroît lorsque le système diffractif est plus massif aussi bien dans un mode donné qu'en comparant différents modes de manière comparable pour les dissociations du K^- ou du proton. En première approximation, à masse d'excitation donnée, la pente est indépendante de la nature des fragments de la dissociation.
- L'étude de la dissociation $p \rightarrow n \pi^+$ montre qu'il existe, à masse d'excitation fixe, une corrélation pente-angle de fragmentation du système diffractif.

L'étude systématique des sections efficaces de production de systèmes diffractifs à quasi deux corps montre que celles-ci décroissent lorsque

leur masse au seuil croît et ceci apparemment indépendamment de la nature de la particule, K^- , système quark-antiquark, ou p, système à 3 quarks, qui se fragmente. De plus chaque fois que cette production exige la création d'une paire de quarks $\lambda\bar{\lambda}$, la section efficace à masse d'excitation diffractive semblable est affaiblie d'un facteur 2 à 4 par rapport aux dissociations diffractives exigeant la création de paire $p\bar{p}$ ou $n\bar{n}$.

Une comparaison a été effectuée, en ce qui concerne les effets de seuil $n\pi^+$, $\Delta\pi^+\pi^-$ et ΛK^+ , entre nos résultats et ceux des I.S.R. à une impulsion équivalente de ~ 1500 GeV/c. La similitude de forme du spectre de masse, des distributions en transfert (avec changement de pente) et des distributions angulaires aux 2 énergies indique que le mécanisme de dissociation diffractive opérant de façon incontestable aux énergies des I.S.R. est fortement présent déjà à 14,3 GeV/c et varie peu sur un grand domaine d'énergie. L'hypothèse de factorisation de l'amplitude de production diffractive est généralement bien vérifiée.

Le phénomène de double dissociation diffractive a été découvert dans le canal $K^-p \rightarrow (\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)(\Delta^{++}\pi^-)$ et retrouvé dans le canal $K^-p \rightarrow (\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)(n\pi^+)$. Il apparaît avec des sections efficaces respectives de $5,0 \pm 2,5 \mu\text{b}$ et $12 \pm 2 \mu\text{b}$. On retrouve dans ce nouveau mécanisme les propriétés de production aux seuils, de périphérisme, de corrélation pente-masse et de brisure de pente notées dans le mécanisme de simple dissociation diffractive.

Il serait souhaitable de renouveler cette étude systématique à des énergies assez grandes pour que la limite cinématique du transfert laisse le champ libre à des productions de systèmes diffractifs simples ou doubles plus lourds et éventuellement charmés. Dans ce cas une expérience d'une sensibilité supérieure d'au moins un ordre de grandeur (500 - 1000 ev/ μb) semble être nécessaire.

ANNEXE I

Nuclear Physics B114 (1976) 413-436
© North-Holland Publishing Company

COMPARISON OF $N \rightarrow N\pi$, $N\pi\pi$ AND ΛK DIFFRACTIVE EXCITATION SYSTEMS AT 14.3 GeV/c AND 500-1500 GeV/c

D. DENEGRI, Y. PONS, J.M. LAFAILLE and D. VIGNAUD

Département de Physique des Particules Elementaires, CEN-Saclay, France

B. CHAURAND, B. DREVILLON and R.A. SALMERON

LPNIE, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

K. PALER, S. TOVEY, C. COMBER and T.P. SHAH

Rutherford High Energy Laboratory, Chilton, Didcot, UK

Received 8 June 1976

We compare some aspects of the $N \rightarrow N\pi$, $N \rightarrow N\pi\pi$ and $N \rightarrow \Lambda K$ diffractive fragmentation systems induced by 14.3 GeV/c incident K^- mesons with those obtained in pp interactions at ISR energies. The similarity between the low-mass $N\pi$ and $N\pi\pi$ systems produced by different incident particles at c.m. energies differing by an order of magnitude is very striking. The shapes of the mass spectra (not the M^2/s spectra) are approximately independent of s , both in the resonant and non-resonant diffractive dissociation components. These findings, as well as features of the differential cross sections and decay angular distributions, indicate that the (asymptotic) diffractive dynamics operative at ISR energies is already dominant at 10-20 GeV/c, remains essentially unchanged over this broad energy range, and has approximate vertex factorization properties.

1. Introduction

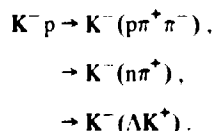
The low-mass $N \rightarrow N\pi$ and $N \rightarrow N\pi\pi$ diffractive excitation systems have been studied extensively in the 5-30 GeV/c incident momentum range [1,2]. Recently data have been obtained on these systems both at FNAL in the 50-300 GeV/c range [3] and at the ISR in the 500-1500 GeV/c range [4,5]. In spite of this continuing effort our understanding of these $N\pi$ and $N\pi\pi$ systems (in terms of their spin-parity content, for example) is far from complete and is well behind that for the corresponding meson fragmentation channels $\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ and $K \rightarrow K\pi\pi$. In distinction to these latter channels studied until now only up to ~ 40 GeV/c, the nucleon fragmentation has been studied over a much broader energy range, thus providing new insights into the dynamics of inelastic diffraction.

In this work, we compare some salient features of the $N\pi$, $N\pi\pi$ and ΛK systems as

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

observed in a large statistics K^-p bubble chamber experiment at 14.3 GeV/c with data from ISR experiments * on $pp \rightarrow p(n\pi^+)$, $pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)$, $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ and $pp \rightarrow p(\Lambda K^+)$. We also use in some cases data from a similar high statistics K^+d bubble chamber experiments at 12 GeV/c [6].

Our data on nucleon fragmentation are obtained from the following reactions:



We first briefly discuss our data, which comes from a 1.2×10^6 picture exposure of the CERN 2 m hydrogen bubble chamber to a separated K^- beam at 14.3 GeV/c. The reaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-p$ has a 4-constraint (4C) fit, and the only important difficulty is a $K^- \leftrightarrow \pi^-$ permutation ambiguity. This, however, is almost absent in the nucleon fragmentation region, as the two negative tracks then have very different momenta. The sample of events used in this work contains 17745 events and the cross sections is $790 \pm 30 \mu\text{b}$.

Extraction of the 1C fit reaction $K^-p \rightarrow K^-n\pi^+$ is more difficult. However, in the nucleon fragmentation region ($p \rightarrow n\pi^+$) the ionisation of the low-momentum positive track allows good separation from the main competing interpretations (elastic scattering and $p \rightarrow \pi^0$ fragmentation). With appropriate probability ($P_{\chi^2} > 5\%$) and missing mass squared cuts ($0.0 \leq MM^2 \leq 1.8 \text{ GeV}^2$; the MM^2 distribution is well centered on M_n^2 with a FWHM of 0.7 GeV^2), we obtain a sample of 5758 $K^-p \rightarrow K^-n\pi^+$ events. We estimate the contamination from other reactions in the domain of $N\pi$ masses below 2.5 GeV to be less than 10%. The $K^-p \rightarrow K^-n\pi^+$ reaction cross section is $330 \pm 40 \mu\text{b}$.

The $K^-p \rightarrow K^-\Lambda K^+$ reaction is a 7C fit. After appropriate fiducial and probability cuts, we have a sample of 182 unweighted events; the corrected cross section is $12.5 \pm 2 \mu\text{b}$. The contamination is negligible, the main competing interpretations $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-$ and $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-\pi^0$ present little problem in the $p \rightarrow \Lambda K^+$ fragmentation region, where the final-state K^- and K^+ have very different momenta and the K^+ is identified from ionisation $\sim 50\%$ of the time.

In the following, we first compare the $N \rightarrow N\pi$ fragmentation systems, then discuss the $N\pi\pi$ data, and finally comment briefly on the $N \rightarrow \Lambda K$ spectra where statistics are poor both at 14.3 GeV/c and at ISR energies. In the last section, absolute cross sections are discussed in terms of the factorisation hypothesis.

* Some aspects of the reaction $pp \rightarrow p n \pi^+$ at 12, 24 and 1500 GeV/c are compared in ref. [7].

2. Comparison of $N\pi$ fragmentation systems

2.1. Mass spectra

The reaction $K^- p \rightarrow K^- n\pi^+$ is already at 14.3 GeV/c dominated by $p \rightarrow n\pi^+$ diffractive dissociation. The only significant contamination comes from K^* production, and we eliminate this with a cut $M(K^- \pi^+) \geq 1.5$ GeV. The contribution from $K^- p \rightarrow K^- \Delta^+ \rightarrow K^- n\pi^+$ is estimated to be $8 \pm 2 \mu\text{b}$, or about a 15% contamination in the mass region $M(n\pi^+) \leq 1.4$ GeV. This estimate is made from the reaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \Delta^0 \rightarrow \bar{K}^0 p\pi^-$, assuming isospin invariance and neglecting possible interferences between isospin- $\frac{1}{2}$ and $-\frac{3}{2}$ $N\pi$ states.

For the comparison of $N\pi$ fragmentation systems, we use the latest data of the CERN-Hamburg-Orsay-Vienna Collaboration on $pp \rightarrow p n\pi^+$ at c.m. energy $\sqrt{s} = 45$ GeV, the equivalent lab momentum being ~ 1100 GeV/c [5]. These data, however, are not available over all of phase space, and in the subsequent comparison in different decay and t -regions, we therefore specify in each case the available kinematical regions for the ISR reaction and the chosen region for our data (they do not always coincide, as justified in the following).

Generally speaking the ISR data [4,5,7] display clear resonance peaks around 1.5 GeV and 1.7 GeV corresponding presumably to the known resonances $N^*(1470)$, $N^*(1520)$, $N^*(1688)$, and more clearly so when backward-hemisphere $N \rightarrow N\pi$ decays ($\cos \theta_{n,p} < 0$ in the t -channel reference frame) are selected. The $K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+)$ 14.3 GeV/c data (c.m. energy $\sqrt{s} = 5.3$ GeV) just selected according to forward and backward $N \rightarrow N\pi$ decays (plots labelled $|t_{KK}| > 0$ GeV² in figs. 1a and b) show no similar resonant structure, except for a shoulder in the 1.7 GeV region. However, the shape of the $N\pi$ diffractive excitation spectrum at 14.3 GeV/c is very sensitive to a t -cut, and more so for the backward-hemisphere decays ($\cos \theta_{n,p}^t < 0$), as may be seen in figs. 1a and b. Taking successive cuts $|t_{KK}| > 0.0, 0.1, 0.2$ GeV² changes the $N\pi$ ($\cos \theta < 0$.) spectrum radically, from a structureless (Deck-dominated) spectrum peaked at $M(N\pi) \sim 1.4$ GeV, to a spectrum qualitatively similar to the ISR data, with distinct resonance peaks around 1.5 GeV and 1.7 GeV.

The $N\pi$ diffractive excitation spectra for the two decay hemispheres separately are compared in figs. 2a and b. The reaction $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ available for $0.1 < |t_{pp}| < 1.2$ GeV² (dashed histograms) is compared to the reaction $K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+)$ (solid histograms) with $0.15 < |t_{KK}| < 1.2$ GeV². The pp data are acceptance corrected for masses ≤ 2.2 GeV [5], except for backward-hemisphere decays with $M(n\pi^+) < 1.3$ GeV, as indicated in fig. 2b. The spectra are normalised to equal areas for $1.3 < M(n\pi^+) < 2.2$ GeV. The resemblance is quite impressive between these $N\pi$ mass distributions obtained at c.m. energies differing by an order of magnitude. In each case there is a large fragmentation background coexisting with resonances, and these are probably the same in both reactions (absolute mass scale and resolution uncertainties are of the order of ~ 20 MeV). A recent comparison made between the $n\pi^+$ diffractive enhancement produced in $\pi^+ p$ interactions at 14 GeV/c [22] and the ISR data leads to the same general conclusion.

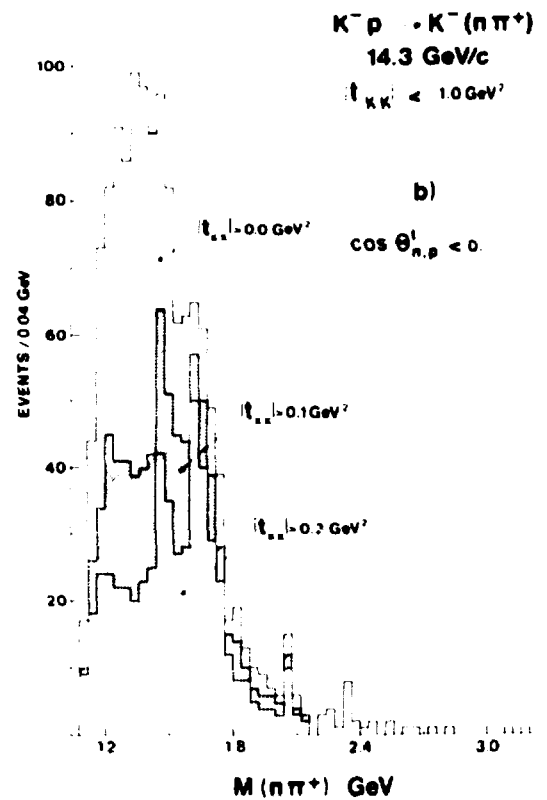
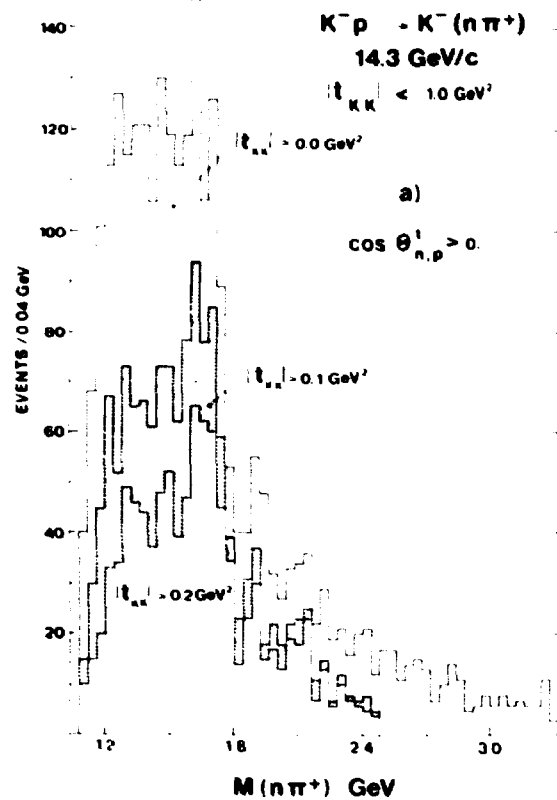


Fig. 1. $n\pi^*$ effective mass distribution for the reaction $K^- p \rightarrow K^- n\pi^*$ at 14.3 GeV/c for different z -cuts, separated according to (a) forward hemisphere, and (b) backward hemisphere $p \rightarrow n\pi^*$ decays in the $n\pi^*$ z -channel helicity frame.

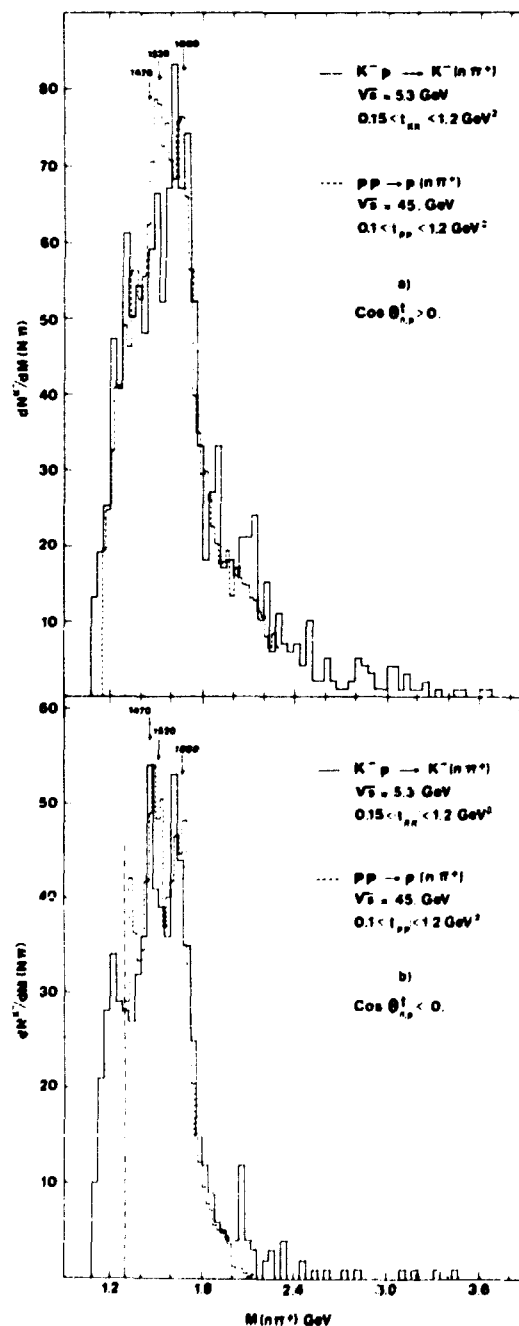


Fig. 2. Comparison of $p \rightarrow n\pi^+$ fragmentation spectra at 14.3 GeV/c and ~ 1100 GeV/c, separated according to (a) forward hemisphere, and (b) backward hemisphere: $p \rightarrow n\pi^+$ decays in the t -channel frame. The data are normalised to equal areas for $1.3 < M(N\pi) < 2.2$ GeV. ISR data for $\cos \theta < 0.0$ and $M(N\pi) < 1.3$ GeV are not available.

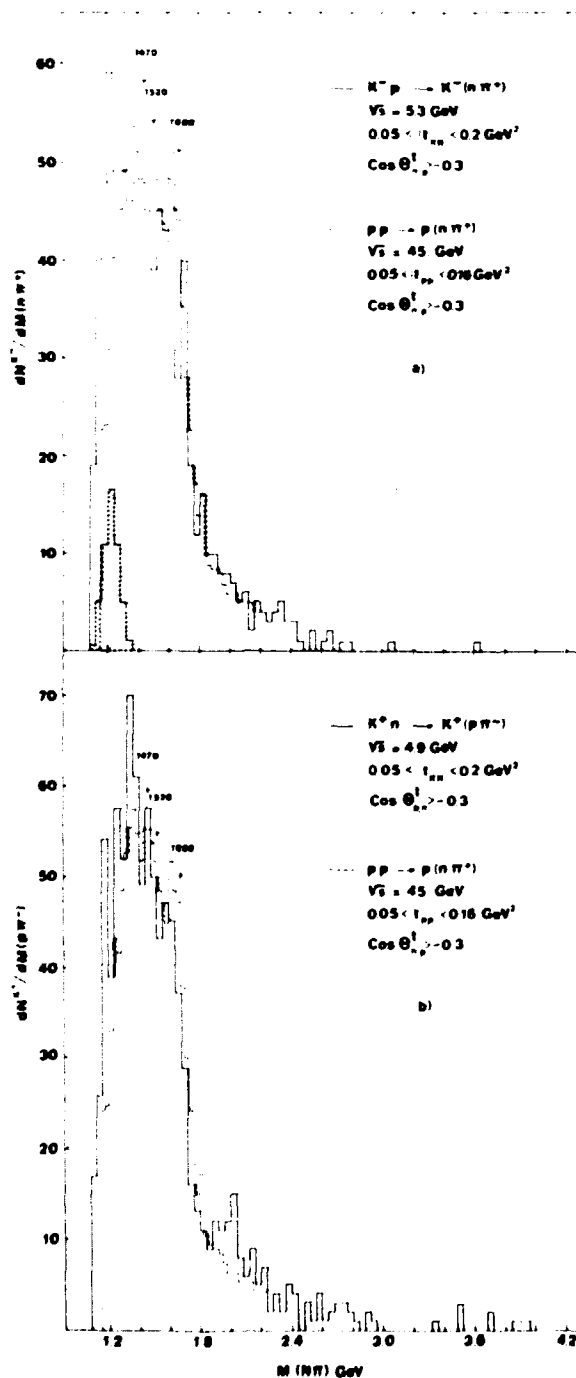


Fig. 3. Comparison of the $N \rightarrow N\pi$ fragmentation mass spectra at low $|t|$, in $pp \rightarrow p(n\pi^0)$ at 1100 GeV/c (dashed histograms) with (a) $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^0)$ data at 14.3 GeV/c, and (b) $K^-n \rightarrow K^-(p\pi^0)$ data at 12 GeV/c. All histograms are normalised to equal areas for $1.3 < M(N\pi) < 2.2$ GeV. In (a) is also shown (hatched histogram) the $K^-p \rightarrow K^-\Delta^+ \rightarrow K^0 n \pi^0$ contribution expected from $K^-p \rightarrow K^0 \Delta^0 \rightarrow K^0 p \pi^-$.

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

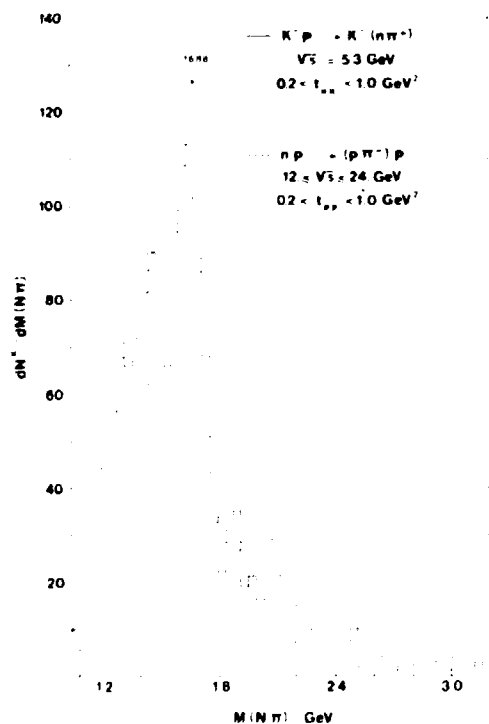


Fig. 4. Comparison of $p \rightarrow n\pi^+$ and $n \rightarrow p\pi^-$ fragmentation spectra at 14.3 GeV/c and FNAL energies. The data are normalised to equal areas for $M(N\pi) \leq 2.0$ GeV.

Our data in fig. 1 suggest that the non-resonant background is mostly concentrated in the low $|t|$ region. In figs. 3a and b we therefore compare the $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ data in the low $|t|$ region, $0.05 < |t| < 0.16$ GeV² (available only for $\cos \theta_{n,p}^t > 0.3$) with the $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ and $K^+n \rightarrow K^+(p\pi^-)$ data similarly selected in $\cos \theta^t$ and t . Apart from the $\Delta(1236)$ contributions*, shown for example in fig. 3a, and the discrepancy at the very threshold due to total loss of acceptance for $M(n\pi^+) \leq 1.15$ GeV in the pp reaction [5], the $N\pi$ fragmentation spectra in fig. 3, normalised to equal areas for $1.3 < M(N\pi) < 2.2$ GeV, are again very similar. Minor differences are expected (in both figs. 2 and 3) between the ISR and the 10–15 GeV/c data on the one hand as the Regge exchange contributions (to both the isospin- $\frac{1}{2}$ and $-\frac{3}{2}$ $N\pi$ states) are not entirely negligible at 10–15 GeV/c, and on the other hand between K^+ and K^- induced reactions as the

* It is obtained from the reaction $K^-p \rightarrow K^0\Delta^0 \rightarrow K^0p\pi^-$ subject to the same $\cos \theta^t$, t and $M(K\pi)$ cuts as the $K^-n\pi^+$ final state.

$C = -1$ t -channel exchanges change sign (relative to the dominant $C = +1$) between the two. The mass spectra in fig. 3 clearly display much less resonant structure than the higher $|t|$ data in fig. 2, and the smooth mass shapes observed are strongly reminiscent of typical Deck-model calculations [8]. Further evidence for a Deck-type fragmentation interpretation of the low $|t|$ low-mass $N\pi$ system region, is presented in subsect. 2.3.

For completeness we also show in fig. 4 the $N\pi$ fragmentation spectra at large $|t|$ ($0.2 \leq |t| \leq 1.0 \text{ GeV}^2$), and not separated according to decay hemispheres, in our $K^- (n\pi^+)$ data and the FNAL data on $np \rightarrow (p\pi^-)p$ at 50–300 GeV/c [3]. The two spectra in fig. 4, normalised to equal areas for $M(N\pi) \leq 2.0 \text{ GeV}$, are again remarkably similar, and clearly show the importance of resonance production at larger $|t|$. It is interesting to contrast the very different $N\pi$ mass shapes in figs. 3 and 4, which correspond to approximately complementary t -cuts, i.e. below and above $|t| \simeq 0.2 \text{ GeV}^2$ (region of the break in $d\sigma/dt$).

2.2. Differential cross sections

The reason the raw spectra (uncut $K^- p$, but $|t| \geq 0.1 \text{ GeV}^2$ for pp) are so different is, we think, because the resonant and non-resonant dissociation components have different t -behaviour. For example the $N\pi$ mass region $1.6 \leq M(N\pi) \leq 1.8 \text{ GeV}$, which contains a distinct resonance peak, has a production t -slope of $\sim 4.0 \text{ GeV}^{-2}$ in $K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+)$ at 14.3 GeV/c, of $\sim 5.0 \text{ GeV}^{-2}$ in $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ at 24 GeV/c [9], and of $\sim 6.5 \text{ GeV}^{-2}$ in $pp \rightarrow pn\pi^+$ at ~ 1100 and 1500 GeV/c [4,5,7]. In contrast to this relatively shallow slope of the diffractive *resonance* component (at least of the $N^*(1688)$), the near-threshold $N\pi$ fragmentation system displays a very steep forward peak, a shrinking slope, and notably different t -slopes for the two $N\pi$ decay hemispheres. To illustrate this point, we show in figs. 5a and b the t -distributions for the reaction $K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+)$ for each decay hemisphere separately, and in figs. 5c and d for the reaction $K^+ n \rightarrow K^+ (p\pi^-)$ at 12 GeV/c, with $M(N\pi) \leq 1.4 \text{ GeV}$ in both cases. The presence of the production slope *versus* forward-backward decay correlation in two different but comparable experiments confirms that this is a genuine feature of $N \rightarrow N\pi$ data. While the overall slope is $\sim 9.5 \text{ GeV}^{-2}$ for $M(N\pi) \leq 1.4 \text{ GeV}$ and $|t| \leq 0.3 \text{ GeV}^2$, for the forward decays it is $\sim 8 \text{ GeV}^{-2}$ (figs. 5a and c) and for the backward decays it is $\sim 12 \text{ GeV}^{-2}$ (figs. 5b and d). The FNAL data on the same $N \rightarrow N\pi$ fragmentation [3] (fig. 5e) display this same feature, with however much larger forward and backward decay slopes* of, respectively, $\sim 13 \text{ GeV}^{-2}$ and $\sim 20 \text{ GeV}^{-2}$ for $|t| \leq 0.3 \text{ GeV}^2$. For the $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ ISR data [10], the mass region $1.3 < M(n\pi^+) < 1.4 \text{ GeV}$ shown in fig. 5f has slopes of $\sim 11 \text{ GeV}^{-2}$ for $\cos \theta' > 0$ and $0.05 < |t| \leq 0.2 \text{ GeV}^2$, and $\sim 20 \text{ GeV}^{-2}$ for $\cos \theta' < 0$ and $0.1 < |t| < 0.2 \text{ GeV}^2$ (backward-hemisphere data are not available for $|t| \leq 0.1 \text{ GeV}^2$).

* The large slope difference ($\sim 9.5 \text{ GeV}^{-2}$ as compared to $\sim 17 \text{ GeV}^{-2}$) for the low-mass $N\pi$ system between KN and NN reactions is probably due in part to genuine shrinkage with increasing energy and in part to shallower diffractive slopes for meson-nucleon than for nucleon-nucleon interactions at the same energy.

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

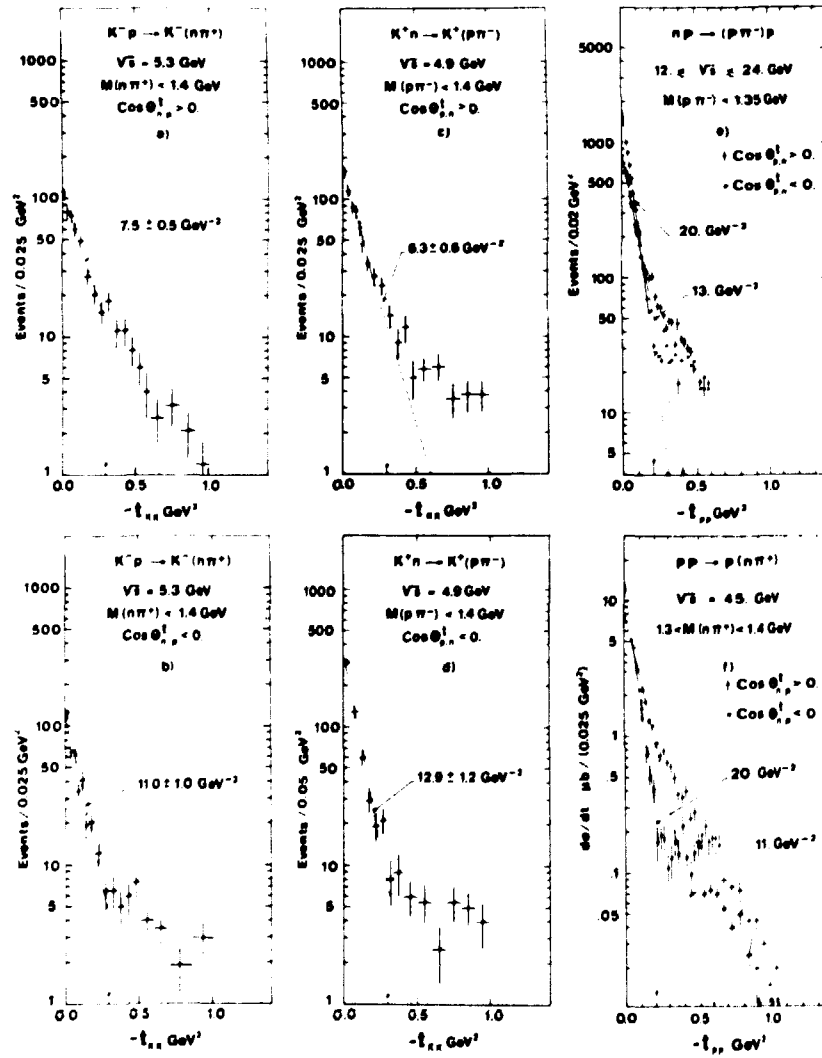


Fig. 5. Comparison of production differential cross sections of the low-mass diffractive $N\pi$ system at 14.3 GeV/c, 12 GeV/c, FNAL, and ISR energies. All data are separated according to $N \rightarrow N\pi$ decay hemispheres (in a t -channel helicity frame). The slopes indicated are for the t -intervals: $|t| \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ for 12 and 14.3 GeV/c and $|t| \leq 0.2 \text{ GeV}^2$ for FNAL and ISR data (refs. [3, 10]).

With such large slopes in the near-threshold $N\pi$ mass region, the $|t| > 0.1 \text{ GeV}^2$ cut for $pp \rightarrow p\pi^+$ data clearly eliminates a large and hemisphere differing fraction ($\geq 70\%$ in the backward-hemisphere, low-mass region $M(n\pi) \leq 1.4 \text{ GeV}$) of the non-resonant diffraction dissociation component, without affecting in a comparable manner the diffractive resonant component of much shallower slope. This justifies the t -cuts used in figs. 2a and b (and 8a and d) to obtain at $14.3 \text{ GeV}/c$ a similar enrichment of the $N\pi$ spectrum in resonances. From fig. 5 we also see that the production of the low-mass $N\pi$ system exhibits in all cases a sharp change of slope (break) at $|t| \sim 0.2 \text{ GeV}^2$. A cut $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$ as in fig. 4 eliminates essentially all the steep near-threshold (non-resonant) $N\pi$ "background".

From figs. 2, 3 and 4, it is evident that the relative resonant/non-resonant $N\pi$ signal does not vary dramatically over the $10 - 1100 \text{ GeV}/c$ range. The overall $n\pi^+$ fragmentation system production cross section is $205 \pm 35 \mu\text{b}$ in $K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+)$ and for $M(n\pi^+) \leq 2.4 \text{ GeV}$. The cross section for $K^- p \rightarrow K^- N^*(1688) \rightarrow K^- (n\pi^+)$ is estimated to be $24 \pm 6 \mu\text{b}$. After correction for the loss at small $|t|$, a cross section of $400 \pm 110 \mu\text{b}$ is quoted for the $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ data at $1100 \text{ GeV}/c$ [5]. This value is for the overall $n\pi^+$ diffractive fragmentation system similarly defined as at $14.3 \text{ GeV}/c$, and for either proton fragmenting: for $pp \rightarrow pN^*(1688) \rightarrow p(n\pi^+)$ the cross section is $68 \pm 20 \mu\text{b}$.

2.3. Decay angular distributions

We first discuss the features of the K^+ data suggesting the presence of two distinct components (resonances and non-resonant diffractive dissociation) in the diffractive excitation mass spectrum. In figs. 6a and b we show the azimuthal $N \rightarrow N\pi$ decay distributions in the t -channel reference frame, ($\varphi^t = 0$ in the production plane) for the mass region $1.56 < M(N\pi) < 1.8 \text{ GeV}$ where the $N^*(1688)$ is present. The backward-hemisphere ($\cos \theta^t < 0$) region, which is for $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$ dominated by the resonance (figs. 1 and 4), displays an azimuthal distribution of periodicity π with maxima out of the production plane (full circles in figs. 6a and b, $d\omega/d\varphi^t \approx a + b \sin 2\varphi^t$), which is quite usual for resonance decays. Such a decay distribution is expected for an $N^*(1688)$ of $J^P = \frac{5}{2}^+$ partially aligned along the t -axis (i.e. populating strongly the $m = \pm \frac{3}{2}$ substates) and produced by a t -channel exchange with a large helicity-one component.

In contrast, in the forward ($\cos \theta^t > 0$) region at low $|t|$ the smooth non-resonant $N \rightarrow N\pi$ fragmentation system dominates both at $10 - 15 \text{ GeV}/c$ and at ISR energies (figs. 1 and 3). It gives to the data (open circles in fig. 6a and b) its characteristic azimuthal distribution of periodicity 2π peaking in the production plane ($d\omega/d\varphi^t \approx a' + b' \cos \varphi^t$). This latter behaviour is precisely what is expected for a π exchange contribution (fig. 7b) to $N \rightarrow N\pi$ fragmentation following the Deck model [8]. In this model a baryon exchange contribution (fig. 7c) to $N \rightarrow N\pi$ may then be expected around $\cos \theta^t \approx -1$, with a φ^t distribution qualitatively opposite to the π exchange component [8] (i.e. a minimum at $\varphi^t = 0$, but very shallow in comparison

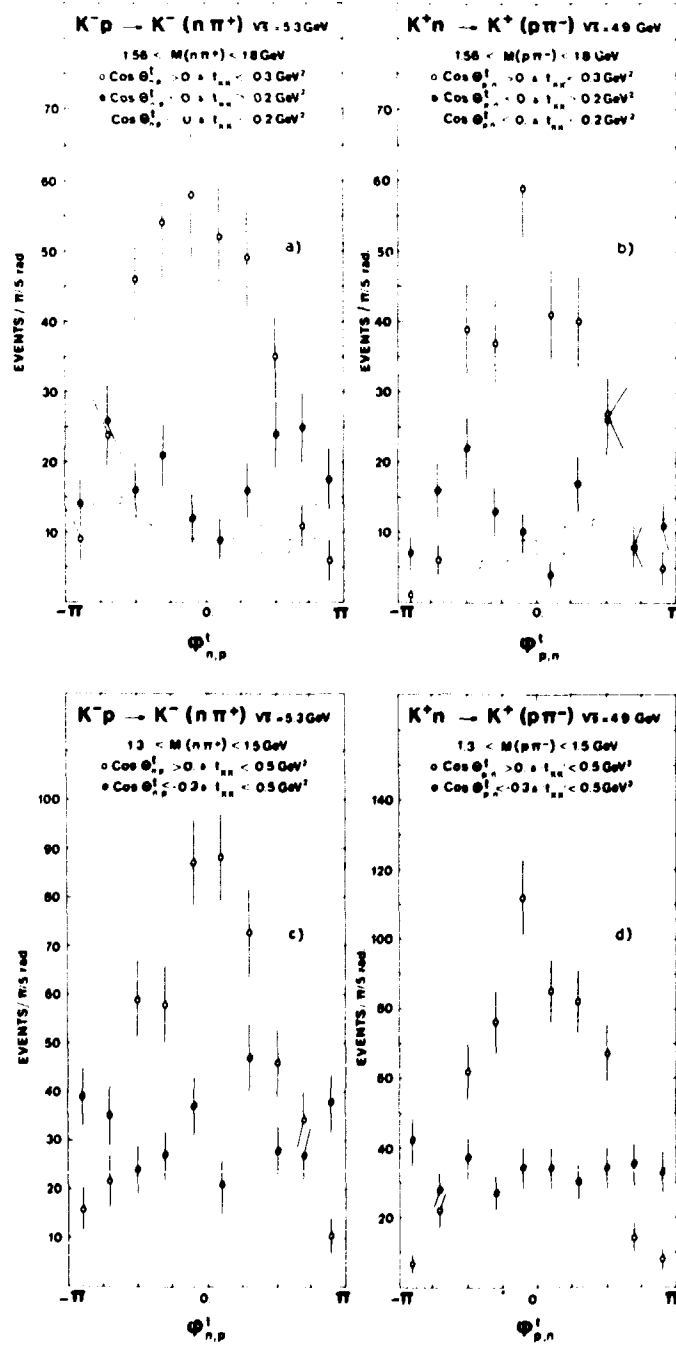


Fig. 6. $N \rightarrow N\pi$ azimuthal decay angular distributions in the t -channel helicity frame, for reactions $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ and $K^+n \rightarrow K^+(p\pi^-)$; $\phi^f = 0$ is in the production plane, in the direction $N_{\text{inc.}} \times (K_{\text{inc.}} \times K_{\text{out.}})$.

D. Denegri et al. / *Diffraction excitation systems*

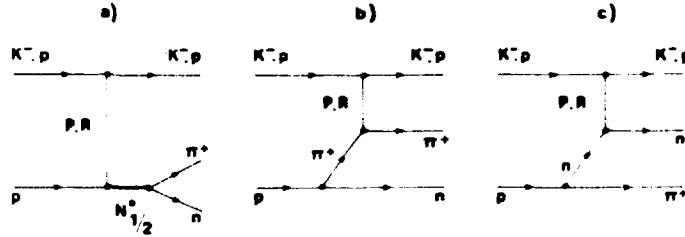


Fig. 7. Diagrams contributing to the production of a diffractive $N\pi$ system. (a) production of a genuine resonance, (b) and (c) non-resonant $N\pi$ diffractive fragmentation.

to the deep π exchange minima at $\varphi^f = \pm\pi$). Such a behaviour is consistent with our observations in the backward-hemisphere low $|t|$ region (dashed histograms in figs. 6a and b). If such π and baryon exchange Deck-model diffractive contributions are indeed present in the data in this mass region, they should be stronger (in terms of cross sections) closer to the $N\pi$ mass threshold. This is not inconsistent with the azimuthal distributions observed in, for example, the mass region $1.3 < M(N\pi) < 1.5$ GeV shown in figs. 6c and d. These φ^f distributions (figs. 6c and d) are not very sensitive to moderate variations in the mass, t or $\cos\theta^f$ cuts. Particularly insensitive is the forward region ($\cos\theta^f \gtrsim 0$) suggesting that the overall $N\pi$ system is dominated by the π exchange Deck contribution. What is remarkable is the contrast between the φ^f distributions for the forward and backward decay regions. A clear indication of a baryon exchange contribution to $N \rightarrow N\pi$ is found in the FNAL experiment [3].

We now compare the polar and azimuthal $N \rightarrow N\pi$ decay angular distribution (in the t -channel) at 14.3 GeV/c and 1100 GeV/c. The comparison is made in fig. 8 for several $N\pi$ mass bands. The mass, t and $\cos\theta^f$ cuts for $K^- (n\pi^+)$ are chosen to match approximately the available $p(n\pi^+)$ data. These are limited to $|t| > 0.1$ GeV² for $0.9 < \cos\theta^f < -0.3$ but to $|t| > 0.05$ GeV² for $\cos\theta^f > -0.3$ [5], what explains the discontinuity in $\cos\theta$ in figs. 8h and i. The solid φ^f distributions in fig. 8 are integrated over all available $\cos\theta^f$. The backward-hemisphere region $\cos\theta^f < -0.3$ is also shown separately when available (dashed histograms). The decay angular distributions in fig. 8 obviously have very similar features, indicating a similar spin-parity content of the $N\pi$ system. This shows again the remarkable constancy with respect to incident energy of the $N \rightarrow N\pi$ fragmentation mechanism. The anisotropic φ^f distributions in fig. 8 imply non-conservation of t -channel helicity for the overall diffractive excitation system in these mass regions, both at PS and ISR energies. The anisotropy of φ^f in fig. 6 also indicates t -channel helicity non-conservation for the resonant and non-resonant component* separately at 10–15 GeV/c.

* In a Deck-picture of the non-resonant diffractive dissociation component, because the $N\pi$ system proceeds from a genuinely three-body final state, its (s - or t -channel) helicity has no direct bearing on the helicity properties of the pomeron.

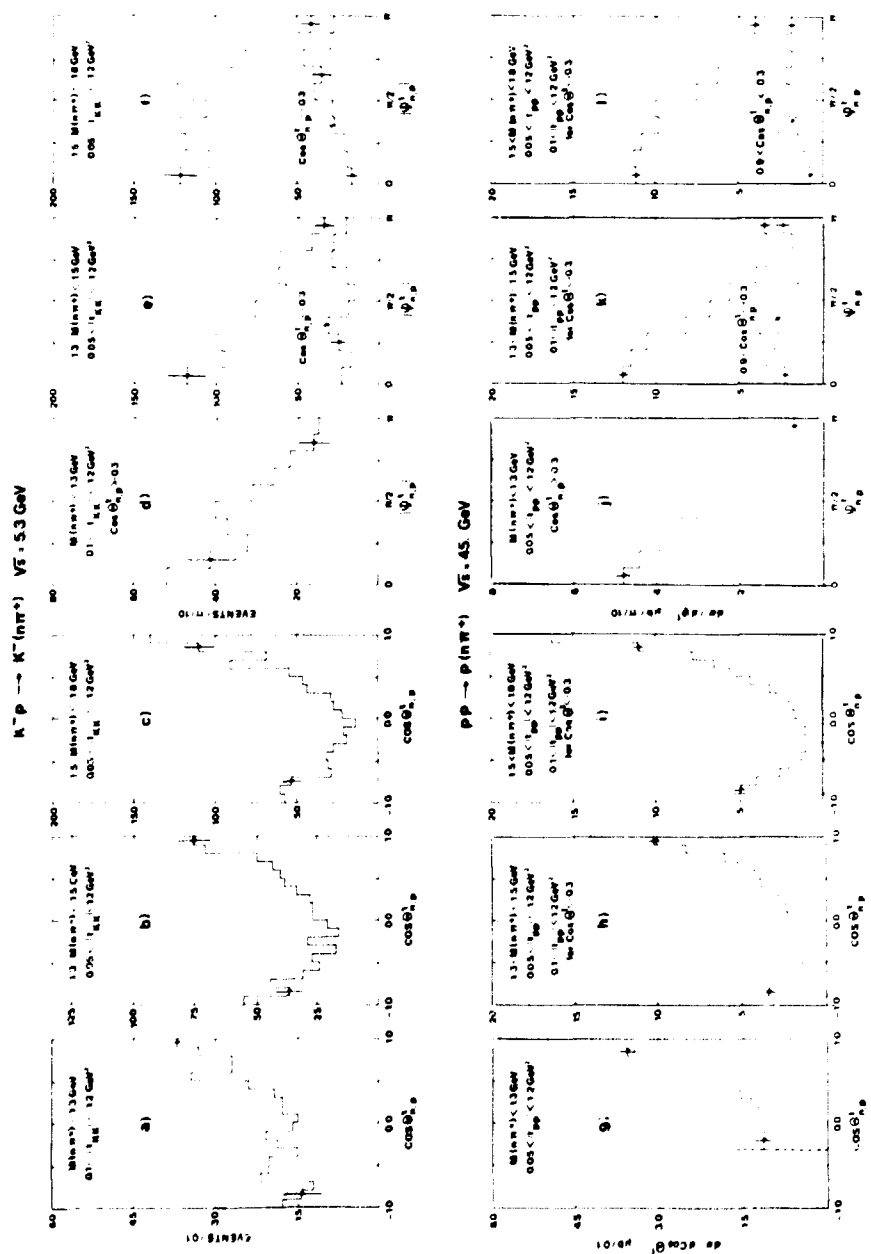


Fig. 8. Comparison of t -channel decay angular distributions of the $N \rightarrow N\pi$ fragmentation systems in reactions $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ at $\sqrt{s} = 5.3$ GeV and $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ at $\sqrt{s} = 45.0$ GeV [5].

2.4. Summary on the $N\pi$ fragmentation system

In conclusion, the similarity of the mass spectra in figs. 2, 3 and 4, of the differential cross sections * in fig. 5, up to shrinkage and including the presence of structure (sharp break of slope) around $|t| \sim 0.2 \text{ GeV}^2$ and of angular distributions in fig. 8, indicates that the same mechanism is operative over this broad energy span. Furthermore, this diffractive dynamics has approximate (vertex) factorisation properties with respect to different incident particles (K versus N) for the mass spectra (the relative shape) and for both the resonant and non-resonant components. Factorisability may also hold for differential cross sections up to $|t| \approx 0.5 \text{ GeV}^2$. These properties would be easily interpreted if the $N\pi$ threshold enhancement were a single resonance, however, as in all likelihood it is a complex superposition of non-resonant (diagrams 7b and c) and several distinct resonant components (diagram 7a), this may not be such a trivial feature. It implies approximate factorisability for each component separately and a similar energy behaviour for all. (See also discussion in sect. 5).

3. Comparison of $N\pi\pi$ fragmentation spectra

3.1. $N \rightarrow N\pi\pi$ diffraction dissociation at $14.3 \text{ GeV}/c$

We begin by discussing briefly the extraction of the $N \rightarrow N\pi\pi$ fragmentation system from our $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ data. This reaction is entirely dominated at $p_{\text{inc.}} \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$ by the two large fragmentation systems $K \rightarrow K\pi\pi$ and $N \rightarrow N\pi\pi$. To extract the diffractive $N\pi\pi$ system we require (a) $y_{\pi^+} + y_{\pi^-} < 0.0$ (y is the rapidity in the overall center of mass); (b) $|t_{K\bar{K}}| < 1.0 \text{ GeV}^2$; (c) Q out, i.e. $M(K^- \pi^+ \pi^-) \geq 1.6 \text{ GeV}$; and (d) $K^*(890)$ out, i.e. $M(K^- \pi^+) \geq 1.0 \text{ GeV}$. Only the rapidity cut is essential to eliminate the dominant $K \rightarrow K\pi\pi$ mechanism contribution, the Q and $K^*(890)$ cuts just eliminate obvious minor residual contamination overflowing from the K fragmentation sector. Furthermore, to approximately simulate in our data the effect of loss acceptance at higher $N\pi$ (and $N\pi\pi$) masses for the ISR data, we also require $M(p\pi^+) \leq 1.8 \text{ GeV}$ (see figs. 11b and c). After these cuts we are left with 4177 events we attribute to nucleon fragmentation in $K^- p \rightarrow K^- (p\pi^+ \pi^-)$. In figs. 9a and b we show the $p\pi^+ \pi^-$ mass spectrum so selected, separated according to forward and backward hemisphere decays of the $p\pi^+ \pi^-$ cluster into $(p\pi^+)$ and π^- in the $p\pi^+ \pi^-$ t -channel helicity frame **, and this for successive $|t_{K\bar{K}}|$ cuts: $|t_{K\bar{K}}| > 0.0, 0.1, 0.2 \text{ GeV}^2$. As found for $N \rightarrow N\pi$ fragmentation (fig. 1), the mass spectra exhibit a pronounced threshold enhancement with a relatively smooth (structureless)

* The similarity between the t -distributions in $pp \rightarrow p\pi\pi^*$ at 19 and 1500 GeV/c has been previously discussed [11].

** We choose as a "two-body" decay $p \rightarrow (p\pi^+)\pi^-$, since the $p\pi^+ \pi^-$ cluster is predominantly ($\sim 60\%$) a $\Delta^{++}\pi^-$ system.

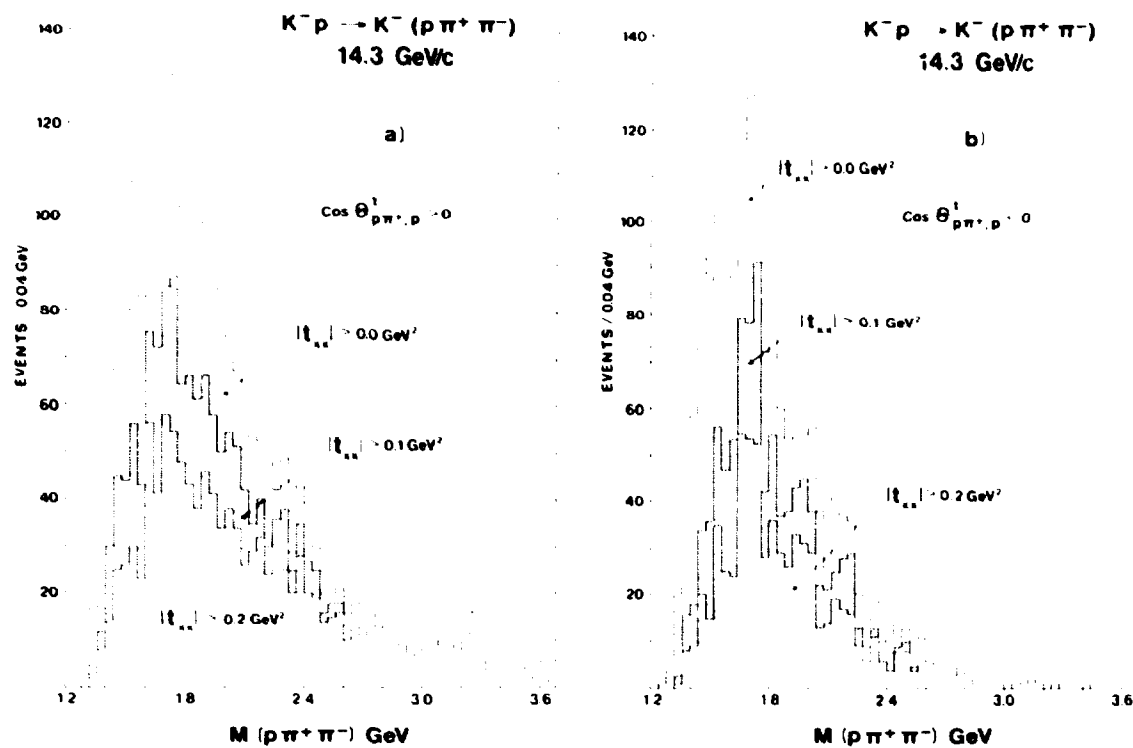


Fig. 9. $p\pi^+\pi^-$ effective mass distributions for the reaction $K^- p \rightarrow K^- (p\pi^+\pi^-)$ at 14.3 GeV/c for different t -cuts and separated according to (a) forward hemisphere, and (b) backward hemisphere decays of $p \rightarrow (p\pi^+)\pi^-$ in the $p\pi^+\pi^-$ t -channel helicity frame.

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

behaviour reminiscent of Deck-model fragmentation spectra, except for a distinct ≈ 120 MeV wide resonant peak near 1.7 GeV. This peak, too, seems somewhat more pronounced at larger t and in the backward hemisphere. The near threshold region has the steepest t dependence, it is preferentially eliminated with successively higher t cuts.

Without a spin-parity analysis it is not clear whether this $N\pi\pi$ peak is distinct from the $N\pi$ peak around 1.7 GeV, usually identified with the $N^*(1688)$. The maxima in the effective mass distributions are somewhat displaced in our data, at ≈ 1.67 GeV and at ≈ 1.71 GeV for $n\pi^+$ and $p\pi^+\pi^-$ respectively. They might still be two decay modes of the same object as, first, there is an absolute mass scale uncertainty of 10–20 MeV between 1C and 4C fits, and second, both peaks sit on strongly t -dependent backgrounds. More specifically, the $n\pi^+$ peak is superposed on a steeply falling background (figs. 1 and 3), while the $p\pi^+\pi^-$ peak is on the top, or even the rising side, of a Deck-like background (fig. 9), especially for $|t| \geq 0.1$ GeV².

We estimate the $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ diffractive dissociation cross section in $K^-p \rightarrow K^-(p\pi^+\pi^-)$ at 14.3 GeV/c, for $M(p\pi^+\pi^-) \leq 2.4$ GeV, to be 150 ± 25 μ b. The cross section for the $N^* \rightarrow p\pi^+\pi^-$ peak at 1.7 GeV is about 20 ± 8 μ b.

3.2. Comparison with high-energy data

We now compare our single dissociation data on $K^-p \rightarrow K^-(p\pi^+\pi^-)$ to available single dissociation data on $pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)$ at $\sqrt{s} = 45$ GeV, where there are 6731 events limited to $|t| > 0.1$ GeV² [12]. In fig. 10 we show the $p\pi^+\pi^-$ mass spectra for the two sets of data for $0.1 \leq |t| \leq 0.6$ GeV², normalised to equal areas for $M(p\pi\pi) \leq 1.8$ GeV. The two mass spectra closely resemble one another up to ~ 1.8 GeV, and both clearly exhibit the resonance peak near 1.7 GeV. For higher masses, however, an important difference develops. In this respect, we note on the one hand that the high mass fall-off in our data is sensitive to the details of the selections made only for $M(p\pi\pi) < 2.3$ GeV, and on the other hand, that the ISR data are not corrected for acceptance losses. Their acceptance, calculated assuming phase-space $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ decays (full line curve in fig. 10) has appreciable variations, falling rapidly above $M(p\pi\pi) \sim 1.8$ GeV*.

As this comparison of *single dissociation* mass spectra is somewhat inconclusive due to the experimental difficulties just mentioned, we also compare our data to available *double dissociation* $N\pi\pi$ spectra obtained at the ISR in $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ [13]. We use the $\sqrt{s} = 31$ GeV data (equivalent lab momentum ~ 500

* Correcting the pp data with the quoted acceptance curve [12] does not entirely remove the discrepancy. We note however that our data for $M(p\pi\pi) > 1.8$ GeV exhibit a highly anisotropic and forward-backward asymmetric $p \rightarrow (p\pi^+) + \pi^-$ decay distribution with $(p\pi^+)$ predominately forward going, as well as an anisotropic $(p\pi^+) \rightarrow p + \pi^+$ decay, with again preferentially forward going protons. If these features were also present at ISR energies, the acceptance calculated assuming isotropic decays, indicated in ref. [12] and shown in fig. 10, could be somewhat overestimated at high $N\pi\pi$ masses.

D. Denegri et al. / *Inactive excitation systems*

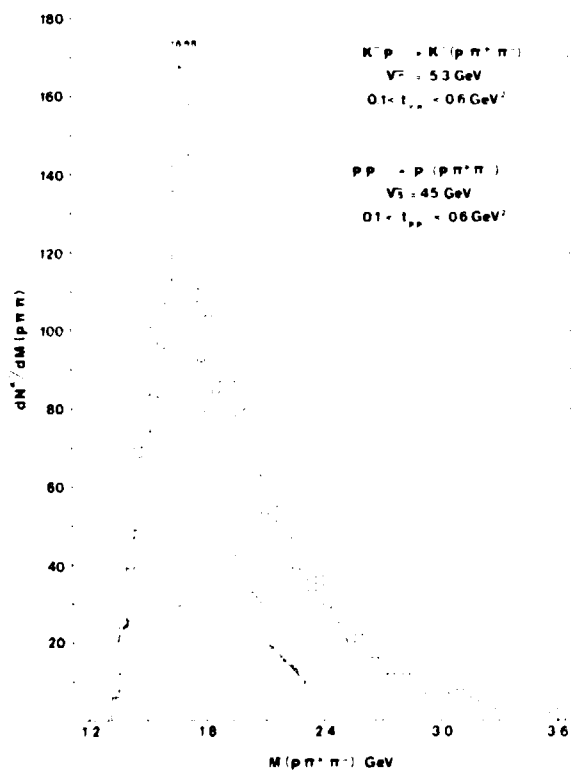


Fig. 10. Comparison of $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ fragmentation spectra at 14.3 GeV/c and ISR energies. The data are normalised to equal areas for $M(p\pi\pi) \leq 1.8$ GeV. The solid curve is the ISR experiment acceptance, ref. [12].

GeV/c), as these have the most uniform mass acceptance over the range $1.4 \leq M(p\pi\pi) \leq 3.0$ GeV and the best statistics (1058 events). Such a comparison makes sense only if we assume that vertex factorisations holds, but conversely, if successful, it is a powerful indicator of the nature of the production mechanism.

The double dissociation $p\pi^+\pi^-$ spectrum at $\sqrt{s} = 31$ GeV (shaded area) is compared to our data (full line) in fig. 11a. In figs. 11b and c we also show the $p\pi^+$ subsystem mass spectra, including here the events above 1.8 GeV for the 14.3 GeV/c data. The similarity between the shapes of the two $p\pi^+\pi^-$ and $p\pi^+$ spectra in fig. 11 is striking, both for the resonance components (the Δ^{++} and the $M(N\pi\pi) \sim 1.7$ GeV resonance) and for the overall fragmentation background. (The comparison of shapes is really significant only for masses ≤ 2.2 GeV). This shows that the resonant

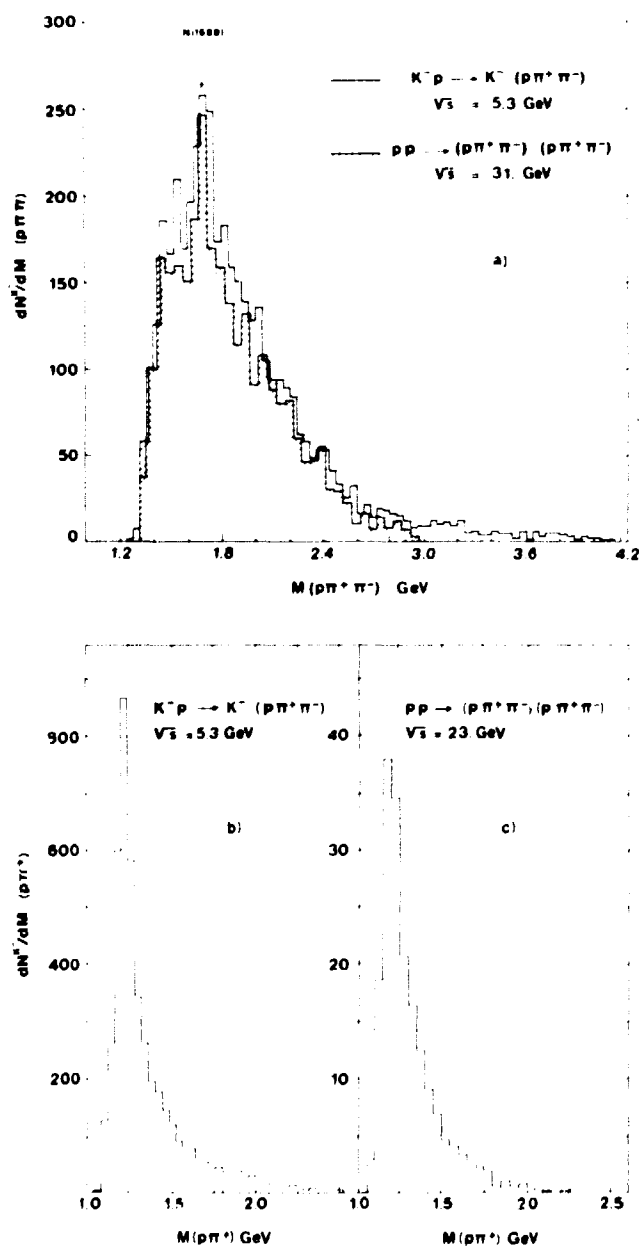


Fig. 11. Comparison of $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ fragmentation systems in single dissociation $K^- p \rightarrow K^- (p\pi^+\pi^-)$ data at 14.3 GeV/c and in double dissociation $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ data at $\sqrt{s} = 500$ GeV/c. (a) $p\pi^+\pi^-$ mass spectra. (b) and (c) $p\pi^*$ subsystem mass spectra (arbitrary units in fig. 11c).

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

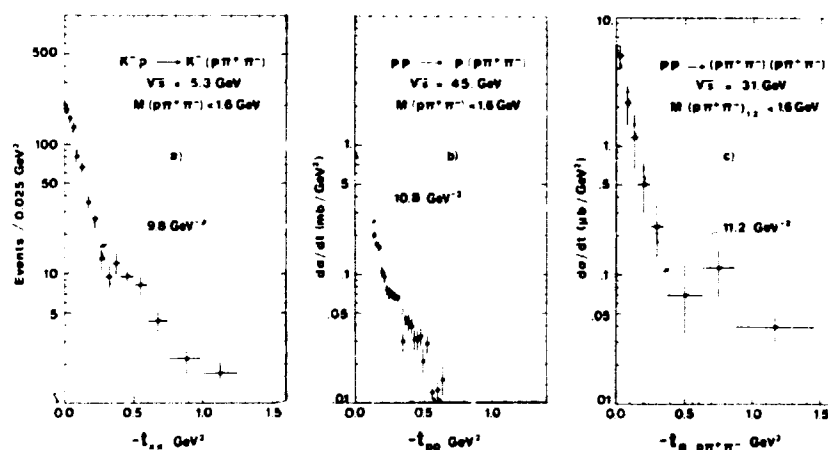


Fig. 12. Comparison of production differential cross sections of the low-mass diffractive $N\pi\pi$ system, in (a) single dissociation at PS, (b) ISR energies, and (c) double dissociation at ISR energies.

and non-resonant components in $N \rightarrow N\pi\pi$ fragmentations coexist at comparable relative levels over this large energy range.

In figs. 12a, b and c, we compare the production differential cross sections for the near-threshold $N\pi\pi$ system region ($M(N\pi\pi) \leq 1.6$ GeV) from the various experiments. The three sets of data display a similar behaviour, with a break at $|t| \approx 0.3$ GeV² and relatively large slopes below the break. Irrespective of what the proper interpretation of the t -structure observed turns out to be, the similarity both between the single and double dissociation data and between 14.3 GeV/c and ISR energies, clearly indicates that a common (diffractive) mechanism is at work, that it is already dominant and in its asymptotic regime in the 10–20 GeV/c range. These data also suggest that the mechanism has approximate factorisation properties, in what regards the *shapes* of the mass spectra (or equivalently relative cross sections), with respect to different incident particles (K versus N) and single and double dissociation. This factorisation property may extend up to $|t| \approx 0.5$ GeV², as suggested by the similar structure found in the differential cross sections.

4. Comparison of $N \rightarrow AK$ fragmentation spectra

We briefly discuss the $N \rightarrow AK$ fragmentation spectra as found in reactions $K^-p \rightarrow K^-(AK^+)$ at 14.3 GeV/c and $pp \rightarrow p(AK^+)$ at $\sqrt{s} = 45$ and 53 GeV [14]. There are 182, 215 and 124 events respectively in each of these samples. At 14.3 GeV/c the AK^+ system exhibits the pronounced threshold enhancement characteristic of diffractive

D. Denevri et al. - Diffractive excitation systems

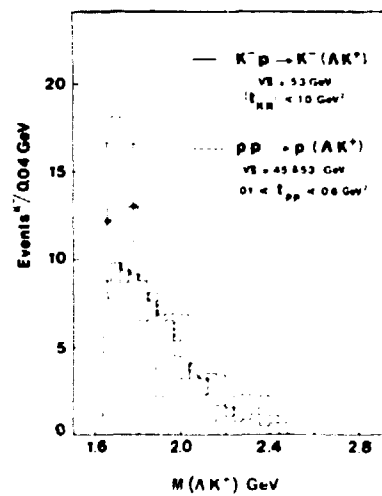


Fig. 13 Comparison of $p \rightarrow AK^*$ fragmentation spectra at 14.3 GeV/c and at ISR energies. The data are normalised to equal areas for $M(AK) \leq 2.4$ GeV.

tion dissociation, and for $M(AK) \leq 2.4$ GeV is produced with an exponential t' slope of 5 ± 1 GeV⁻².

In fig. 13 we compare the $N \rightarrow AK^*$ fragmentation mass spectrum at $\sqrt{s} = 5.3$ GeV (full line) with the acceptance-corrected AK^* mass distributions for combined ISR data at $\sqrt{s} = 45$ and 53 GeV (dashed distribution). The data are compared only in the near-threshold region, and are normalised to equal areas for $M(AK) \leq 2.4$ GeV. Again the two distributions in fig. 13 are quite similar within the large statistical errors and appreciable acceptance corrections needed for the ISR data. The cross section for $N \rightarrow AK$ fragmentation in $K^-p \rightarrow K^-(AK')$ is $6 \pm 1.5 \mu\text{b}$ at 14.3 GeV/c, compared to $10 \pm 3 \mu\text{b}$ in $pp \rightarrow p(AK^*)$ at ISR energies.

5. Absolute cross sections and factorisation

In this section we discuss the absolute cross sections in the framework of the factorisation hypothesis. Factorisability of nucleon fragmentation (for $N \rightarrow N\pi$) with respect to different incident particles (π , K, p) has been tested in the ~ 10 –20 GeV/c range [1,2,9] and is found to hold at a $\sim 20\%$ level. Single *versus* double dissociation factorisability (in exclusive channels) has been checked in K^-p interactions at 14.3 GeV/c [15] and in pp interactions at ISR energies [13,16], and seems to work within an experimental uncertainty factor of the order of ~ 2 . Factorisation tests *K versus N* at the same high energy cannot be made, as there are not yet any exclusive high-energy K^-p data. With our K^-p and available ISR pp data we can, however, check

whether the different fragmentation channels ($N \rightarrow N\pi$, $N \rightarrow N\pi\pi$ and $N \rightarrow AK$) are in about the same ratios whether induced by incident K^- at $\sqrt{s} = 5.3$ GeV or by incident protons at $\sqrt{s} = 45$ and 53 GeV [5,12,14]:

$$\sigma(p \xrightarrow{K^-} n\pi^+) : \sigma(p \xrightarrow{K^-} p\pi^+\pi^-) : \sigma(p \xrightarrow{K^-} AK^+) = 205 \pm 35 \mu\text{b} : 150 \pm 25 \mu\text{b} : 6 \pm 1.5 \mu\text{b} ,$$

$$\sigma(p \xrightarrow{P} n\pi^+) : \sigma(p \xrightarrow{P} p\pi^+\pi^-) : \sigma(p \xrightarrow{P} AK^+) = 400 \pm 110 \mu\text{b} : 335 \pm 100 \mu\text{b} : 10 \pm 3 \mu\text{b} ,$$

what seems again to be satisfied within the relatively large experimental errors. (In all cases the nucleon fragmentation cluster is limited to masses ≤ 2.4 GeV, and for pp interactions the cross sections are for either proton fragmenting.) Such a behaviour would indicate that a "limiting fragmentation regime" has already been achieved at $\sqrt{s} \sim 5$ GeV for excitation masses of ≤ 2 GeV.

There is, however, still a difficulty with these overall cross sections, as in terms of a single factorisable t -channel (pomeron, P) exchange model, the elastic and inelastic diffractive amplitudes should have the same energy behaviour $\sim s^{\alpha_P}$. The elastic K^-p cross section at $\sqrt{s} = 5.3$ GeV is 2.95 ± 0.1 mb [17], while the pp elastic cross section at $\sqrt{s} = 45$ GeV is 7.5 ± 0.3 mb [18], and the ratio of the (one) proton vertex diffractive cross section to the elastic one:

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+); \sqrt{s} = 5.3 \text{ GeV})}{\sigma(K^-p \rightarrow K^-p; \sqrt{s} = 5.3 \text{ GeV})} \approx 7 \pm 1.2\% ,$$

$$\frac{\frac{1}{2}\sigma(pp \rightarrow p(n\pi^+); \sqrt{s} = 45 \text{ GeV})}{\sigma(pp \rightarrow pp; \sqrt{s} = 45 \text{ GeV})} \approx 2.7 \pm 0.7\% ,$$

seems to have decreased between PS and ISR energies by a factor ~ 2.4 , which is uncomfortably large as to just blame the experimental uncertainties. This difficulty is not related to the " K versus N factorisability", as it persists if we compare the ISR results to either the $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ [9] or $pn \rightarrow p(p\pi^-)$ [19] data at 24 GeV/c and 19 GeV/c respectively, where $\frac{1}{2}\sigma(n\pi^+)_{\text{diff}} \approx \sigma_{\text{diff}}(p\pi^-) \approx 600 \pm 80 \mu\text{b}$ and $\sigma_{\text{el}}(pn) \approx \sigma_{\text{el}}(pp) = 8.5 \pm 0.3$ mb [20]*. It is due to the apparently larger decrease (or different energy behaviour) of the inelastic cross section as compared to the elastic one over this broad energy range. Taken at face value, the above results would indicate, either that Regge exchanges are more important at PS energies than usually thought (on the basis of differential cross section cross-overs or isospin analysis [21]), or a true limitation of the two-body factorisation hypothesis (in the sense of the diagram in fig. 7a), when applied to the overall fragmentation cluster, i.e. after integration over a broad mass and t -interval. With better statistics and more detailed data two-body factorisability should be tested at smaller t , where single pole dominance is better justified.

* Recently available data on $\pi^+p \rightarrow \pi^+(n\pi^+)$ have also shown, when compared to ISR data, a similar departure from factorisation [22].

and in particular for the $N^*(1520)$ and $N^*(1688)$ resonances which are presumably produced in genuine two-body channels*.

In this respect, if the $N \rightarrow N\pi$ fragmentation system proceeds largely through a three-body Deck-type mechanism (diagrams 7b and c), a more appropriate factorisation test would be, as far as the energy behaviour is concerned, and assuming dominant π exchange,

$$R \equiv \frac{\frac{1}{2} \sigma(pp \rightarrow p(n\pi^+); \sqrt{s_{pp}})}{\langle \sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p; \sqrt{s_{\pi p}}) \rangle} \simeq \text{independent of } s,$$

where $\langle \sigma_{el}(\pi^+p) \rangle$ is the π^+p elastic cross section averaged over the π^+p subsystem c.m. energy. In Deck-model calculations the average πN effective mass is typically $\frac{1}{3}$ to $\frac{1}{2}$ of the total c.m. energy $\sqrt{s}$ [8]. For the reaction $pp \rightarrow pn\pi^+$ we would have at 24 GeV/c $\langle \sqrt{s_{\pi^+p}} \rangle \simeq 2-3$ GeV and $\langle \sigma_{el}(\pi^+p) \rangle \simeq 7-8$ mb giving a ratio $R \simeq 0.09 \pm 0.02$, while at 1100 GeV/c $\langle \sqrt{s_{\pi^+p}} \rangle \simeq 15-20$ GeV and therefore $\langle \sigma_{el}(\pi^+p) \rangle \simeq 3.4$ mb [23], giving a ratio $R \simeq 0.06 \pm 0.015$, consistent with the 24 GeV/c value. In this model, diffraction dissociation reactions of the type $pp \rightarrow pn\pi^+$ would exhibit a "delayed asymptotic behaviour" relative to elastic scattering as they operate at a subenergy $\sim \frac{1}{3}\sqrt{s}$, and may therefore start to rise again, not at $p_{inc.} \sim 100-150$ GeV/c, but rather at $p_{inc.} \sim 1000$ GeV/c, if at all. In such a double-peripheral model approximate K versus N vertex factorisability subsists as far as the shapes of the mass spectra, differential cross sections and decay angular distributions are concerned. There is, however, no strict factorisability between production and decay of the $N\pi$ system (for example), which seems also born out by the data: is the forward and backward $N \rightarrow N\pi$ decays do not have the same production slope in the near-threshold $N\pi$ mass region as seen in subsect. 2.2.

6. Conclusions

From the present comparison of "low" and high-energy nucleon dissociation data, the following tentative conclusions can be drawn about the nature of inelastic diffractive dynamics.

(i) The low-mass parts of the $N \rightarrow N\pi$ and $N \rightarrow N\pi\pi$ (and maybe $N \rightarrow AK$) exclusive diffractive excitation spectra seem to display a remarkable independence of s (limiting behaviour) in terms of invariant mass (M), in contrast to the inclusive high-mass diffractive systems which exhibit a limiting behaviour in M^2/s , i.e. scale. In particular, the resonant/non-resonant (diffraction dissociation Deck-type background) composition

* Resonances may indeed stand somewhat better over background in the high-energy data in Figs. 2, 4 and 10; whether the needed factor of ~ 2.5 can be obtained is not clear, however. We emphasize again the sensitivity of the signal to background ratios to the t -cuts (Figs. 1 and 9).

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

of the low-mass cluster does not seem to change drastically between ~ 10 GeV/c and ~ 1500 GeV/c.

(ii) The similarity of the invariant mass distributions, decay angular distributions, and of such dynamical features as breaks in the differential cross section, whether the fragmentation is induced by an incident K or a nucleon which may itself suffer fragmentation, indicates a common production mechanism operating over the whole energy range. This mechanism has approximate factorisation properties with respect to different incident particles as well as between single and double dissociation. These features point toward a factorisable t -channel exchange mechanism interpretation of diffractive dissociation phenomena, at least as a first approximation. The observed difficulty with total cross sections suggests that both two-body and three-body factorisability may be needed to adequately describe the data in the different mass regions.

(iii) The similarities we have exhibited at c.m. energies differing by an order of magnitude indicate a remarkable energy independence of the diffractive production dynamics and confirm that this mechanism is already dominant in the $10 - 20$ GeV/c range, at least for low excitation masses ($\lesssim 2$ GeV) where in any case most of the diffractive excitation cross section is to be found.

We are very indebted to Dr. A. Firestone and to Professor G. Goldhaber who kindly made their 12 GeV/c K^+n data available to us. It is a pleasure to acknowledge useful discussions with Drs. R. Barloutaud, C. Broll and C. Wohl.

References

- [1] J.V. Beaupré et al., Nucl. Phys. B66 (1973) 93;
K. Bockmann et al., Nucl. Phys. B96 (1975) 45;
D. Vignaud et al., Nucl. Phys. B102 (1976) 20 and references therein.
- [2] S. Lichtman et al., Nucl. Phys. B81 (1974) 31;
G. Otter et al., Nucl. Phys. B87 (1975) 1;
V. Blobel et al., Nucl. Phys. B97 (1975) 201 and references therein.
- [3] T. Ferbel, Studies of neutron dissociation at Fermilab energies, University of Rochester preprint UR-541, C00-3065-119 (June, 1975);
J. Biel et al., Phys. Rev. Letters 36 (1976) 504, 507.
- [4] F. Nagy et al., CERN - Hamburg - Orsay - Vienna Collaboration, Paper 488 submitted to London Conf., July, 1974;
C. Broll, Experimental results on inelastic diffraction scattering in proton-proton collisions at the ISR, London Conf. Proc., July, 1974.
- [5] C. Broll - These de Doctorat d'Etat, Université Paris-Sud, Orsay, December, 1975.
- [6] D. Fissauer et al., Phys. Rev. D6 (1972) 1852.
- [7] M. Jacob, Diffractive phenomena (exclusive aspects), ISR discussion meeting between experimentalists and theorists, CERN, November, 1974.
- [8] D. Denegri, Nucl. Phys. B76 (1973) 518;
D. Vignaud, These de Doctorat d'Etat, Université Paris-Sud, Orsay, April, 1976 and references therein.

D. Denegri et al. / Diffractive excitation systems

- [9] K. Bockmann et al., Nucl. Phys. B81 (1974) 45.
- [10] C. Broll, CERN- Hamburg Orsay Vienna Collaboration, private communication.
- [11] S. Humble, Nucl. Phys. B76 (1974) 137; B86 (1975) 285.
- [12] R. Webb et al., Phys. Letters 55B (1975) 331.
- [13] M. Cavalli-Sforza et al., Nuovo Cimento Letters 14 (1975) 345; 353, 359.
- [14] L. Baksay et al., Phys. Letters 61B (1976) 405.
- [15] D. Denegri et al., Nucl. Phys. B101 (1975) 53.
- [16] R. Webb et al., Phys. Letters 55B (1975) 336.
- [17] B. Drevillon et al., Nucl. Phys. B97 (1975) 392.
- [18] U. Amaldi et al., Phys. Letters 44B (1973) 112.
- [19] L. Dahl-Jensen et al., Nucl. Phys. B87 (1975) 426.
- [20] Compilation of cross sections, π , p and $\bar{p}$ induced reactions, CERN/HERA 73-1.
- [21] R. Barloutaud et al., Nucl. Phys. B59 (1973) 374 and references therein.
- [22] J. Ballam et al., SLAC-PUB-1716, Diffractive production of nucleon resonances at 14 GeV and at ISR energies.
- [23] Fermilab Single Arm Spectrometer Group, Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1195.

ANNEXE II

Nuclear Physics B91 (1975) 54-68
© North-Holland Publishing Company

EVIDENCE FOR DOUBLE DISSOCIATION IN K^-p INTERACTIONS AT 14.3 GeV/c

D. DENEGRI, Y. PONS, R. BARLOUTAUD, A. BORG, C. LOUEDEC and
M. SPIRO

Département de Physique des Particules Élémentaires, CEN-Saclay, Paris, France

K. PALER, T.P. SHAH and S.N. TOVEY

Rutherford High Energy Laboratory, Chilton, Didcot, UK

B. CHAURAND, B. DREVILLON, G. LABROSSE, R. LESTIENNE and
R.A. SALMERON

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, Paris, France

Received 10 December 1974

We have studied the reaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p$ at 14.3 GeV/c to search for evidence of the double dissociation process $K^-p \rightarrow QN_f^+$. In the channel $K^-p \rightarrow K^{*0}(890) \pi_1^- \pi_2^- \Delta^{*+}(1236)$ there is evidence for simultaneous production of low-mass enhancements in the $K^{*0} \pi_1^-$ and $\Delta^{*+}(1236) \pi_2^-$ subsystems which correspond to the $Q \rightarrow K^{*0}(890) \pi$ and $N_f^+ \rightarrow \Delta \pi$ decay modes. In this particular final state the double fragmentation system is produced with a cross section of the order of a few microbarns. Our data are consistent with the factorizable pomeron exchange model of double diffractive dissociation.

1. Introduction

We have studied the reaction:

$$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p \quad (1)$$

at 14.3 GeV/c to find evidence for the double fragmentation process $K^- p \rightarrow QN_f^+ \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-)(p \pi^+ \pi^-)$. The subject of double diffractive dissociation is of considerable interest and has recently attracted much attention [1-3]. The evidence for a double dissociation process obtained in the study of $\pi^- p$ [2] interactions is not conclusive. Some evidence for a double excitation process has been recently obtained in $\gamma p \rightarrow \rho(p \pi^+ \pi^-)$ [3], it is not clear however how much bearing this observation has on hadronic double fragmentation, as the $\gamma \rightarrow \rho$ diffractive transition

D. Denegri et al. / K^-p interactions

differs in some important aspects (e.g. s -channel helicity conservation) from hadronic ($K \rightarrow K\pi\pi$, $\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ etc.) diffractive excitations.

In sect. 2 we present our data and give a first estimate of the observed effect. This is further refined in sect. 3 by a comparison to a multiperipheral phase-space model (subsect. 3.1), a double dissociation model (subsect. 3.2) and an independent Q and N_1^* production calculation (subsect. 3.3). In sect. 4 we check the consistency of our data with the factorization hypothesis for double dissociation processes.

2. Data reduction and analysis

The data on reaction (1) comes from a 13.5 events/ μb exposure of the CERN 2 m hydrogen bubble chamber to a 14.3 GeV/c r.f. separated K^- beam. We have 2472 events fitting successfully reaction (1). The contamination of the 4C channel (1) sample by 1C fits with an additional π^0 is negligible, while the contamination by competing 4C fits with a K^+K^- pair instead of one $\pi^+\pi^-$ pair is estimated at $\lesssim 5\%$. More serious is the $K^- \rightarrow \pi^-$ permutation ambiguity in reaction (1). Of the events with at least one fit to reaction (1), 20% have two simultaneous fits and 5% three simultaneous fits to reaction (1). (We consider two fits as ambiguous when their χ^2 probability ratio exceeds $\frac{1}{2}$.) This permutation ambiguity has been removed by selecting the most probable fit leaving less than $\sim 8\%$ of events with a wrong mass assignment for the negative tracks. The cross section for reaction (1) at 14.3 GeV/c is $185 \pm 10 \mu\text{b}$.

To study the double fragmentation process $K^-p \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-)(p \pi^+ \pi^-)$, we do not use directly the data on reaction (1) as the large number of π^+ , π^- permutations possible may mask any effect. Instead we concentrate on the subchannel:

$$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)\pi^-\pi^-\Delta^{++}(1236), \quad (2)$$

searching for evidence for the dominant $Q \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)\pi^-$ and $N_1^* \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ "decay modes" of the $K\pi\pi$ and $N\pi\pi$ diffractive enhancements. This approach has the advantage of reducing a six-body problem to a four-body one, and furthermore should provide through the study of the $\bar{K}^{*0}(890)$ and $\Delta(1236)$ decay distributions, which have conspicuous characteristics and are well known from single diffractive dissociation [4,5], a stringent test of the production mechanism for the possible double fragmentation component.

Reaction (1) is characterized by strong $\bar{K}^{*0}(890)$ and $\Delta^{++}(1236)$ production. Fig. 1a shows the $K^-\pi_1^+$ effective mass for $M(p\pi_2^+)$ chosen in the Δ^{++} region, while fig. 1b shows the $p\pi_2^+$ effective mass for $M(K^-\pi_1^+)$ chosen in the $\bar{K}^{*0}(890)$ mass region. Defining the $\bar{K}^{*0}(890)$ and $\Delta^{++}(1236)$ as $0.84 \leq M(K^-\pi_1^+) \leq 0.96$ GeV and $M(p\pi_2^+) \leq 1.30$ GeV, we have 346 events satisfying these cuts, with 3 events satisfying them with both π_1^+ , π_2^+ combinations. Taking into account the background under the $\bar{K}^{*0}$ and Δ^{++} , we estimate the cross section for $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^-\pi^-\Delta^{++}$ in reaction (1) at $\sim 18 \mu\text{b}$.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

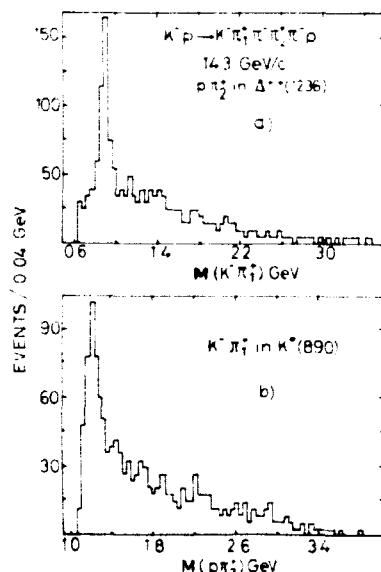


Fig. 1. (a) $K^- \pi_1^+$ mass for $p \pi_2^+$ mass in the $\Delta^{++}(1236)$ ($M(p \pi_2^+) \leq 1.30$ GeV). (b) $p \pi_2^+$ mass for $K^- \pi_1^+$ mass in the $K^{*0}(890)$ ($0.84 \leq M(K^- \pi_1^+) \leq 0.96$ GeV).

The scatter plot of the $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ mass versus the $\Delta^{++} \pi_2^-$ mass (with two entries/event) and the associated mass projections are shown in fig. 2. Both the $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ (fig. 2a) and the $\Delta^{++} \pi_2^-$ projections (fig. 2b) display marked threshold enhancements reminiscent of Q and N_1^* production in the single diffractive dissociation channels $K^- p \rightarrow (\bar{K}^{*0} \pi^-) p$ and $K^- p \rightarrow K^- (\Delta^{++} \pi^-)$ respectively [4,5]. We furthermore notice that there is a distinct accumulation of events in the lower left corner of the scatter plot in fig. 2, corresponding to simultaneously low $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ and $\Delta^{++} \pi_2^-$ masses; these events may correspond to a double fragmentation process $K^- p \rightarrow Q N_1^* \rightarrow (\bar{K}^{*0} \pi_1^-) (\Delta^{++} \pi_2^-)$ as represented by the diagram in fig. 3a. A note of caution is however in order. Firstly, the two-body mass distribution from a four-body phase space is also peaked at the low mass threshold and second, there is the two entries/event difficulty. This is however expected to partly wash-out any relatively narrow threshold structure, thus rendering more difficult the detection of double dissociation. Finally, there may also be "independent" $Q \pi^- \Delta^{++}$ and $\bar{K}^{*0} \pi^- N_1^*$ production in channel (2), as represented by the diagrams in fig. 3c and d and the accumulation in the lower left corner of fig. 2 could just result from overlapping Q and N_1^* bands.

As a first step, we try to assess the significance of the accumulation in fig. 2 using the data themselves. An indication of the clustering effect at simultaneously low $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ and $\Delta^{++} \pi_2^-$ masses in reaction (2) is provided by the comparison of the

D. Denegri et al. / K^-p interactions

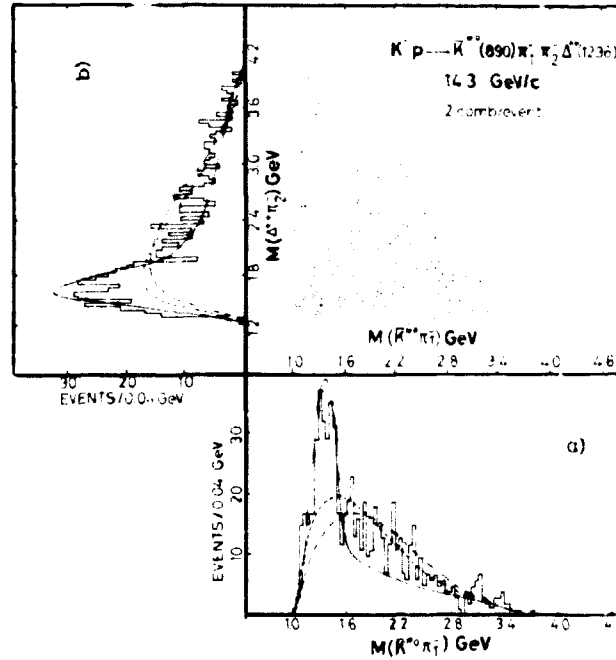


Fig. 2. For $\bar{K}^{*0}\pi_1\pi_2\Delta^{++}(1236)$ events, the scatter plot of $\bar{K}^{*0}\pi_1$ versus $\Delta^{++}\pi_2$ effective mass with projections, two entries/event. The K^* and Δ are defined as $0.84 < M(K^*\pi^*) < 0.96$ GeV and $M(\pi\pi^*) < 1.30$ GeV respectively. The curves are: multiperipheral phase-space model predictions (dashed curves), double dissociation model predictions (full curves) and data projections for the channel $K^-p \rightarrow (\bar{K}^{*0}\pi^*) (\Delta^{++}\pi^*)$ (dash-dotted curves). For details see the text.

$\bar{K}^{*0}\pi_1$ versus $\Delta^{++}\pi_2$ effective mass scatter plot (figs. 2 and 4a), with the $(\bar{K}^{*0}\pi^*)$ versus $(\Delta^{++}\pi^*)$ or the $(\bar{K}^{*0}\pi^*)$ versus $(\Delta^{0}\pi^-)$ mass scatter plots selected from reaction (1). These are shown in figs. 4c and d. In these latter channels double dissociation is not allowed and we may expect them to represent good background shapes for reaction (2)*. We notice that the two scatter plots in figs. 4c and d show no marked features, in particular the lower left corners are not depopulated, in spite of the exotic nature of the $\bar{K}^{*0}\pi^-$, $\bar{K}^{*0}\pi^+$ and

* We compare the $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $(\Delta^{++}\pi^-)$ data to an exotic channel $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $(\Delta^{++}\pi^+)$ (or equivalently $(\bar{K}^{*0}\pi^+)$ versus $(\Delta^{0}\pi^-)$) as it is difficult to find in the non-exotic $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $(\pi^+\pi^-)$ channel a suitable background distribution, as $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $(\Delta^{++}\pi^-)$ or $(\bar{K}^{*0}\pi^+)$ versus $(\Delta^{0}\pi^+)$, free of residual threshold effects due to large $Q^- \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^-$, $Q^- \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^+$ and $N^{*+} \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$, $N^{*+} \rightarrow \Delta^{0}\pi^+$ kinematical overlaps.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

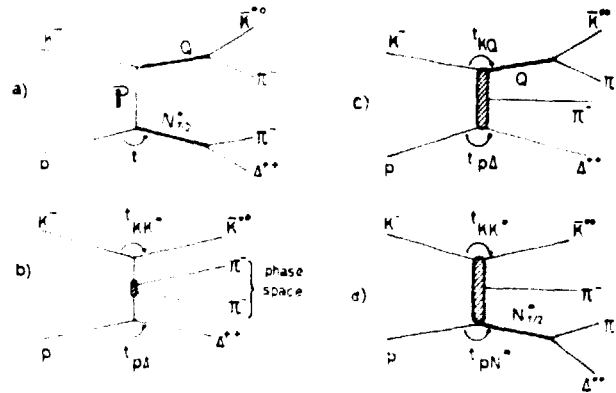


Fig. 3. Diagrams corresponding to: (a) Double Dissociation. (b) Multiperipheral phase space. (c) Q production in a general $Q\pi^-\Delta^{**}$ final state, and (d) $N_{1/2}^*$ production in a general $K^{*0}\pi^-N_{1/2}^*$ final state.

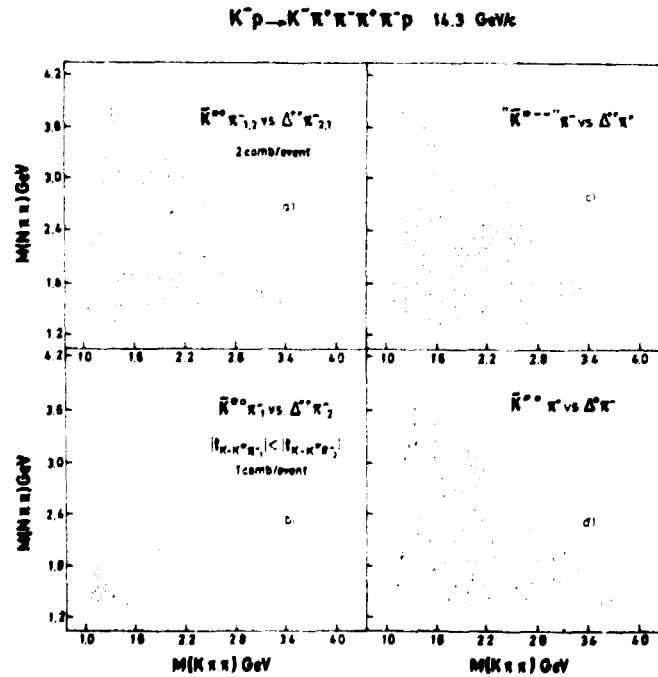


Fig. 4. (a) Scatter plot of $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{**}\pi_2^-$ effective mass with two entries/event for $K^{*0}\pi_1^-\pi_2^-\Delta^{**}$ data. (b) Scatter plot of $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{**}\pi_2^-$ effective mass for $K^{*0}\pi_1^-\pi_2^-\Delta^{**}$ data, with one entry/event selected according to $|K-K^{*0}\pi_1^-| < |K-K^{*0}\pi_2^-|$. (c) Scatter plot of $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{**}\pi_2^-$ effective mass for $K^{*0}\pi_1^-\pi_2^-\Delta^{**}$ data. (d) Scatter plot of $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{**}\pi_2^-$ effective mass; the Δ^0 is defined as $M(p\pi^-) \leq 1.30$ GeV.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

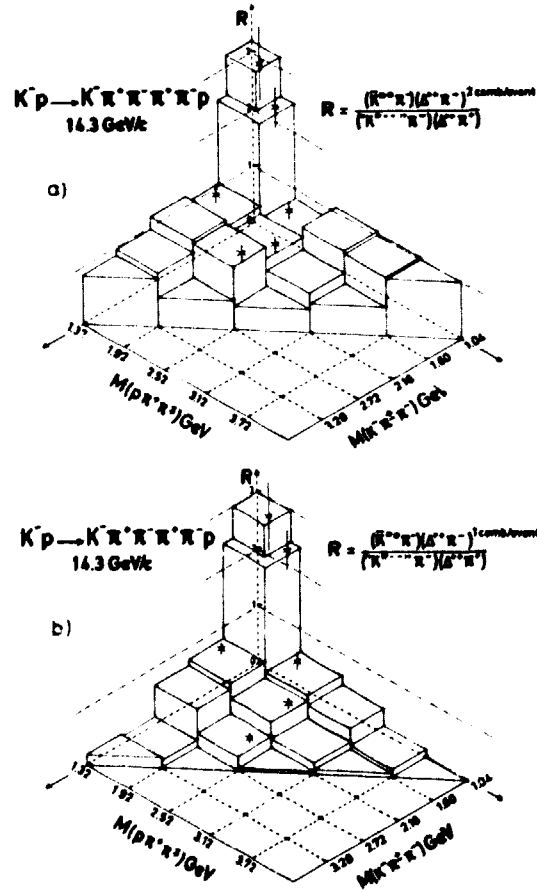


Fig. 5 (a) Ratio of $(K^{*0} \pi^-) (\Delta^{++} \pi^-)$ entries (with two entries/event) to $(K^{*0} \pi^-) (\Delta^{++} \pi^+)$ events from reaction (1), as a function of $M(K \pi)$ and $M(p \pi)$. The $K^{*0} (890) \pi_1 \pi_2 \Delta^{++} (1236)$ data are defined as $0.84 \leq M(K \pi^-) \leq 0.96$ GeV and $M(p \pi^-) \leq 1.30$ GeV and the $(K^{*0} (890) \pi^-) (\Delta^{++} (1236) \pi^+)$ data as $0.8 \leq M(K \pi^-) \leq 1.0$ GeV and $M(p \pi^+) \leq 1.40$ GeV. (b) Same ratio as in (a) but with the $(K^{*0} \pi_1^-) (\Delta^{++} \pi_2^-)$ data with one entry/event, selected according to $|K - K^* \pi_1^-| \leq |K - K^* \pi_2^-|$.

$\Delta^{++} \pi^+$ systems. The $(K^{*0} \pi^-) (\Delta^{++} \pi^+)$ data are somewhat smoother than $(\bar{K}^{*0} \pi^+) (\Delta^0 \pi^-)$, and are selected according to $0.8 \leq M(K \pi^-) \leq 1.0$ GeV and $M(p \pi^+) \leq 1.4$ GeV. These cuts have been chosen to have about the same number of entries in the two plots in figs. 4a and c. The $K^{*0} \pi^-$ and $\Delta^{++} \pi^+$ mass projections of fig. 4c are compared to the $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ and $\Delta^{++} \pi_2^-$ distributions in fig. 2 (dash-dotted curves). The mass projections $\bar{K}^{*0} \pi_1^-$ and $\Delta^{++} \pi_2^-$, for reaction (2) clearly

show a marked surplus of events in the threshold regions over the comparison sample of $(K^{*0}\pi^-)(\Delta^{++}\pi^+)$ data*.

Fig. 5a shows the ratio of the number of entries $R \equiv (\bar{K}^{*0}\pi_1^-)(\Delta^{++}\pi_2^+) / (K^{*0}\pi^-)(\Delta^{++}\pi^+)$ on the $K\pi\pi$ versus $p\pi\pi$ mass plots in fig. 4a and c. We note that the data of reaction (2) appear again with two entries/event (π_1^-, π_2^+ permutation), but not so the $(K^-\pi^-\pi^+)(p\pi^+\pi^+)$ data, thus disfavouring a priori an eventual double threshold structure in reaction (2). It is nonetheless clear from fig. 5a that there is a net and statistically significant surplus of events in the region $M(\bar{K}^{*0}\pi_1^-) \leq 1.6$ GeV and $M(\Delta^{++}\pi^+) \leq 1.92$ GeV where $R = 2.50 \pm 0.35$ while in the three neighbouring bins the average value of R is: $R = 0.90 \pm 0.15$. The effect is even stronger in the narrower threshold region $M(\bar{K}^{*0}\pi_1^-) \leq 1.42$ GeV and $M(\Delta^{++}\pi^+) \leq 1.72$ GeV (fig. 5b) where $R = 3.20 \pm 0.65$.

3. Interpretation of the data

In this section we consider the interpretation of the data in terms of three alternative models: (a) multiperipheral phase space, (b) double dissociation and (c) independent Q and N_1^0 production.

3.1. Multiperipheral phase space

A multiperipheral phase space model (MPPS) as represented by the diagram in fig. 3b may be considered to interpret all, or a part, of the data of reaction (2), and provide an independent estimate of the significance of the low mass $\bar{K}^{*0}\pi^-$ and $\Delta^{++}\pi^+$ peaking in channel (2). In our Monte-Carlo MPPS calculation for reaction (2), we use as a production amplitude:

$$|A|^2 \propto e^{\beta_{KK^*} t_{KK^*}} e^{\beta_{p\Delta} t_{p\Delta}} \cdot \text{phase space}(\pi^-, \pi^+). \quad (3)$$

The slope parameters β_{KK^*} and $\beta_{p\Delta}$ are adjusted to reproduce approximately the experimental t_{KK^*} and $t_{p\Delta}$ distributions (not shown). The optimal values of β_{KK^*} and $\beta_{p\Delta}$ are 0.5 GeV^{-2} and 1.0 GeV^{-2} respectively. The resulting $\bar{K}^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^+$ multiperipheral phase-space mass distributions (with two entries/event) are shown in fig. 2 (dashed curves). The model does predict a somewhat enhanced $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ low mass region, but data projections again clearly show in the near-threshold region a marked excess of events over the model predictions, suggesting

* We also compared the data of reaction (2) in fig. 4a to $\bar{K}^{*0}\pi_1^-\pi_2^+\Delta^{++}$ and $\bar{K}^{*0}\pi_1^-\pi_2^+\Delta^{*+}$ samples with the $\bar{K}^{*0}$ and Δ^{*+} defined as: $1.0 \leq M(K^-\pi^+) \leq 1.2$ GeV and $1.35 \leq M(p\pi^+) \leq 1.5$ GeV respectively, that is just outside the $K^*(890)$ and $\Delta^{*+}(1236)$ regions. The population patterns of these two samples are very similar to the one in fig. 4c, except for a $K\pi\pi$ or $p\pi\pi$ threshold displacement. For this reason we prefer to use data on $\bar{K}^{*0}\pi_1^-\pi_2^+\Delta^{++}$ as a basis of comparison.

that such a model can at best account only for a fraction of the data. That the MPPS calculation is somewhat more peaked at threshold than the " $K^* \rightarrow \pi^-$ versus $\Delta^{++}\pi^+$ " data (dash-dotted curve in fig. 2) is not surprising, as amplitude (3) with slopes β_{KK^*} and $\beta_{p\Delta}$ determined from the data, already contains part of the dynamics relevant to reaction (2).

3.2. Comparison with a double dissociation model and estimate of the cross section

Having established that there is a significant excess of events at low $K^{*0}\pi^-$ and $\Delta^{++}\pi^+$ masses, we investigate in this section to what extent are the data compatible with the double dissociation (DD) production mechanism represented in fig. 3a. Here the Q is meant to represent the $K \rightarrow K^*\pi$ fragmentation spectrum extending to $M(K^*\pi) \approx 2.0$ GeV, the N_1^* the $p \rightarrow \Delta\pi$ fragmentation spectrum extending to ≈ 2.2 GeV. In our Monte-Carlo simulation of diagram 3a the Q and N_1^* are approximated by Breit-Wigner shapes with $M_Q = 1.3$ GeV, $\Gamma_Q = 300$ MeV and $M_{N_1^*} = 1.5$ GeV, $\Gamma_{N_1^*} = 400$ MeV respectively, with $Q \rightarrow K^*\pi$ and $N_1^* \rightarrow \Delta\pi$ decay distributions approximating those known from single diffractive dissociation data. The production amplitude parametrizing the diagram in fig. 3a is taken proportional to $\exp[\frac{1}{2}\lambda_{DD}/K_Q]$, with a diffractive production slope $\lambda_{DD} = 9$ GeV⁻² as suggested by factorization (this is discussed in more detail in sect. 4).

The DD model predictions, with two entries/event, are shown as full curves in figs. 2a and b. This model clearly provides a much better description of the low $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ mass regions, but can clearly account only for a fraction of the data. Inspection of figs. 2 and 4 suggests that a DD mechanism (full curves) plus a multi-peripheral background shape (dashed curves) in roughly equal amounts could provide a good overall description of the data.

For an estimate of the relative amount of signal to background we now compare in more detail the $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ threshold enhancements observed in reaction (2) to the corresponding ones produced in single diffractive dissociation. To get rid of the two entries/event problem associated with two π^- , we now associate to the $K^{*0}(890)$ the π^- (henceforth called π_1^-) for which the momentum transfer $|t_{K \rightarrow K^*\pi_1^-}|$ is the smaller. This procedure may be justified by the peripheral properties of high energy interactions, and of the fragmentation processes in particular. This procedure of course somewhat biases the $K^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^+$ masses toward lower values. The scatter plot of $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{++}\pi_2^+$ mass so selected is shown in fig. 4b and the projections in fig. 6. The clustering of events in the simultaneous $K^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^+$ near-threshold region (fig. 4b) is now particularly clear. The ratio R of the number of events on the scatter plots in fig. 4b and c, which is given in fig. 5b, shows this in a very striking way. The dashed histograms in figs. 6a and b are the corresponding $K \rightarrow K^*\pi$ and $p \rightarrow \Delta\pi$ single dissociation (SD) spectra as observed in this same experiment in the channel $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ [4]. For this comparison, the single dissociation spectra are normalized to the double dissociation (DD) candidates in the region $M(K^{*0}\pi_1^-) \leq 1.6$ GeV and $M(\Delta^{++}\pi_2^+) \leq 2.0$

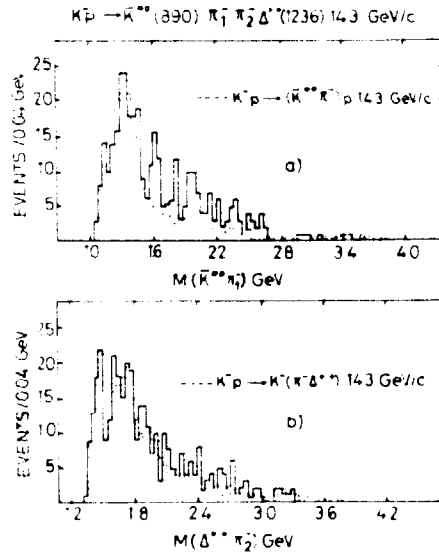


Fig. 6. For $\bar{K}^{*0} \pi_1 \pi_2 \Delta^{++}$ events, effective mass plots of (a) $\bar{K}^{*0} \pi_1$ and of (b) $\Delta^{*+} \pi_2$ with one entry/event. The π_1 associated to $\bar{K}^{*0}$ is selected according to $|t_{K^0 - K^{*0} \pi_1}| < |t_{K^0 - K^{*0} \pi_2}|$. The dashed histograms are: (a) the $\bar{K}^{*0}(890)\pi^-$ and (b) the $\Delta^{*+}(1236)\pi^-$ mass spectra from $K^0 \pi p$ and $K \Delta \pi$ data at 14.3 GeV/c.

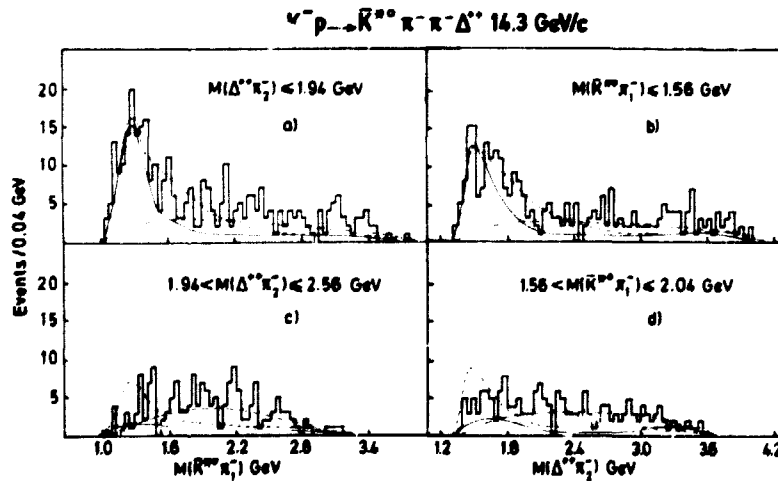


Fig. 7. Mass bands from the two entry/event scatter plot in fig. 2 for $\bar{K}^{*0} \pi_1 \pi_2 \Delta^{++}$ data: (a) $M(K^{*0} \pi_1)$ for $\Delta^{*+} \pi_2$ in the N_1 region: $M(\Delta^{*+} \pi_2) \leq 1.94 \text{ GeV}$. (b) $M(\Delta^{*+} \pi_2)$ for $K^{*0} \pi_1$ in the Q region: $M(K^{*0} \pi_1) \leq 1.56 \text{ GeV}$. (c) $M(K^{*0} \pi_1)$ for $\Delta^{*+} \pi_2$ above the N_1 region. (d) $M(\Delta^{*+} \pi_2)$ for $K^{*0} \pi_1$ above the Q region. The curves are: the double dissociation model predictions (full curves), the multiperipheral phase-space background contribution (dashed curves) and the predictions of the "independent" Q and N_1 production model (dash-dotted curves). For details and normalization see text.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

GeV respectively. Within statistics and the experimental background uncertainties there is qualitative agreement between the SD and DD spectra in the near-threshold regions. For higher $K^*\pi$ (≥ 1.6 GeV) and $\Delta\pi$ (≥ 2.0 GeV) masses the fall-off is much slower in $K^{*0}\pi^-\pi^-\Delta^{++}$ than it is in the corresponding $K^*\pi p$ and $K\pi\Delta$ data, and this in spite of the $t_{K^*\pi}$ selection made. This again strongly suggests that reaction (2) has also a contribution from processes other than double fragmentation.

The Monte-Carlo simulation of DD suggests a negligible contribution of this mechanism in the region $M(K^*\pi) \geq 1.9$ GeV, $M(\Delta\pi) \geq 2.3$ GeV. Assuming that the background we observe in fig. 4b in this region extends uniformly into the near-threshold region $M(K^*\pi) \leq 1.6$ GeV, $M(\Delta\pi) \leq 2.0$ GeV where we have 139 events (as compared to 152 entries in the same region of fig. 4a), we can attribute about 105 events to the DD mechanism. We then expect about 30 events outside this region as due to DD. Our data on reaction (2) are therefore consistent with an overall $\sim 40\%$ double dissociation and an $\sim 60\%$ multiperipheral phase-space background contribution, assuming same K^* and Δ^{++} signal to background ratios for the two contributions. Restricting ourselves to the near-threshold region $M(K^{*0}\pi_1^-) \leq 1.6$ GeV and $M(\Delta^{++}\pi_2^-) \leq 2.0$ GeV, we estimate the cross section for the process $K^-p \rightarrow (K^{*0}\pi_1^-)(\Delta^{++}\pi_2^-)$ at $\approx 5 \mu\text{b}$. This estimate takes into account the background under the $K^*(890)$ and $\Delta^{++}(1236)$ signals. Due to the uncertainties in the various backgrounds, the error on this cross section is of order of $\pm 50\%$.

3.3. Comparison with independent Q and N_1^* production

Inspection of the $K^{*0}\pi_1^-$ versus $\Delta^{++}\pi_2^-$ scatter plot (fig. 2), as well as the four mass bands taken from this plot and shown in fig. 7, suggest that the $K^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^-$ threshold enhancements (i.e. the Q and N_1^*) are only produced in association with each other (figs. 7a and b), with no clear evidence for Q and N_1^* independent production bands (figs. 7c and d). For a critical evaluation of this evidence we need however an estimate of how far the Q and N_1^* bands may extend along the $\Delta^{++}\pi_2^-$ and $K^{*0}\pi_1^-$ axis respectively. For this purpose we need a reasonable parametrization of diagrams in figs. 3c and d* and compare the predictions to those of double dissociation (DD) plus a multiperipheral phase space (MPPS) background.

The MPPS and the DD contributions (with two entries/event each), normalized to 60% and 40% respectively of the overall data on reaction (2), are shown by the dashed and full curves (fig. 7). The superposition of these two contributions clearly provides a good description of the data in each of the mass bands.

We parametrize the "independent" Q and N_1^* production mechanism (figs. 3c and d) by a multiperipheral phase space as follows:

* We assume no interference between these diagrams, to avoid double counting with diagram in fig. 3a.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

$$|A_Q|^2 \propto BW_Q(K^{*0}\pi_1^-) e^{\lambda_Q t_{KQ}} \cdot \text{phase space } (\Delta^{++}\pi_2^-) e^{\beta_{p\Delta} t_{p\Delta}}, \quad (4)$$

$$|A_{N^*}|^2 \propto BW_{N^*}(\Delta^{++}\pi_2^-) e^{\lambda_{N^*} t_{pN^*}} \cdot \text{phase space } (K^{*0}\pi_1^-) e^{\beta_{KK^*} t_{KK^*}}. \quad (5)$$

Here BW_Q and BW_{N^*} are the same Breit-Wigner shapes used in the DD model to describe the $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ threshold enhancement. The Q and N^* production slopes λ_Q and λ_{N^*} are assumed to be the same as in single $K \rightarrow K^*\pi$ and $p \rightarrow \Delta\pi$ diffractive dissociations i.e. 9.0 GeV^{-2} and 7.0 GeV^{-2} respectively [4,5]. The slopes $\beta_{KK^*} = 0.5 \text{ GeV}^{-2}$ and $\beta_{p\Delta} = 1.0 \text{ GeV}^{-2}$ are determined from the data discussed in sect. 3.1. This model has the relative amount of amplitudes (4) and (5) as a further degree of freedom.

The dash-dotted curves in fig. 7 represent the predictions of this model (with two entries/event) normalized to all the data in the region $M(K^*\pi) \leq 1.56 \text{ GeV}$ and $M(\Delta^{++}\pi^-) \leq 1.94 \text{ GeV}$ i.e. with no background contribution in the lower left corner of the scatter plot in fig. 2. Contributions from expressions (4) and (5) in a ratio of 2 : 3 optimize the description of the four mass plots in fig. 7 in the near-threshold regions. This model predicts a Q signal in fig. 7c and an $N^*_\frac{1}{2}$ in fig. 7d appreciably larger than the DD model[†], and hardly compatible with the data, even without any background contribution in the near-threshold regions. Figs. 7c and d clearly require an important background contribution which is likely to enhance the discrepancy with the data.

In conclusion, therefore, we consider that with our present statistics and with the background and model uncertainties mentioned, the interpretation of our data in terms of independent Q and $N^*_\frac{1}{2}$ production cannot be excluded, but is less plausible than the interpretation in terms of a double dissociation mechanism plus a background contribution (well described by a multiperipheral phase space), the latter model being more constrained.

4. Factorization

Assuming that the simultaneous threshold enhancements we observe in $K^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^-$ in reaction (2) are indeed due to a double fragmentation process (plus a MPFS background), we may check for consistency with the factorization hypothesis for diffractive-like processes. Consistency with such tests to establish double fragmentation is neither necessary at our relatively low energy, nor sufficient as models in figs. 3c and d, may also satisfy it, but would nonetheless provide plausibility arguments in favour of a double fragmentation interpretation of the data.

If we consider the four processes $K^-p \rightarrow K^-p$, $K^-p \rightarrow Qp$, $K^-p \rightarrow K^-N^*_\frac{1}{2}$ and

[†] This prediction is very sensitive to the slopes λ_Q and λ_{N^*} assumed in (4) and (5); for example, using values of 8 GeV^{-2} and 6 GeV^{-2} respectively predicts Q and N^* signals about 50% larger than those shown in figs. 7c and 7d.

D. Denegri et al. / $K^- p$ interactions

assume factorizable amplitudes and a common diffraction-like (pomeron exchange) production mechanism, we may write:

$$\begin{aligned} A_{e1} &\propto \beta_{KPK}(t) \beta_{pPp}(t); & A_{SDQ} &\propto \beta_{KPK}(t) \beta_{pPp}(t), \\ A_{SDN^*} &\propto \beta_{KPK}(t) \beta_{pPN^*}(t); & A_{DD} &\propto \beta_{KPK}(t) \beta_{pPN^*}(t). \end{aligned} \quad (6)$$

From these relations we may obtain the following predictions for double diffractive dissociation (DD):

$$\frac{d\sigma}{dt_{DD}} \propto |\beta_{KPK} \beta_{pPN^*}|^2 \propto \left| \frac{A(K^- p \rightarrow Qp) A(K^- p \rightarrow K^- N^*)}{A(K^- p \rightarrow K^- p)} \right|^2, \quad (7)$$

and assuming an exponential behaviour $\sqrt{B} e^{\lambda t}$ for each amplitude:

$$\frac{d\sigma}{dt_{DD}} = \frac{B_Q B_{N^*}}{B_{e1}} e^{(\lambda_Q + \lambda_{N^*} - \lambda_{e1})t} \equiv B_{DD} e^{\lambda_{DD} t}. \quad (8)$$

If the slopes λ_Q , λ_{N^*} and λ_{e1} are not too different we have for total cross sections:

$$\sigma_{DD} \sigma_{e1} \propto \sigma_{SDQ} \sigma_{SDN^*}. \quad (9)$$

These relations neglect the kinematical boundary problems (t_{min}) which are important at moderate energies as will be seen in the following.

As the diffractive production slopes λ_Q and λ_{N^*} are well known to be strong functions of $M(K\pi\pi)$ and $M(N\pi\pi)$ respectively [4,5,7], we may expect from (8) varying $\lambda_{DD} = \lambda_Q + \lambda_{N^*} - \lambda_{e1}$ slopes for different $K\pi\pi$ and $N\pi\pi$ mass cuts. For the overall $M(K^*\pi) \leq 1.6$ GeV and $M(\Delta\pi) \leq 2.0$ GeV regions where $\bar{\lambda}_Q \approx 9.0$ GeV⁻² and $\bar{\lambda}_{N^*} \approx 7.0$ GeV⁻², with $\lambda_{e1} = 7$ GeV⁻² [6] we expect at 14.3 GeV/c a double diffractive dissociation slope $\lambda_{DD} \approx 9$ GeV⁻². In fig. 8a we show the $t_{K-K^*\pi_1}$ versus $M(\bar{K}^*\pi_1^-)$ Chew-Low plot (with π_1^- chosen such that $|t_{K-K^*\pi_1^-}| < |t_{K-K^*\pi_1^+}|$) for $\Delta^{++}\pi_2^-$ in the N_1^* region $M(\Delta\pi_2^-) \leq 2.0$ GeV. The $\bar{K}^*(890)\pi_1^-$ mass projection is also shown (fig. 8b). The large value of $|t_{min}|$ in double dissociation and its rapid variation with $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ masses at this incident energy is clearly seen from the kinematical boundaries indicated in fig. 8a. This feature of double dissociation does not allow a direct test of expression (8) without folding-in the effect of the kinematical boundary. In fig. 8c we show the $t_{K-K^*\pi_1^-}$ projection of the region $M(\bar{K}^*\pi) \leq 1.6$ GeV from fig. 8a, and corresponding therefore to $K^- p \rightarrow QN^*$, and we compare it to the expected t distribution for the reaction $K^- p \rightarrow QN_1^*$ produced with an amplitude $\sim \exp(4.5t)$ as predicted by (8)*. Agreement between the model and data is again satisfactory. The effect of the $|t_{K-K^*\pi}|$ selection made cannot be large as, of the 139 events in the $K^*\pi \leq 1.6$ GeV, $\Delta^{++}\pi^- \leq 2.0$ GeV region,

* For this calculation we use Monte-Carlo generated $K^- p \rightarrow QN^*$ events as described in subsect. 3.2, limiting ourselves to $M(Q) \leq 1.6$ GeV and $M(N^*) \leq 2.0$ GeV.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

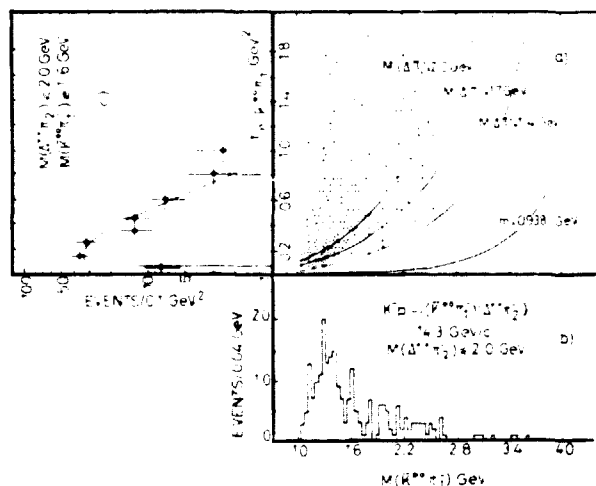


Fig. 8. (a) Plot of the momentum transfer t_{K-K^*} versus $K^* \pi_1$ mass with one entry/event (selected according to $|t_{K-K^*}| \leq |t_{K-K^*}|$) for the $\Delta^{++} \pi_2$ mass in the diffractive N_1^+ region ($M(\Delta\pi) \leq 2.0$ GeV). Also shown are kinematical limits for some characteristic masses recoiling against the $K^* \pi$ system. (b) The $K^* \pi_1$ projection for data with $M(\Delta^{++} \pi_2) \leq 2.0$ GeV. (c) The t_{K-K^*} distribution for events in the $K^- p \rightarrow QN_1^+$ region ($M(K^* \pi_1) \leq 1.6$ GeV and $M(\Delta^{++} \pi_2) \leq 2.0$ GeV), one entry/event. The curve is the factorizable pomeron exchange model prediction as explained in the text.

only 13 events have both $\pi_1^- - \pi_2^-$ combinations in this region and have to be so selected.

Using our 14.3 GeV/c data on $\sigma_{el}(K^-p) \approx 2.9$ mb [6], $\sigma(K^-p \rightarrow Qp \rightarrow (K^* \pi^-)p \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-)p) = 180 \pm 15 \mu\text{b}$ and $\sigma(K^-p \rightarrow K^-(\Delta^{++} \pi^-)) = 95 \pm 10 \mu\text{b}$ (with $0.84 \leq M(K^- \pi^+) \leq 0.96$ GeV, $M(p \pi^+) \leq 1.30$ GeV and $M(K^* \pi) \leq 1.6$ GeV, $M(\Delta\pi) \leq 2.0$ GeV), we expect from (9) a total cross section $\sigma_{DD} \approx 6 \mu\text{b}$, what agrees well with the preceeding experimental determination (subsect. 3.2).

A further consequence of expressions (6) is the expected identity of the $K\pi\pi$ and $N\pi\pi$ decay distributions in SD and DD processes. In fig. 9a we show the $K^*(890)$ polar decay distribution in a Gottfried-Jackson frame, and in fig. 9b the corresponding $\Delta^{++}(1236)$ decay distribution, for the sample of $(K^* \pi_1^-)(\Delta^{++} \pi_2^-)$ double dissociation candidate events. Also shown are the corresponding $K^*(890)$ (fig. 9c) and $\Delta^{++}(1236)$ (fig. 9d) decay distributions for the single dissociation processes $Kp \rightarrow (K^* \pi)p$ and $Kp \rightarrow K(\Delta\pi)$ at the same incident energy. The K^* and Δ decay angular distributions show a qualitatively similar alignment with respect to the incident K and proton directions in both processes, although less pronounced in the sample of DD events.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

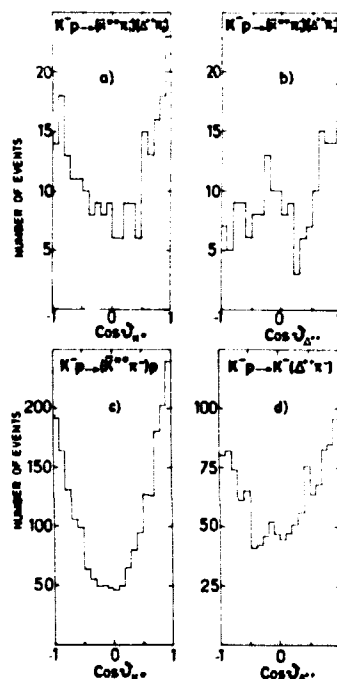


Fig. 9. Comparison of (a) the $\bar{K}^{*0}(890)$ and (b) the $\Delta^{++}(1236)$ polar decay angular distributions from $Kp \rightarrow (K^*\pi)(\Delta\pi)$ events with (c) the $\bar{K}^{*0}(890)$ and (d) $\Delta^{++}(1236)$ decay from single diffractive dissociations $Kp \rightarrow (K^*\pi)p$ and $Kp \rightarrow K(\Delta\pi)$ respectively. The K^* and Δ are defined as $0.84 \leq M(K^-\pi^+) \leq 0.96$ GeV and $M(p\pi^+) \leq 1.30$ GeV respectively. The data in (c) and (d) are for the entire $K^*\pi$ and $\Delta\pi$ mass spectra shown in fig. 6 (dashed histograms); the double dissociation data in (a) are for all $\bar{K}^{*0}\pi_1^-$ with $M(\Delta\pi_2^-) \leq 2.0$ GeV and in (b) for all $\Delta^{++}\pi_2^-$ for $M(\bar{K}^{*0}\pi_1^-) \leq 1.6$ GeV, with one entry/event.

5. Conclusions

In conclusion the study of reaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)\pi^-\pi^+\Delta^{++}(1236)$ at 14.3 GeV/c gives evidence for simultaneous production of low mass enhancements in the $\bar{K}^{*0}\pi_1^-$ and $\Delta^{++}\pi_2^-$ subsystems; these enhancements may be attributed to the double dissociation process $K^-p \rightarrow QN_1^+ \rightarrow (K^*\pi)(\Delta\pi)$ which would be present at a level of a few microbarns at this energy. An interpretation of our data in terms of independent Q and N_1^+ production cannot yet be ruled out, but is less plausible than an interpretation in terms of double dissociation. For the total and differential cross sections and the decay distributions investigated, we are consistent with the factorizable pomeron exchange model of double diffractive dissociation.

D. Denegri et al. / K^-p interactions

References

- [1] R.K. Adair, Phys. Rev. D5 (1972) 1105;
M. Jacob and R. Slansky, Phys. Rev. D5 (1972) 1847.
- [2] M. Kittel, S. Ratti and L. van Hove, Nucl. Phys. B30 (1971) 333.
- [3] F.F. Liu, M. Davier, I. Derado, D.C. Fries, R.F. Mozlev, A.C. Odian, J. Park, W.P. Swanson, F. Villa and D. Yount, Nucl. Phys. B47 (1972) 1.
- [4] R. Barloutaud, A. Borg, F. Brun, D. Denegri, C. Louedec, F. Pierre, M. Spiro, B. Drevillon, B. Chaurand, G. Labrosse, R. Lestienne, D. Linglin, R.A. Salmeron, T.P. Shah, K. Pater, R.J. Miller and J.J. Phelan, Nucl. Phys. B59 (1973) 374;
Saclay-École Polytechnique-Rutherford Collaboration, General properties of the diffractive dissociation systems produced in the reaction $K^-p \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- p$ at 14.3 GeV/c. in preparation.
- [5] K. Boesebeck et al., Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Heidelberg-London-Vienna Collaboration, Nucl. Phys. B33 (1971) 445 and references therein.
- [6] R.J. Miller, J.J. Phelan, J.R. Smith, R. Barloutaud, C. Louedec, F. Pierre, J.P. Porte, B. Drevillon, D. Linglin and R.A. Salmeron, Phys. Letters 34B (1971) 230.
- [7] H. Johnstad et al., Copenhagen-Helsinki-Oslo-Stockholm Collaboration, Nucl. Phys. B42 (1972) 558.

Nuclear Physics B101 (1975) 53-71
© North-Holland Publishing Company

**DOUBLE DIFFRACTIVE DISSOCIATION IN THE REACTION
 $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$ AT 14.3 GeV/c AND POMERON FACTORISATION**

Saclay - Ecole Polytechnique - Rutherford Collaboration

D. DENEGRI, Y. PONS, A. BORG and M. SPIRO
Département de Physique des Particules Élémentaires, CERN-Saclay, France

S. BORENSTEIN*, B. CHAURAND, B. DREVILLON and R. SALMERON
Ecole Polytechnique, Paris, France

K. PALER, S. TOVEY, C. COMBER and T.P. SHAH**
Rutherford High Energy Lab. Chilton, Didcot, Oxfordshire, England

Received 28 July 1975
(Revised 19 September 1975)

We present evidence for the double dissociation process $K^-p \rightarrow QN_{1/2}^+ \rightarrow (K^{*0} \pi^-) (n \pi^+)$ at 14.3 GeV/c. The cross section for this process is of the order of 10 μ b. The production differential cross section is steep (for near-threshold excitation masses), as typical of diffractive processes, and exhibits a strong correlation between the production slope and the masses of the dissociated systems. The spin-parity composition and states of the two dissociation systems closely resemble those found in single dissociation, indicating that a common diffraction-like mechanism is responsible for both processes. The mass variations of the differential cross-section slope, the decay angular correlations and the total cross section of the double dissociation component are consistent with the predictions of a factorisable pomeron exchange model.

1. Introduction

Double diffractive dissociation is a subject of considerable interest and is currently being actively investigated both theoretically and experimentally [1-5]. We recently presented the first direct evidence for the occurrence of such a process [2]; this was in the reaction $K^-p \rightarrow Q N_{1/2}^+$ as seen in the exclusive channel $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$ at 14.3 GeV/c. The newest ISR results on $pp \rightarrow (p \pi^+ \pi^-) + X$ [3] and $pp \rightarrow (p \pi^+ \pi^-) (p \pi^+ \pi^-)$ [5] also clearly indicate the presence of such processes in the energy range corresponding to incident momenta of about 1000 GeV/c. In both $K^-p \rightarrow Q N_{1/2}^+$ at 14.3 GeV/c

* Permanent address: York College, CUNY, NY, USA.

** Now at University of Melbourne, Parkville, Victoria, Australia.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

[2] and $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-) + X$ at ~ 1000 GeV/c [3], the double dissociation contributions (in specific three-body fragmentation modes) amount to roughly 5% of the corresponding single dissociation rates. This, together with the slow variation of the single dissociation cross section over this energy range [6], suggests that a common diffraction-like mechanism is responsible for both single and double dissociation.

In this paper we extend our study of double dissociation to the reaction



at 14.3 GeV/c, where we isolate the double dissociation component $K^-p \rightarrow Q N_{1/2}^*$ through the $Q \rightarrow K^*(890)\pi$ and $N_{1/2}^* \rightarrow N\pi$ "decay modes"*. For the present discussion it is irrelevant whether the $K^*\pi$ and $N\pi$ low mass enhancements represent genuine diffractive resonances (such as the $N_{1/2}^*(1525)$, $N_{1/2}^*(1688)$) or diffractive dissociation (Deck type) "background" spectra [7], or a superposition of both.

Our data come from a 1.2×10^6 picture exposure of the CERN 2 m hydrogen bubble chamber to an r.f. separated K^- beam of 14.3 GeV/c. This work is based on an experimental sensitivity of about 21.5 events/ μ b.

In our previous study of double dissociation at 14.3 GeV/c through the reaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p \pi^+ \pi^-$ [2], the double dissociation component was found at a level of $\approx 5 \mu$ b. The advantage of reaction (1) over the latter one is that we may expect, on the basis of factorisation, a larger cross section by a factor of ≈ 2 (as the cross section for $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ is about twice as large as for $K^-p \rightarrow K^-(\Delta^+\pi^-)$ at 14.3 GeV/c), and the number of particle permutations/event is smaller, which facilitates the analysis. Furthermore, the minimum momentum transfer t_{min}^{DD} , which is a stringent limitation on the study of double dissociation at 14.3 GeV/c, is more favorable for reaction (1). The increase in cross section enables us to investigate in more detail the production mechanism, the factorisation properties of the differential cross sections, and the Q and $N_{1/2}^*$ decay distributions. In particular, it allows us to see whether the slope-mass correlation characteristic of single dissociation phenomena is also found in the double dissociation process. In a factorisable pomeron exchange model [2] for example, we predict:

$$\frac{d\sigma}{dt_{DD}}(K^-p \rightarrow Q N_{1/2}^*) = \frac{d\sigma/dt_{SD}(K^-p \rightarrow Qp) d\sigma/dt_{SD}(K^-p \rightarrow K N_{1/2}^*)}{d\sigma/dt_{EL}(K^-p \rightarrow K^-p)}, \quad (2)$$

where DD, SD and EL refer to double dissociation, single dissociation and elastic reactions respectively. To the extent that the three differential cross sections on the left-hand side of eq. (2) can be parametrized as $d\sigma/dt \approx A e^{\lambda t}$, the following relation holds:

$$\frac{d\sigma}{dt_{DD}} \approx \frac{A_Q A_{N^*}}{A_{EL}} \exp(\lambda_Q(M_{K\pi\pi}) + \lambda_{N^*}(M_{N\pi}) - \lambda_{EL}) t \equiv A_{DD} e^{\lambda_{DD} t}, \quad (2')$$

* We call $N_{1/2}^*$ and Q the well-known $N\pi$ and $K^*\pi$ threshold enhancements found in reactions such as $K^-N \rightarrow K^-N\pi$ and $K^-p \rightarrow K^*\pi p$ at $p_{inc} \gtrsim 7$ GeV/c.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

where both A and λ may be functions of mass. As both $\lambda_Q(M_{K\pi\pi})$ and $\lambda_{N^*}(M_{N\pi})$ exhibit a strong mass dependence in the near-threshold region [8, 9], we may therefore expect to find strong and characteristic features in the double dissociation slope $\lambda_{DD}(M_{K\pi\pi}, M_{N\pi})$.

This article is subdivided as follows: in sect. 2 we discuss our experimental procedure; in sect. 3 we present the analysis of our data. First we discuss the evidence for double dissociation, the mass spectra and the production cross section (subsection 3.1), next we discuss the differential cross sections and confront these with the predictions of a factorizable pomeron exchange model (subsection 3.2), and finally we present decay angular distributions and comment on their implications as to the production mechanism (subsection 3.3).

2. Data selection

The sample of events corresponding to reaction (1), obtained from 4-prong events that fit reaction (1) with a χ^2 probability $\geq 10\%$, had no competing 4C fits ($K\pi\pi p$, $KKKp$, $Kppp$), and were consistent with the observed ionisation. The measured missing mass squared, for the sample of events selected according to these criteria, is shown in fig. 1, with the negative track identities chosen according to the best fit to reaction (1). It is well centered on M_{neutron}^2 . We retain only events in the interval $0.4 \leq MM^2 \leq 1.16 \text{ GeV}^2$, which leaves us with 5124 events successfully fitting reaction (1). The contamination of this sample by other 1C fits ($\bar{K}^0 n^- \pi^+ \pi^- p$ and $K^- \pi^+ \pi^- p \pi^0$) is estimated at $\lesssim 7\%$. (We consider two 1C fits as ambiguous if the ratio of respective χ^2 probabilities does not exceed 3.) More troublesome is the K^-/π^- permutation ambiguity which plagues $\simeq 40\%$ of these data (i.e. both fits to (1) have probabilities $P_1, P_2 \geq 0.1$ and $P_1/P_2 < 3$). In a first step we select the fit of higher χ^2 probability. For the sample of events so selected, the $K^- \pi^+$ effective mass distribution (with two entries/event) exhibits a prominent $K^*(890)$ signal (fig. 2a). Defining the $K^*(890)$ region as $0.84 \leq M(K^- \pi^+) \leq 0.96 \text{ GeV}$ we obtain 1837 K^* events from the distribution in fig. 2a. In a second step we look, in the sample of K^-/π^- ambiguous events which *do not have* a $K^*(890)$ (as defined above) in the higher χ^2 probability fit, at the $K^- \pi^+$ effective mass (fig. 2b) of the lower χ^2 probability fit, still requiring $P(\chi^2) \geq 0.1$. As this distribution (fig. 2b) still shows a clear $K^*(890)$ signal, which may be taken as an *a posteriori* K^-/π^- ambiguous track signature, we take as correct the fit containing the $K^*(890)$ defined now as $0.86 \leq M(K^- \pi^+) \leq 0.94 \text{ GeV}$. This procedure yields an additional sample of 357 K^* events.

In attempting to extract the double dissociation component $K^-p \rightarrow Q N \pi_{1/2}^- \rightarrow (K\pi\pi)(N\pi)$ in reaction (1), we make use of the $K^*(890)$ to reduce the dimensionality of the problem and the particle-permutation background, by taking advantage of the prominence of the $Q \rightarrow K^*(890)\pi$ "decay mode" and of the unique Q -signature provided by the $K^*(890)$ decay angular distribution. With the $K^*(890)$ regions as defined above, we have 2194 events of reaction (1) which we attribute to the channel

$$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^- n \pi^+, \quad (3)$$

D. Denegri et al. / $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$

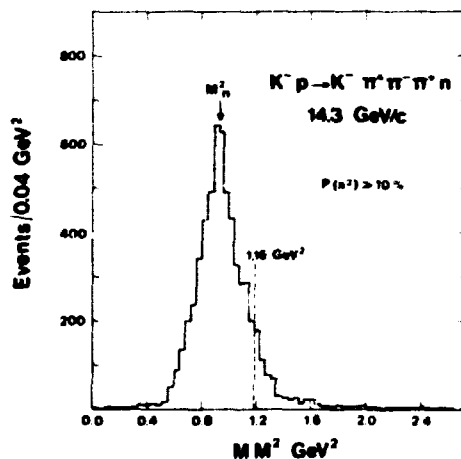


Fig. 1. Missing mass squared for events fitting $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$ with probability $> 10\%$.

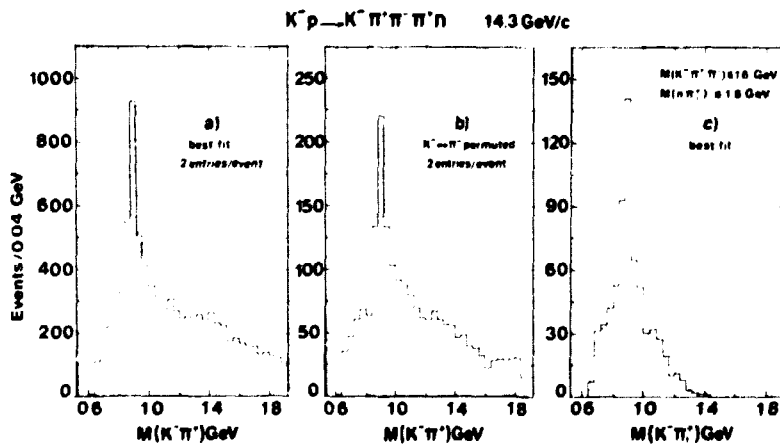


Fig. 2. $K^- \pi^+$ effective mass (a) for the sample of best fits to $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$; (b) for the lower probability fit to $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$ in the sample of $K^- \pi^+$ ambiguous events, not having a $K^*(890)$ in the higher probability fit to the same reaction; (c) for $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$ events from the double dissociation region, the dashed curve is our hand-drawn background estimate.

The cross section for reaction (3) is $90 \pm 15 \mu\text{b}$ after taking into account the background under the $K^*(890)$ (in figs. 2a and b), the losses due to the $K^*(890)$ tail, and correcting approximately for the K^-/π^- permutation ambiguity and fitting losses. We note that, in the case where both $K^- \pi_1^+$ and $K^- \pi_2^+$ effective masses are in the

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0$

$K^*(890)$ region as previously defined (8% of reaction (3) data), we associate to the K^- that π_1^+ which gives the smaller momentum transfer $|t(K^- \rightarrow K^-\pi_1^+\pi^-)|$, and retain only this entry in the following. We also note that reaction (3) displays a $\Delta_{3/2}(1236)$ signal: in the subsequent search for double dissociation these events are eliminated from the sample ($M(n\pi^-) > 1.4$ GeV).

3. Data analysis

3.1. Mass spectra and the total cross section

The scatter plot of $M(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $M(n\pi^+)$ for reaction (3) is shown in fig. 3. The plot exhibits a marked accumulation of events in the lower left corner corresponding to simultaneously near-threshold values for $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ and $(n\pi^+)$ masses, which is just the signature of the double dissociation process $K^-p \rightarrow (\bar{K}^{*0}\pi^-)(n\pi^+)$. The peripheral nature of the production mechanism (discussed in more detail in the following) is evident from fig. 4b which shows the same plot, but for the subsample of peripheral events satisfying $t_{p-n\pi^+} \leq 1$ GeV² (for comparison, fig. 3 is repeated as fig. 4a). Fig. 4b clearly shows that the double threshold enhancement in fig. 4a does not arise just from kinematical limitations due to peripherality and (relatively low) incident momentum. Figs. 5a, b, c and d show the $K^*\pi$ and $N\pi$ mass projec-

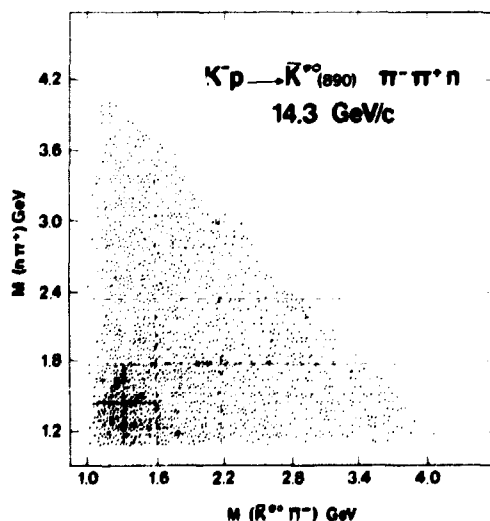


Fig. 3. Scatter plot of $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ versus $(n\pi^+)$ mass for $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^-\pi^+\pi^0$ events at 14.3 GeV/c, see text for the explanation of the selected regions (dashed and full lines).

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^0 \pi^- \pi^+ \pi^+$

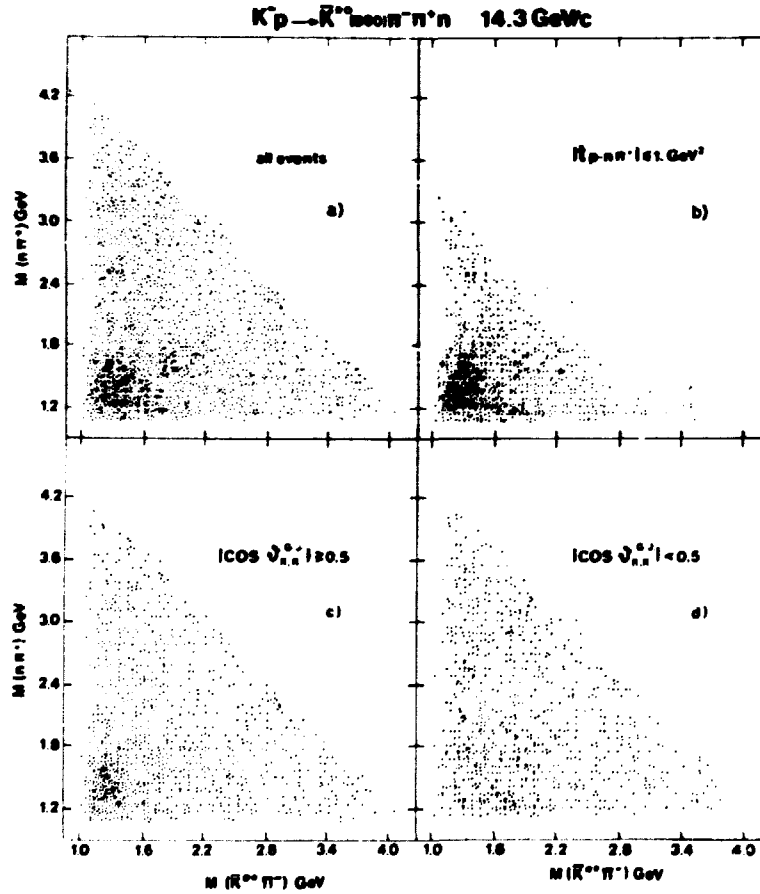


Fig. 4. (a) Scatter plot of $(K^{*0}\pi^-)$ versus $(\pi^+\pi^+)$ mass for $K^-p \rightarrow K^{*0}\pi^-\pi^+\pi^+$ events at 14.3 GeV/c; (b) same as (a) with a peripheral cut $t_{p \rightarrow \pi^+\pi^+} < 1.0 \text{ GeV}^2$; (c) same as (a) for "polar" $K^* \rightarrow K\pi$ decays ($|\cos \theta| > 0.5$) in a Gottfried-Jackson K^* rest frame; (d) same as (a) for "equatorial" $K^* \rightarrow K\pi$ decays ($|\cos \theta| < 0.5$).

tions for the four mass bands indicated by dashed lines on the scatter plot in fig. 3. It is evident from fig. 5 that the Q and $N_{1/2}^*$ enhancements are produced only in association with each other, what we take as evidence for a double dissociation mechanism contribution. In this respect it is interesting to notice the (small) $\Delta_{3/2}^*$ signal* (estimated at 26 ± 8 events) contaminating the $N_{1/2}^*$ enhancement associated with

* From the channel $K^-p \rightarrow K^{*0}\pi^-\pi^+\pi^+$ we expect 15 ± 7 $K_{1420}^0 \Delta^+ \rightarrow (K^{*0}\pi^-)(\pi^+\pi^+)$ events in the double dissociation region $QN_{1/2}^*$.

D. Denegri et al. / $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n$

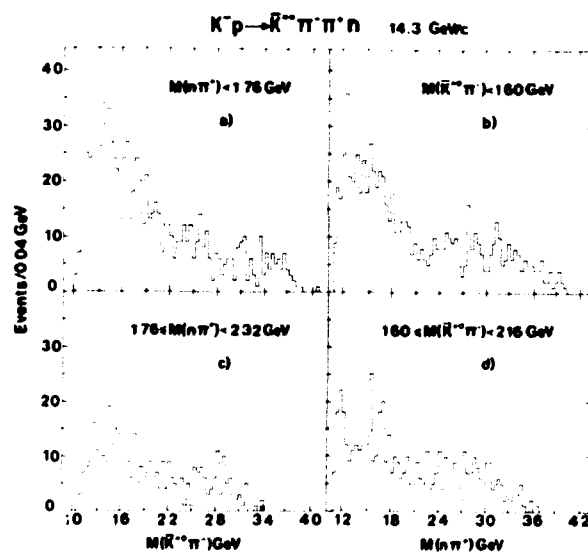


Fig. 5. Mass projections from the four mass bands indicated in fig. 3 (dashed lines): (a) $M(K^0 \pi^+)$ for $n\pi^+$ in the $N^*_{1/2}$ region; (b) $M(n\pi^+)$ for $K^0 \pi^-$ in the Q region; (c) $M(K^0 \pi^-)$ for $n\pi^+$ above the $N^*_{1/2}$ region; (d) $M(n\pi^+)$ for $K^0 \pi^-$ above the Q region.

the Q-region (fig. 5b); in fact the Δ^* is also present in the band adjacent to the Q in about an equal amount (estimated at 30 ± 5 events, fig. 5d). This can be contrasted with the relative absence of a Q-signal in the band adjacent to the $N^*_{1/2}$ region (fig. 5c, $\lesssim 30$ events above background, which may be K^*_{420}), as compared to $\gtrsim 200$ Q-events above background for $M(n\pi^+) \leq 1.76$ GeV, fig. 5a).

A distinctive feature of the diffractively produced Q-enhancement in single dissociation is the high degree of alignment of the decay K^* , leading to an approximate (*t*-channel) $\cos^2 \theta$ distribution in the subsequent $K^* \rightarrow K\pi$ decay [8]. We may use this Q-signature to enhance the double diffractive dissociation signal to background ratio. In figs. 4c and d we show the $(K^0 \pi^-)$ versus $(n\pi^+)$ mass scatter plots for, respectively "polar" ($|\cos \theta| \geq 0.5$) and "equatorial" ($|\cos \theta| \leq 0.5$) $K^* \rightarrow K\pi$ decays. The double dissociation signal is clearly largely confined to "polar" K^* decays, strongly suggesting that the production mechanism operating in the double dissociation region is similar to that responsible for single dissociation, i.e. diffraction-like. (The angular momentum aspects of these data are discussed in more detail in subsect. 3.3.) The $K^* \pi$ mass projections for the "polar" decays are shown in figs. 6a and 6b for, respectively, the $N^*_{1/2}$ mass band and the mass band just above. The Q-signal to background ratio is obviously improved (fig. 6a as compared to fig. 5a), and the absence of a Q-signal outside the $N^*_{1/2}$ is now particularly evident, fig. 6b.

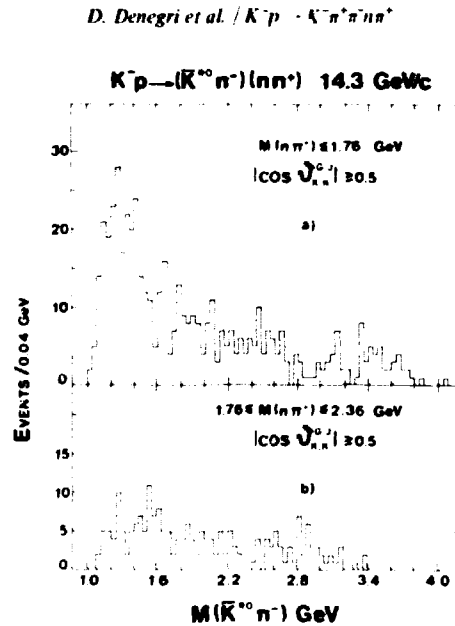


Fig. 6. $K^{*0}\pi^-$ mass projections from the scatter plot in fig. 4c for "polar" $K^* \rightarrow K\pi$ decays for (a) the $n\pi^+$ system in the $N_{1/2}^*$ region; (b) the $n\pi^+$ system above the $N_{1/2}^*$ region.

In figs. 7a, b, c and d we compare the $K^*\pi$ and $N\pi$ single (c, d) and double (a, b) dissociation spectra, observed in the same experiment in the reactions $K^-p \rightarrow (\bar{K}^{*0}\pi^-)p$, $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ and reaction (3) respectively. The double dissociation $K^*\pi$ and $N\pi$ mass spectra (figs. 7a, b) are for the respective $N_{1/2}^*$ ($M(n\pi^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$) and Q ($M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$) mass bands from fig. 4b, and are limited to the t range $t_{\text{DD}}^{\text{min}} \leq t \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ ($t_{\text{DD}}^{\text{DD}} \simeq 0.07 \text{ GeV}^2$ on the average). The corresponding single dissociation spectra (figs. 7c, d) are limited to the same t regions of $0.07 \leq t_{\text{pp}} \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ and $0.07 \leq t_{\text{KK}} \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ respectively. These t cuts modify noticeably the SD spectra due to the large mass-slope correlation present in these data [8,9]. From fig. 7 we may conclude that single and double dissociation spectra have a similar shape* in the near-threshold region, with the $n\pi^+$ double dissociation system having a larger, but still small $\Delta^*(1236)$ contamination when compared to SD data**. The double dissociation component is obviously also sitting on a much larger relative background, which is particularly important in the upper part of the Q -region.

* In a multiperipheral description of the Q and N^* (as developed e.g. in ref. [7]), we do not expect rigorously identical shapes in SD and DD.

** This difference is not surprising, as at these energies the main Δ production mechanism is still π exchange, which is forbidden in $K^-p \rightarrow K^-\Delta$, but is allowed in $K^-p \rightarrow (K\pi\pi)\Delta$; it couples for example to $(K\pi\pi) \simeq K^*(1420)$.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

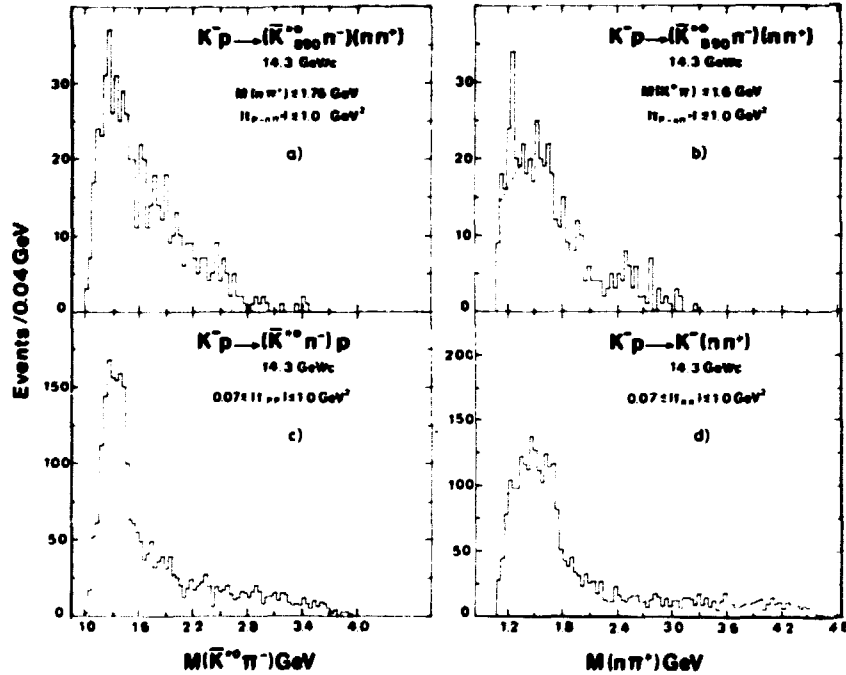


Fig. 7. Comparison of $K^*\pi$ and $N\pi$ threshold enhancements found in single and double dissociation at 14.3 GeV/c. For double dissociation data from $K^-p \rightarrow (K^{*0}\pi^-)(nn^+)$, limited to $t_{pp} \rightarrow \pi\pi^+ \leq 1.0 \text{ GeV}^2$: (a) $M(K^{*0}\pi^-)$ for the $N_{1/2}$ region $M(nn^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$; (b) $M(nn^+)$ for the Q region $M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$. For single dissociation data: (c) $M(K^{*0}\pi^-)$ from $K^-p \rightarrow (K^{*0}\pi^-)p$ for $0.07 \leq t_{pp} \leq 1.0 \text{ GeV}^2$; (d) $M(nn^+)$ from $K^-p \rightarrow K^-(nn^+)$ for $0.07 \leq t_{KK} \leq 1.0 \text{ GeV}^2$.

In the following we define the $QN_{1/2}$ double dissociation region as $M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$ and $M(nn^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$. In this region we have 359 events. An estimate of the background under the $K^*(890)$ produced in the double dissociation region is provided by fig. 2c which gives the $K^-\pi^+$ mass distribution for the kinematical region $M(K^-\pi^+\pi^-) \leq 1.6 \text{ GeV}$, $M(nn^+) \leq 1.8 \text{ GeV}$, for the sample of best fits to reaction (1) (i.e. a subsample of the data in fig. 2a). Another indication of the purity of the $K^*(890)$ signal in the double dissociation region is given by the $K^* \rightarrow K^-\pi^+$ decay angular distribution, discussed in subsect. 3.3 and shown in fig. 10a. From figs. 2c and 10a we estimate the $K^*(890)$ background at $(30 \pm 6)\%$. Taking into account, with respective errors, this K^* background, the fitting losses, the $\Delta^*(1236)$ contamination (26 ± 8 events in the DD regions), but without subtracting any background under the $(\bar{K}^{*0}\pi^-)$ and (nn^+) threshold enhancements themselves (figs. 7a, b), we obtain a cross section for $K^-p \rightarrow QN_{1/2}^+ \rightarrow (\bar{K}^{*0}\pi^-)(nn^+) \rightarrow (K^-\pi^+\pi^-)(nn^+)$ of $12 \pm 2 \mu\text{b}$ at 14.3 GeV/c (for K^* defined as $0.84 \leq M(K\pi) \leq 0.96 \text{ GeV}$). This is

D. Denegri et al. / $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

$K^- p \rightarrow (K^{*0} \pi^-) (n \pi^+) 14.3 \text{ GeV/c}$

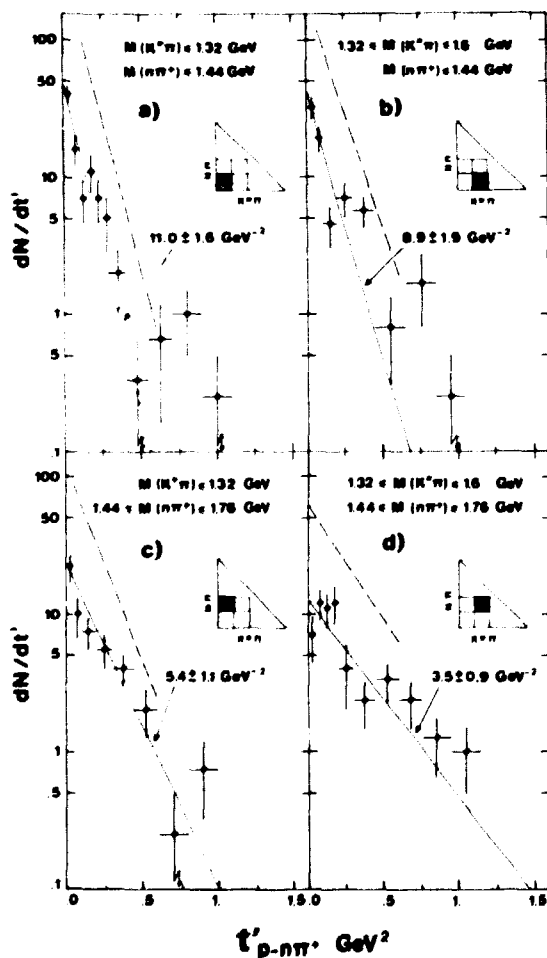


Fig. 8. Differential cross sections dN/dt' for double dissociation data, for the four mass regions indicated within the double dissociation region $M(K^* \pi^-) \leq 1.60 \text{ GeV}$, $M(n \pi^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$. The solid lines are exponential best fits for $t' < 0.6 \text{ GeV}^2$. The dashed lines are the slopes expected from the factorisable pomeron exchange model (the normalisation is arbitrary).

probably a slight overestimate, as the background in the Q and $N_{1/2}^*$ regions does not come only from the $\Delta(1236)$ and $K^*(890)$ background; however, we have no reliable way of estimating it, just as is the case in single dissociation studies.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

3.2. Differential cross sections and factorisation properties

One of the most striking features both the $(N\pi)$ and $(K^*\pi)$ dissociation systems is the strong slope-mass correlation observed in single dissociation [8, 9]. To investigate whether this feature is also present in double dissociation we subdivide the $M(K^*\pi) \leq 1.60$ GeV, $M(n\pi^+) \leq 1.76$ GeV region in four domains as shown by the solid lines in fig. 3. The $d\sigma/dt'_{DD}$ ($t' = |t - t'_{min}|$) differential cross sections for these four zones are shown in figs 8a, b, c and d. These differential cross sections are steep (for near-threshold excitation masses), which is a distinctive feature of diffractive processes. Fitting exponentials to these distributions in the region $t'_{DD} \leq 0.6$ GeV² yields slopes exhibiting strong mass variations (table 1, column 1), from 11.0 ± 1.6 GeV⁻² for the lowest mass region $M(K^*\pi) \leq 1.32$ GeV, $M(n\pi^+) \leq 1.44$ GeV, to a value of 3.5 ± 0.9 GeV⁻² for the highest mass region $1.32 \leq M(K^*\pi) \leq 1.60$ GeV, $1.44 \leq M(n\pi^+) \leq 1.76$ GeV. In table 1, column 4, we also give the extreme values of t'_{min}^{DD} for the four mass bins considered. These values of t'_{min}^{DD} , although quite large at our energy when compared to typical t'_{min} values in single dissociation (~ 0.003 GeV² for Q-production, ~ 0.005 GeV² for $N_{1/2}^*$ production at 14.3 GeV/c), do not exceed 0.18 GeV² in the worst case.

We have checked that the experimental distributions in fig. 8 and the corresponding slopes (table 1) are not significantly affected by our experimental selections (the MM^2 cut, the K^* selection, the $\Delta^*(1236)$ cut) and that the $t_{p \rightarrow n\pi^+}$ selection made for double $K^*(890)$ events does not bias significantly these data (only 25 events out of 359 in the DD region are so selected and their effect is negligible). The effect of the Δ^* contamination is presumably also negligible as there are 26 ± 8 Δ -events as compared to 190 events in the DD region with $M(n\pi^+) \leq 1.44$ GeV. We therefore conclude that this is a genuine feature of the data, which in the double diffractive

Table 1

Differential cross-section slopes λ for $K^-p \rightarrow (K^{*0}\pi^-)(n\pi^+)$, $K^-p \rightarrow (K^{*0}\pi^+)p$ and $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ at 14.3 GeV/c, for $t'_{DD} \leq 0.6$ GeV² and $t'_{min}^{DD} \leq t'_{SD} \leq 0.6$ GeV²

$M(K^*\pi)$ (GeV) $M(N\pi)$ (GeV)	λ_{exp}^{DD} (GeV ⁻²)	λ_{th}^{DD} (GeV ⁻²)	λ_{exp}^{SD} (GeV ⁻²)	t'_{min}^{DD} range in GeV ²
$M(K^*\pi) \leq 1.32$ $M(N\pi) \leq 1.44$	11.0 ± 1.6	10.3 ± 0.7	10.3 ± 0.5 7.3 ± 0.4	0.01 - 0.07
$1.32 \leq M(K^*\pi) \leq 1.60$ $M(N\pi) \leq 1.44$	8.9 ± 1.9	7.6 ± 0.6	7.6 ± 0.4 7.3 ± 0.4	0.04 - 0.14
$M(K^*\pi) \leq 1.32$ $1.44 \leq M(N\pi) \leq 1.76$	5.4 ± 1.1	6.5 ± 0.6	10.3 ± 0.5 3.5 ± 0.3	0.03 - 0.12
$1.32 \leq M(K^*\pi) \leq 1.60$ $1.44 \leq M(N\pi) \leq 1.76$	3.5 ± 0.9	3.8 ± 0.6	7.6 ± 0.4 3.5 ± 0.3	0.07 - 0.18
$M(K^*\pi) \leq 1.60$ $M(N\pi) \leq 1.44$	12.4 ± 1.7 for $t' \leq 0.2$ GeV ²	11.2 ± 0.8 for $t' \leq 0.2$ GeV ²		

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

dissociation region exhibit qualitatively the same kind of mass-slope correlation found in single diffractive dissociation.

If, as discussed in a previous work [2], we assume for the elastic, single and double dissociation processes a common production mechanism represented by the t -channel exchange of a factorisable pomeron, these processes are related through expression (2)*. If, furthermore, we assume (approximately) exponential differential cross sections in the single dissociation $K^-p \rightarrow (K^*\pi)p$, $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$, and in the elastic channel, we expect from eq. (2') the double dissociation slopes indicated by the dashed lines in figs. 8 (arbitrary normalisation) and given in table 1 column 2. These values have been obtained using an experimental K^-p elastic slope of $7.3 \pm 0.06 \text{ GeV}^{-2}$ [10] and the average single dissociation slopes given in table 1 column 3. These values are all extracted from the same experiment and are all determined in the single dissociation t range from $\approx t_{\min}^{\text{DD}}$ (0.05 or 0.1 GeV^2 have been used as appropriate) to $t = 0.6 \text{ GeV}^2$. Note that eq. (2) connects the differential cross sections at the same value of t , while the DD data in fig. 8 are plotted in terms of t' , but, as far as just slopes are concerned, they are the same in t' and t above the limit $t_{\min}^{\text{DD}}$, if the $K^*\pi$ and $N\pi$ mass bins are not too large. From table 1 and fig. 8 we may therefore conclude that our data in the double dissociation region are consistent (at a $\sim 20\%$ level) with the predictions of pomeron factorisation as far as the mass-slope correlation in diffractive dissociation is concerned.

We note that the description of inelastic diffractive differential cross sections in terms of a single exponential is often but a first approximation. In particular, the single dissociation process $N \rightarrow N\pi$ exhibits considerable t structure for $M(n\pi^+) \lesssim 1.4 \text{ GeV}$ [11], characterized by a distinct break in do/dt at $t \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ and an unusually large slope ($\sim 10 \text{ GeV}^{-2}$) in the region $t \lesssim 0.3 \text{ GeV}^2$. On the basis of factorisation, i.e. eq. (2), some structure of this kind may be expected in double dissociation too. In the double dissociation do/dt' distributions corresponding to this $M(n\pi^+)$ domain (figs. 8a and 8b), there may indeed be a hint of a structure around $t' \approx 0.15\text{--}0.2 \text{ GeV}^2$. (We note that one exponential gives a very poor fit to fig. 8b, $\chi^2/ND = 16/5$, hardly compatible with statistical fluctuations.) To improve our statistics, we combine the two t' distributions in figs. 8a, b, for $M(n\pi^+) \leq 1.44 \text{ GeV}$ (the two distributions give mutually compatible fits to $A \exp(\lambda t')$). The result is shown in fig. 9a. In fig. 9b we also show the plot of do/dt for our $K^-p \rightarrow K^-(n\pi^+)$ single dissociation data at $14.3 \text{ GeV}/c$, limited to $M(n\pi^+) \leq 1.44 \text{ GeV}$. The two distributions in fig. 9 seem to display a similar structure, with breaks at $t'_{\text{DD}} \approx 0.2 \text{ GeV}^2$ and $t_{\text{SD}} \approx t'_{\text{SD}} \approx 0.3 \text{ GeV}^2$, and a large slope in the $t'(t)$ region below the break, respectively $12.4 \pm 1.7 \text{ GeV}^{-2}$ for $0.0 \leq t'_{\text{DD}} \leq 0.2 \text{ GeV}^2$ and $9.1 \pm 0.6 \text{ GeV}^{-2}$ for $0.0 \leq t_{\text{SD}} \leq 0.3 \text{ GeV}^2$. This value of $\lambda_{\text{DD}} = 12.4 \pm 1.7 \text{ GeV}^{-2}$ for $t' \leq 0.2 \text{ GeV}^2$ should be compared to $\lambda_{\text{DD}}^{\text{th}} = 11.2 \pm 0.8 \text{ GeV}^{-2}$ expected on the basis of factorisation.

* We note that in a multiperipheral model of SD and DD (as developed e.g. in ref. [7]), we expect only approximate factorisation, either between production and decay of diffractive enhancements in one channel, or between the various elastic, single and double dissociation channels as investigated here.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

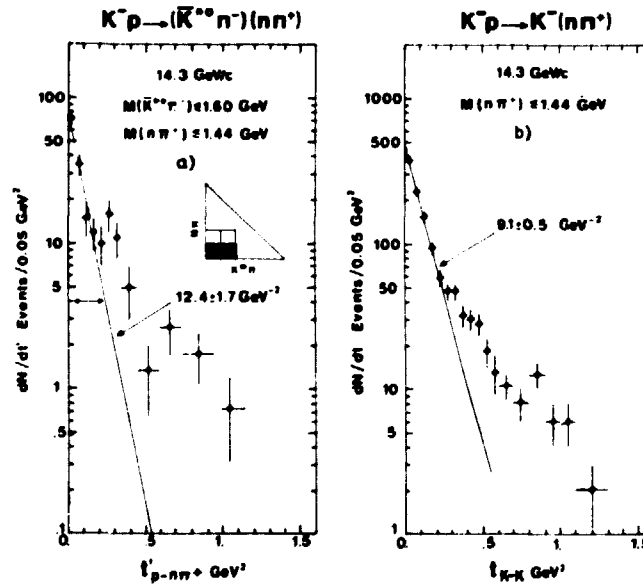


Fig. 9. Comparison of the differential cross sections dN/dt' for the low $N\pi$ mass region $M(n\pi^+) \leq 1.44 \text{ GeV}$ at $14.3 \text{ GeV}/c$ for (a) double dissociation data, with $M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$; (b) single dissociation data.

tion (eq. (2')) for this t region (the overall $M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$ slope is $9.4 \pm 0.5 \text{ GeV}^{-2}$ for $0.05 \leq t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$). We conclude that, although these results on double dissociation data (fig. 9a) are not statistically compelling*, they are suggestive of related t structures (as apposed to first approximation exponentials) in DD and SD, as may be expected from a factorisable t -channel mechanism interpretation of diffractive dissociation phenomena.

We note that, although these data do not preclude an s -channel interpretation [12] of the diffractive phenomena, the large slope-mass variations previously discussed (11.0 – 3.5 GeV^{-2}) make it less plausible as in such a model we expect $\lambda_{DD} \sim \lambda_{SD} \approx 5$ – 8 GeV^{-2} . In fact, the detailed study of the t structure in DD may provide the crucial test to distinguish between the t - and s -channel models of diffractive phenomena in general.

Factorisation, as expressed in eqs. (2) and (2') also allows an absolute cross-section magnitude prediction, which we may test for the total production cross section for

* Principally because they result from averaging over a too large $K^*\pi$ mass range; note that the plot in fig. 9a is hardly compatible with a single exponential over the $0 \leq t' \leq 0.6 \text{ GeV}^2$ range, a best fit gives $\chi^2/ND = 26/10$ i.e. 0.2% probability.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

the double dissociation region. Integration of (2') over a $\Delta M_{K^*\pi}, \Delta M_{N\pi}$ interval starting from $t_{\min}^{\text{DD}}$ gives for the observable DD cross section:

$$\sigma_{\text{QN}^*}^{\text{DD}}(\Delta M_{K^*\pi}, \Delta M_{N\pi}) \approx \frac{\sigma_Q^{\text{SD}}(\Delta M_{K^*\pi}) \sigma_{N^*}^{\text{SD}}(\Delta M_{N\pi})}{\sigma^{\text{EL}}} \frac{\bar{\lambda}_Q \bar{\lambda}_{N^*}}{\lambda_{\text{EL}}(\bar{\lambda}_Q + \bar{\lambda}_{N^*} - \lambda_{\text{EL}})} \times \exp(-\bar{\lambda}_{\text{DD}} |t_{\min}^{\text{DD}}|), \quad (4)$$

where $\sigma_{\text{tot}}(\Delta M)$ is the total single dissociation cross section for a mass band ΔM , and λ is the production slope averaged over this mass band. The last term is the kinematical finite energy correction arising from $t_{\min}^{\text{DD}} \neq 0$. At 14.3 GeV/c, with $t_{\min}^{\text{DD}} \approx 0.06 \text{ GeV}^2$ and $\bar{\lambda}_{\text{DD}}(\text{QN}_{1/2}^*) = (7.0 \pm 0.6) \text{ GeV}^{-2}$ (for $0.0 \leq t' \leq 0.6 \text{ GeV}^2$), it suppresses about 35% of the asymptotic σ^{DD} value. If the elastic and single dissociation slopes $\lambda_{\text{EL}}, \bar{\lambda}_Q, \bar{\lambda}_{N^*}$ do not differ too much, eq. (4) reduces in the high-energy limit to the simple form:

$$\sigma_{\text{QN}^*}^{\text{DD}} \sigma^{\text{EL}} \approx \sigma_Q^{\text{SD}} \sigma_{N^*}^{\text{SD}}. \quad (5)$$

Inserting our experimental values $\sigma_{\text{EL}} = 2.9 \pm 0.1 \text{ mb}$ [10], $\sigma_Q^{\text{SD}} \equiv \sigma(K^-p \rightarrow Qp \rightarrow K^*\pi p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+) = 185 \pm 20 \mu\text{b}$ for $M(K^*\pi) \leq 1.6 \text{ GeV}$ and $0.84 \leq M(K^-\pi^+) \leq 0.96 \text{ GeV}$, $\sigma_{N^*}^{\text{SD}} \equiv \sigma(K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+) = 230 \pm 40 \mu\text{b}$ for $M(n\pi^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$, $\lambda_{\text{EL}} = 7.3 \pm 0.06 \text{ GeV}^{-2}$, $\bar{\lambda}_Q = 8.8 \pm 0.3 \text{ GeV}^{-2}$, $\bar{\lambda}_{N^*} = 6.0 \pm 0.5 \text{ GeV}^{-2}$ (for $t' \leq 0.6 \text{ GeV}^2$) we expect from eq. (4) that $\sigma^{\text{DD}} \approx 9 \pm 3 \mu\text{b}$. Our experimental estimate in subsect. 3.2 of $12 \pm 2 \mu\text{b}$ (without taking any background out, however) is consistent with this expected value.

This factorisation property of the double dissociation cross section has already been found to hold (approximately) for $K^-p \rightarrow (K^*\pi)(\Delta\pi)$ at 14.3 GeV/c [2], and recently has also been established in the $\sim 1000 \text{ GeV/c}$ domain at the ISR [3, 5]; it strongly suggests a t -channel exchange mechanism interpretation.

3.3. Decay angular distributions

The study of the $K^*, K^*\pi$ and $N\pi$ decay distributions provides a check on some of the most distinctive features of the diffractive phenomena and therefore sheds light on the production mechanism of the double dissociation component. In particular it allows further tests of the factorisation hypothesis and of the early onset of pomeron dominance, as suggested by the regularities displayed by the differential cross sections.

In fig. 10a we show the polar angular distribution of the $K^* \rightarrow K\pi$ decay, referred to Gottfried-Jackson axes, for events in the double dissociation region $M(n\pi^+) \leq 1.76 \text{ GeV}$, $M(K^*\pi) \leq 1.44 \text{ GeV}^*$, $t_{p \rightarrow n\pi^+} \leq 1.0 \text{ GeV}^2$. For comparison we also show

* To investigate the spin-parity states we take for the Q-region $M(K^*\pi) \leq 1.44 \text{ GeV}$, as the comparison of figs. 7a and 7c suggests a rather large background under the upper half of the Q in the DD data.

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^* \pi^+ \pi^- n \pi^+$

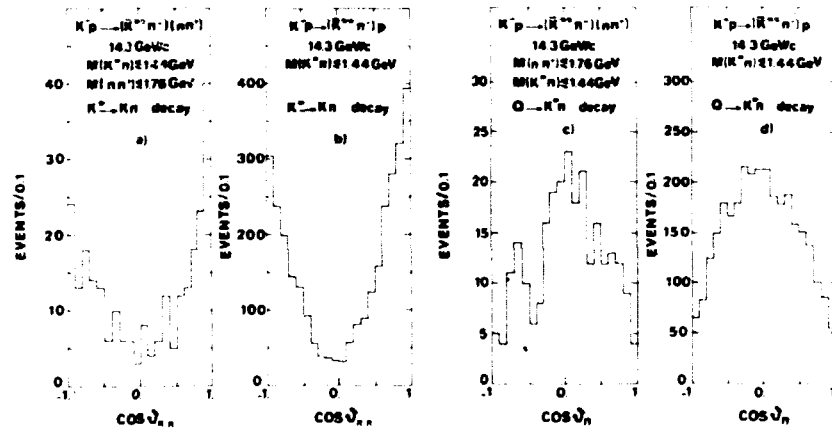


Fig. 10. Comparison of polar decay distributions in Gottfried-Jackson axes for single and double dissociation data: (a) the $K^*(890) \rightarrow K\pi$ decay in DD; (b) same for SD; (c) the normal to the three-body decay plane for $Q \rightarrow K^*\pi \rightarrow K\pi\pi$ for DD data; (d) same as (c) for SD data. Both single and double dissociation data are limited to $M(K^*\pi) \leq 1.44$ GeV and $t \leq 1.0$ GeV².

Table 2
 $K^*(890)$ density matrix elements in a Gottfried-Jackson frame

$\rho_{mm'}(K^*_{890})$	DD data ^{a)}	SD data ^{b)}
ρ_{00}	0.78 ± 0.06	0.83 ± 0.04
$\rho_{1,-1}$	0.02 ± 0.03	0.025 ± 0.02
$\text{Re} \rho_{10}$	0.07 ± 0.06	0.07 ± 0.015

^{a)} For $K^-p \rightarrow (K^*\pi^+)(n\pi^-)$ at 14.3 GeV/c with $M(K^*\pi) \leq 1.44$ GeV, $M(n\pi^-) \leq 1.76$ GeV,

$t_{p \rightarrow n\pi^+} \leq 1.0$ GeV².

^{b)} For $K^-p \rightarrow (K^*\pi^+)p$ at 14.3 GeV/c with $M(K^*\pi) \leq 1.44$ GeV, $t_{pp} \leq 1.0$ GeV².

in fig. 10b the corresponding K^* decay distribution for single dissociation data $K^-p \rightarrow (K^*\pi^+)p$ subject to the same $M(K^*\pi)$ and t cuts. The similarity between the two distributions (figs. 10a, b) is striking. The $\sim \cos^2 \theta^*$ polar distributions in figs. 10a, b and essentially flat azimuthal distributions (not shown), indicate that the K^* is predominantly produced with its spin aligned in the plane perpendicular to the incident K^- direction, i.e. in a $|J/M\rangle = |1/0\rangle$ state. This is expressed more quantitatively through the K^* polarization density matrix, given in table 2 column 1 for DD data and in column 2 for SD data. Within the errors (of the order of $\sim 10\%$ for DD data) the two sets of K^* density matrix elements are the same; this confirms that the two $(K^*\pi)$ enhancements are indeed the same object, and strongly suggests that they are produced by the same mechanism. It is also worth noticing that figs. 10a and 10b display qualitatively the same forward-backward asymmetry suggesting

D. Denegri et al. / $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^+n\pi^+$

Table 3
Density matrix elements of $Q (J^P = 1^+)$ in a Gottfried-Jackson frame

$\rho_{mm'}^{1^+}(Q)$	DD data ^{a)}	SD data ^{b)}
ρ_{00}	0.86 ± 0.10	0.75 ± 0.04
$\rho_{1,-1}$	-0.03 ± 0.10	-0.04 ± 0.05
$\text{Re} \rho_{10}$	-0.04 ± 0.06	0.025 ± 0.03
$\gamma_1 \cdot \text{Im} \rho_{10}$	0.01 ± 0.04	-0.01 ± 0.02

^{a)} For double.

^{b)} For single dissociation data, defined as for table 2.

again the same $K\pi$ spin-parity content (S - P wave interference within the $K^*(890)$ region) and therefore similar $K^*\pi$ production mechanisms.

A characteristic feature of the $K^*\pi$ single dissociation system is the dominance of unnatural spin-parity states, in particular of $J^P = 1^+$ for $K^*\pi$ masses $\lesssim 1.5$ GeV. The smallness of the double dissociation signal precludes a detailed J^P analysis as done for SD [13]. For a qualitative comparison we show in figs. 10c and 10d the polar distributions (referred to Gottfried-Jackson axes) of the normal to the $K^*\pi$ system decay plane for respectively DD data and SD data. The two distributions have obviously a similar character. Fitting to these (θ, φ) data the decay plane normal distribution expected for a $J^P = 1^+$ system [14],

$$dW/d\Omega_n^{1^+} = C[\rho_{00} \sin^2 \theta_n + \rho_{11}(1 + \cos^2 \theta_n) + \rho_{1,-1} \sin^2 \theta_n \cos 2\varphi_n + \sqrt{2} \text{Re} \rho_{10} \sin 2\theta_n \cos \varphi_n - \gamma_1 \cdot 2\sqrt{2} \text{Im} \rho_{10} \sin \theta_n \sin \varphi_n], \quad (6)$$

we obtain the density matrix elements $\rho_{mm'}^{1^+}(Q)$ given in table 3 for, respectively, DD (column 1) and SD (column 2) data. Again, within the errors the two sets of Q-density matrix elements coincide.

For a diffractive (pomeron exchange) production mechanism, we expect the $J^P = 1^+$ system to be predominantly in a $|J^PM\rangle = |1^+0\rangle$ state, i.e. $\rho_{00} \simeq 1$, other $\rho_{mm'} \simeq 0$ and consequently $dW/d\cos \theta_n \propto \sin^2 \theta_n$. Our data (figs. 10c, d) are clearly consistent with this expectation*, suggesting again essentially diffraction-like production mechanism for both single and double dissociation.

In figs. 11a, b, c and d we compare the polar and azimuthal distributions (referred to Gottfried-Jackson axes) of the $N_{1/2}^+ \rightarrow N\pi$ decays for double and single dissociation. These distributions are for the overall $N\pi$ threshold enhancement $M(n\pi^+) \leq 1.76$ GeV with $t \leq 1.0$ GeV². There is qualitative agreement between the two polar distributions. The SD data (fig. 11c), however, display a more pronounced backward peak. The absence of a backward peak in DD data (fig. 11a) seems due to

* The predominance of the $|J^PM\rangle = |1^+0\rangle$ state of the Q (in a Gottfried-Jackson frame) in DD data is further supported by the K^+ alignment (figs. 10a, b).

D. Denegri et al. / $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^+$

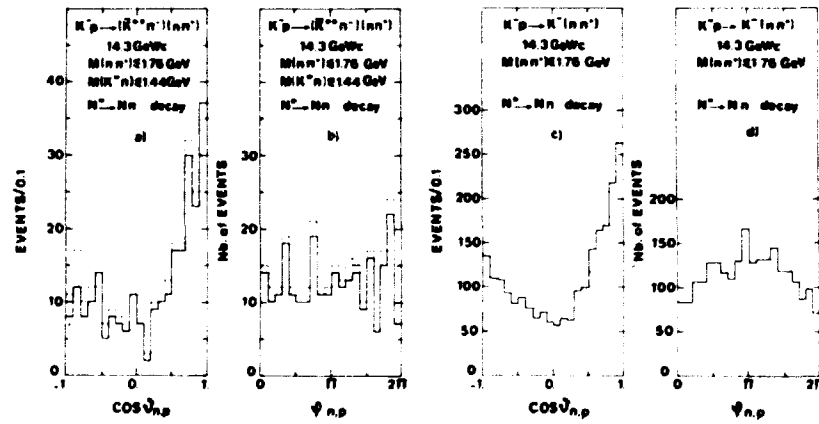


Fig. 11. Comparison of polar and azimuthal $N^*_{1/2} \rightarrow N\pi$ decay distributions, in Gottfried-Jackson axes, for (a) and (b) double dissociation data (the dashed distribution is obtained for no Δ^- cut) (c) and (d) single dissociation data. In both cases $M(\pi\pi^+) \leq 1.76$ GeV and $t \leq 1.0$ GeV².

the bias introduced by the Δ^- cut ($M(\pi\pi^+) \geq 1.4$ GeV) in reaction (3), which eliminates preferentially fast neutrons. The dashed histogram in fig. 11a is the $N^* \rightarrow N\pi$ polar distribution obtained after removing the Δ^- cut. In what regards the azimuthal $N^* \rightarrow N\pi$ decay distributions (figs. 11b, d), they are consistent; it should be noted however that the SD data (fig. 11d) display a marked anisotropy for which there is no clear evidence in the DD data. Removal of the Δ^- cut (dashed histogram in fig. 11b) has little effect on this distribution.

To summarize, the investigation of the decay angular distributions at the meson and baryon vertices indicates that the $K^*\pi$ and $N\pi$ double dissociation systems have similar spin-parity compositions and angular momentum states as the Q and $N^*_{1/2}$ in single diffractive dissociation, suggesting that the same diffraction-like production mechanism is responsible for both processes. From the essentially isotropic azimuthal distributions of the K^* , Q and N^* decays in Gottfried-Jackson axes (or equivalently zero values of $\text{Re } \rho_{10}$ in tables 2 and 3), we may also conclude that, at our level of accuracy, the DD data are consistent with (approximate) t -channel helicity conservation at both vertices.

These observations on decay distributions are again in semiquantitative agreement (at an $\sim 15\%$ level in terms of $\rho_{mm'}$) with the assumption of t -channel factorisability, as they indicate that the K (nucleon) fragments in the same way irrespective of whether the proton (kaon) at the other vertex fragments (DD) or not (SD).

D. Denegri et al. / $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n \pi^+$

4. Conclusions

In conclusion, our study of the reaction $K^-p \rightarrow (\bar{K}^{*0} \pi^-)(n \pi^+)$ at 14.3 GeV/c gives evidence for the existence of the double diffractive dissociation process $K^-p \rightarrow QN_{1/2}^+ \rightarrow (\bar{K}^{*0} \pi^-)(n \pi^+)$. The cross section for this process is of the order of $10 \mu\text{b}$ at our energy. The measured differential cross section is steep, as characteristic of diffractive phenomena, and exhibits a strong correlation between the production slope and the mass of the dissociated system. The spin-parity content and angular momentum states of the two dissociated systems closely resemble those found in single diffractive dissociation indicating a common, diffraction-like, production mechanism. The slope variations, the decay angular distributions and the total double dissociation cross section are consistent (at a $\sim 20\%$ level) with what may be expected from a factorisable pomeron exchange model for diffractive processes. In view of our relatively low incident momentum, the good agreement with this asymptotic model is somewhat surprising.

We gratefully acknowledge Drs. R. Barloutaud and C. Wohl for their interest in this work and useful comments, and Mr. El Beze for his help with the drawings. We are grateful to our data processing, scanning and measuring staffs for their care and diligence.

Note added in proof

Evidence similar to ours for a slope-mass correlation and t structure in double dissociation has now also been found in $pp \rightarrow (p \pi^+ \pi^-)(p \pi^+ \pi^-)$ data from the ISR [15].

References

- [1] M. Jacob and R. Slanski, Phys. Rev. D5 (1972) 1817;
W. Kittel, S. Ratti and L. Van Hove, Nucl. Phys. B30 (1971) 333.
- [2] D. Denegri, Y. Pons, R. Barloutaud, A. Borg, M. Spiro, K. Pater, T.P. Shah, S.N. Tovey, B. Chaurand, B. Drevillon, G. Labrosse, R. Lestienne and R.A. Salmeron, Nucl. Phys. B91 (1975) 54;
Saclay-Rutherford-Ecole Polytechnique collaboration, Possible evidence for double dissociation in K^-p interactions at 14.3 GeV/c, Contribution no. 230 to the Aix en Provence Int. Conf. on elementary particles, September 1973.
- [3] R. Webb, G. Trilling, V. Tegeldi, P. Strolin, A. Staude, B. Shen, P. Schlein, J. Rander, B. Naroska, J. Muller, T. Meyer, W. Marsh, W. Lockman, J. Layter, A. Kernan, H. Foeth, R. Ellis, A. Bohm and L. Baksay, Phys. Letters 55B (1975) 336;
L. Baksay et al., Phys. Letters 55B (1975) 491.
- [4] A. Firestone et al., Cal. Tech., Fermilab., Indiana, UCLA Collaboration, Evidence for double diffractive dissociation in pp interactions at 300 GeV/c, FERMILAB-PUB 74/101-EXP (December 1974).

D. Denegri et al. / $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^+\pi^+$

- [5] G. Goggi et al., Princeton-Pavia Collaboration, Preliminary results on double diffractive dissociation and double isobar production in the reaction $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-)(p\pi^+\pi^-)$ studied with the S.F.M. at the CERN ISR, 10th Rencontre de Moriond, March 1975, to be published, and Single and double diffraction dissociation at FNAL and ISR energies, *ibid.*
- [6] R. Webb, G. Trilling, V. Tegekdi, P. Strolin, B. Shen, P. Schlein, J. Rander, B. Naroska, T. Meyer, W. Marsch, W. Lockman, J. Layter, A. Kernan, M. Hansroul, S.Y. Fung, H. Foeth, R. Ellis, A. Derevshikov, M. Bozzo, A. Bohm and L. Baksay, Phys. Letters 55B (1975) 331.
- [7] D. Denegri, Nucl. Physics B67 (1973) 518 and references therein.
- [8] R. Barloutaud, A. Borg, F. Brun, D. Denegri, C. Louedec, F. Pierre, M. Spiro, B. Drevillon, B. Chaurand, G. Labrosse, R. Lestienne, D. Linglin, R.A. Salmeron, T.P. Shah, K. Paler, R.J. Miller and J.J. Phelan, Nucl. Phys. B59 (1973) 374.
- [9] Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Heidelberg-London-Vienna Collaboration, Nucl. Phys. B33 (1971) 445.
- [10] R.J. Miller, J.J. Phelan, J.R. Smith, R. Barloutaud, C. Louedec, F. Pierre, J.P. Porte, M. Spiro, B. Drevillon, D. Linglin and R.A. Salmeron, Phys. Letters 34B (1971) 230.
- [11] E. Nagy et al., CERN-Hamburg-Crsay-Vienna Collaboration, Contribution to the 17th Int. Conf. on high-energy physics, London, July 1974.
- [12] S. Humble, Nucl. Phys. B76 (1974) 137.
- [13] S.N. Tovey et al., Rutherford-Ecole Polytechnique-Saclay Collaboration, Nucl. Phys. B95 (1975) 109.
- [14] S.M. Berman and M. Jacob, Phys. Rev. 139B (1965) 1023.
- [15] M. Cavalli-Sforza et al., Pavia-CERN Collaboration, Contributions to the Palermo Int. Conf. on high-energy physics, June 1975; submitted to Nuovo Cimento.

RÉFÉRENCES

Abréviations : NP : Nuclear Physics
PR : Physical Review
PRL : Physical Review Letters

LES DEBUTS DE LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE

- [1] B.C. SHEN, I. BUTTERWORTH, C. FU, G. GOLDHABER, S. GOLDHABER and G.H. TRILLING, PRL 17 (1966) 726. Evidence for a $K^*(1320)$ Resonance at 4.6 GeV/c.
- [2] Proceedings of the International Conference on High Energy Collisions, Oxford 1966, p. 141, Référence [49].
- [3] D. DENEGRI, A. CALLAHAN, L. ETTLINGER, D. GILLESPIE, G. GOODMAN, G. LUSTE, R. MERCER, E. MOSES, A. PEVSNER and R. ZDANIS, PRL 20 (1968) 1194.
Coherent Production of the Q and L Mesons off Deuterium at 12.6 GeV/c.
- [4] Yu.M. ANTIPOV, G. ASCOLI, R. BUSNELLO, M.N. KIENZLE-FOCACCI, W. KIENZLE, R. KLANNER, L.G. LANDSBERG, A.A. LEBEDEV, P. LECOMTE, M. MARTIN, V.N. ROINISHVILI, R.D. SARD, A. WEITSCH and F.A. YOTCH, NP B86 (1975) 381.
Analysis of the reaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ p$ at 40 GeV/c.
- [5] Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, Palerme 1975, Vol. 1, p. 568.

SEPARATION DES FAISCEAUX DE PARTICULES

- [6] P. BRAMHAN, R.D. FORTUNE, E. KEIL, H. LENGELER, B.W. MONTAGUE et W.W. NEALE, PL 15 (1965) 290 et P. BERNARD, P. LAZEYRAS, H. LENGELER et V. VAGHIN, Rapport CERN 68/29.

QUELQUES THESES ET PUBLICATIONS DANS L'EXPERIENCE A 14 GeV

- [7] B. DREVILLON. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, N° 1115, série A. Etude des systèmes Q et L produits dans les interactions K^-p à 3,9 GeV/c et 14,3 GeV/c.
- [8] M. SPIRO. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, N° 1753, série . Etude des résonances mésoniques étranges produites dans les interactions K^-p à 14,3 GeV/c, Note CEA-N-1988.
- [9] A. BORG. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris VI, N° , série . Les réactions inclusives à une particule dans les interactions K^-p à 14,3 GeV/c. Note CEA à paraître.
- [10] F. BRUN. Thèse de doctorat de 3ème cycle présentée à l'Université de Provence. Etude de la production diffractive du système $(K^- \pi^+ \pi^-)$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$ à 14,3 GeV/c.
- [11] G. PIETRZYK. Thèse de doctorat de 3ème cycle présentée à l'Université de Paris VI. Etude de la dissociation diffractive du proton dans les interactions K^-p à 14,3 GeV/c.
- [12] C.G. WOHL, R. BARLOUTAUD, A. BORG, D. DENEGRI, Y. PONS, M. SPIRO, K. PALER, C. COMBER, S.N. TOVEY, B. CHAURAND, B. DREVILLON, J.M. GAGO et R.A. SALMERON. Rapport DPhPE 77-11, CEA-CEN. Some Three-Body Final States in K^-p Reactions at 14.3 GeV/c.
- [13] R. BARLOUTAUD, A. BORG, F. BRUN, D. DENEGRI, C. LOUEDEC, F. PIERRE, M. SPIRO, B. DREVILLON, B. CHAURAND, G. LABROSSE, R. LESTIENNE, D. LINGLIN, R.A. SALMERON, T.P. SHAH, K. PALER, R.J. MILLER and J.J. PHELAN, NP B59 (1973) 374. Study of the $\bar{K}\pi\pi$ System Produced in $K^-p \rightarrow \bar{K}\pi\pi$ Reactions at 14.3 GeV/c.

CURIOSITES CINEMATQUES DANS LES DISTRIBUTIONS

EN MASSE MANQUANTE CARREE

- [14] E. FETT. Proceedings of the International School of Elementary Particle Physics, Herceg-Noví 1967. Kinematical Identification of Bubble Chamber Events.

SECTIONS EFFICACES TOTALES

- [15] W. GALBRAITH, E.W. JENKINS, T.K. KYCIA, B.A. LEONTIC, R.H. PHILLIPS, A.L. READ and R. RUBINSTEIN, PR 138 (1965) 913. Total Cross-Sections of Protons, Antiprotons, and π and K Mesons on Hydrogen and Deuterium in the Momentum Range 6 - 22 GeV/c.

REVUE GENERALE SUR LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE

- [16] D.W.G.S. LEITH. Proceedings of Summer Institute on Particle Physics, SLAC-179, Vol. I, Stanford, November 1974, p. 25. Diffractive processes.

ANALYSES EN ONDES PARTIELLES AU VERTEX DU K OU DU PROTON

- [17] G. ASCOLI. Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, September 1972, Vol. I, p. 3. Partial Wave Analysis of the A_1 , A_2 , A_3 .
- [18] S.N. TOVEY, J.D. HANSEN, K. PALER, T.P. SHAH, S. BORENSTEIN, B. DREVILLON, B. CHAURAND, R.A. SALMERON, A. BORG, D. DENEGRI, Y. PONS and M. SPIRO, NP B95 (1975) 109. Partial Wave Analysis of the Q Region in the Reactions $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ and $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ p$ at 14.3 GeV/c.
- [19] M. DEUTSCHMANN, G. OTTER, G. RUDOLPH, H. SEYFERT, M. WIECZOREK, H. BÖTTCHER, W.D. NOWAK, S. NOWAK, V.T. COCCONI, M.J. COUNIHAN, J.D. HANSEN, G.T. JONES, G. KELLNER, W. KITTEL, A. KOTANSKI, D.R.O. MORRISON, D. SOTIRIOU, T.C. BACON, P.J. DORNAN, P.R. THORNTON, Ph. KATZ, D. KISIELEWSKA, M. MARKYTAN and J. STRAUSS, PL 49B (1974) 388. Spin Parity Structure of the Q and L Enhancements in $K^-p \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+)p$ at 10 and 16 GeV/c.
- [20] G. OTTER, G. RUDOLPH, P. SCHMID, H. WIECZOREK, S. BORENSTEIN, B. DREVILLON, J.P. HANSEN and K. PALER, NP B106 (1976) 77. Evidence for Structure in the 1^+ State of the Q Region.
- [21] G.W. BRANDENBURG, R.K. CARNEGIE, R.J. CASHMORE, M. DAVIER, W.M. DUNWOODIE, T.A. LASINSKI, D.W.G.S. LEITH, J.A.J. MATTHEWS, P. WALDEN, S.H. WILLIAMS and F.C. WINKELMANN, PRL 36 (1976) 703. Observation of Two Strangeness-One Axial-Vector Mesons.

- [22] G. OTTER, G. RUDOLPH, K. RUMPF, H. WIECZOREK, H. ROLOFF, M. WALTER, V.I. COCCONI, J.D. HANSEN, S. HUMBLE, D.R.O. MORRISON, P. SCHMID, K.W.J. BARNHAM, P.J. DORNAN, B. POLLOCK, J.N. MACNAUGHT, M. MARKYTAN and J. STRAUSS, NP B89 (1975) 201. Partial Wave Analysis of the (KKK) System in the Reaction $K^-p \rightarrow K^-K^-K^+p$ at 10 and 16 GeV/c.

- [23] J.N. CARNEY, D.C. COLLEY, M.F. JAMES, M. JOBES, G.T. JONES, J.B. KINSON, K.M. STORR, D.C. WATKINS, D.D. JOHNSON, P. PEETERS, F. VERBEURE, C. CIAPETTI, W. DUNWOODIE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, A. GRANT, F. MULLER, J. QUINQUARD, Z. SEKERA, F. GRARD, V.H. HENRI, P. HERQUET, J. SKURA, R. WINDMOLDERS, D. MANESSE and D. VIGNAUD, PL 55B (1975) 117. A Spin-Parity Analysis of the $K^+K^+K^-$ System Produced in the Reaction $K^+p \rightarrow K^+K^+K^-p$ at 8.2, 10 and 16 GeV/c.

- [24] AACHEN-BERLIN-CERN-LONDON-VIENNA Collaboration et BIRMINGHAM-BRUSSELS-CERN-MONS-SERPUKHOV Collaboration, CERN/EP/PHYS 76, 9 June 1976. Submitted to the International Conference on High Energy Physics, Tbilissi, 15-21 July 1976. Diffraction Dissociation and Resonances in the $K\omega$ System Produced in the Reaction $K^+p \rightarrow (K^+\omega)p$.

- [25] V. BLOBEL, A. ESKREYS, H. FESEFELDT, H. FRANZ, U. IDSCHOK, A. KOTANSKI, D. LÜERS, B. SCHRÖDER, N. SCHMITZ and F. WAGNER, NP B97 (1975) 201. Partial-Wave Analysis of the Low-Mass $(\pi^+\pi^-p)$ System Produced in the Reaction $pp \rightarrow p(\pi^+\pi^-p)$ at 12 and 24 GeV/c.

- [26] G. OTTER, Communication privée, Déc. 1976. Spin Parity Analysis of the $(p\pi\pi) -$ System Produced Diffractively in the Reaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-p$.

- [27] P.M. HEINEN, J.J. ENGELN, E.W. KITTEL, W.J. METZGER, M.M. SCHOUTEN, J.S.M. VERGEEST, R.T. VAN DE WALLE, B. JONGEJANS, H. WOORTHUIS, M. CERRADA, R.J. HEMINGWAY, S.O. HOLMGREN and M.J. LOSTY, NP B122 (1977) 443. Partial Wave Analysis of the Low-Mass $(\pi^+\pi^-p)$ System Produced in K^-p Interaction at 4.2 GeV/c.

MODELE DE DECK

- [28] R.T. DECK, PRL 13 (1964) 169. Kinematical Interpretation of the First πp Resonance.

- [29] S.D. DRELL and K. HIIDA, PRL 7 (1961) 199. Quasi-Elastic Peak in High-Energy Nucleon Nucleon Scattering.
- [30] E.L. BERGER, PRL 21 (1968) 701. Double-Regge-Pole Model Analysis of $pp \rightarrow pn\pi^+$ at 28.5 GeV/c, Pion Exchange and the 1400 MeV πN Enhancement ; et PRL 179 (1969) 1567. Reggeized Double-Peripheral-Model Analysis of Three-Body Final-State Processes - Application to $pp \rightarrow p\pi^-\Delta^{++}$ at 28.5 GeV/c and other Reactions.
- [31] D. DENEGRİ, NP B67 (1973) 518. Diffraction Dissociation of K Mesons in the 10 - 15 GeV/c Incident Momentum Range.

A PROPOS DE LA FORME DES SPECTRES DE MASSE DES SYSTEMES DIFFRACTIFS

- [32] P. BOSETTI, G. OTTER, G. RUDOLPH, H.H. SEYFERT, U. GENSCH, J. KLABUHN, K. BÜCKMANN, R. HARTMANN, J. LOWSKY, G. ZOBERNIG, V.T. COCCONI, M.J. COUNIHAN, J.D. HANSEN, S. HUMBLE, G. KELLNER, D.R.O. MORRISON, P. SCHMID, R. STROYNOWSKI, E. LEITNER, J. STIEVE, P.J. DORNAN, B. POLLOCK, P.R. THORNTON, J.M. MACNAUGHTON, M. MARKYTAN and J. STRAUSS, NP B101 (1975) 304. A Comparison of $\pi\pi\pi$, $\bar{K}\pi\pi$, $\pi K\bar{K}$, $\bar{K}K\bar{K}$ Systems Produced in the Reactions Meson + p $\rightarrow$ 3 Mesons + p.

A PROPOS DU SYSTEME $N\pi$

- [33] C. BROLL. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay. Etude de la réaction $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ aux anneaux de stockage à intersections du CERN.
- [34] D. VIGNAUD. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay. Etude des systèmes $K\pi$ et $N\pi$ dans la réaction $K^+n \rightarrow K\pi N$ à 8,25 GeV/c, et D. VIGNAUD, J. GINESTET, P. CORNET, F. GRARD, K. HENDRICKX, V.P. HENRI, R. WINDMOLDERS, D. BURLAUD, M. SENE and S. TAVERNIER. Study of the $p\pi^-$ System Produced in the Reaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ at 8.25 GeV/c and Comparison with Data at 4.6 and 12 GeV/c.

CALCUL DU $t_{\min}$

- [35] H. PILKUHN. The interactions of Hadrons (North Holland, Amsterdam 1967), p. 9.

A PROPOS DE LA CORRELATION PENTE-MASSE

- [36] Y. PONS, D. DENEGRI, J.M. LAFAILLE, M. SPIRO, B. CHAURAND, G. LABROSSE, R. LESTIENNE, K. PALER, C. COMBER and S.N. TOVEY, NP B123 (1977) 349. Momentum Transfer Distributions of Some Diffractive Enhancements in K^+p Interactions at 14.3 GeV/c et références citées à l'intérieur.
- [37] G. COHEN-TANNOUDJI, Preprint CEA-CEN Saclay, DPhT/76-126, Submitted to Nuclear Physics B, November 76. Duality and Mass-Slope Correlation in Diffractive Dissociations.
- [38] R.K. CARNEGIE, R.J. CASHMORE, M. DAVIDER, W. DUNWOODIE, T.A. LASINSKI, D.W.G.S. LEITH, R. STROYNOWSKI and S.H. WILLIAMS, PL 63B (1976) 235. A Study of the Slope-Mass Correlation in the Low Mass K^+p System.
- [39] S. HUMBLE, NP B76 (1974) 137. An Impact Parameter Description of Single and Double Diffraction Dissociation.

A PROPOS DE LA BRISURE DE PENTE

- [40] A. SANTORO. Thèse de doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris VII. La Dualité dans les dissociations diffractives.
- [41] M. ROSS and Y.Y. YAM, PRL 19 (1967) 546. Non-Resonant Production Amplitudes or the Deck Effect.
- [42] F. HAYOT, Preprint CEA-CEN Saclay, DPhT/76-75, July 1976, Submitted to Lettere al Nuovo Cimento.

PREMIERS RESULTATS A 32 GeV SUR LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE

- [43] J. SAUDRAIX, D. DENEGRI, M. LORET, J.C. SCHEUER, Z. STRACHMAN, I.V. AJINENKO, Y.A. BELOKOPITOV, P.V. CHLIAPNIKOV, B.A. MANYUKOV, V.M. PEREVOZTCHIKOV, A.P. VOROBJEV, C. DUJARDIN, F. GRARD, J. LAURENT, R. WINDMOLDERS, M. CSEJTHEY-BARTH, J.J. DUMONT, F. VERBEURE, Papier présenté à la Conférence Européenne sur la Physique des Particules, Budapest 4-9 July 1977. Single and Double Diffraction Dissociation in K^+p Interactions at 32 GeV/c.
- [44] A. GIVERNAUD, C. COCHET, D. DENEGRI, M.L. FACCINI-TURLUER, J.P. LAUGIER, C. LEWIN, H. GRÄSSLER, U. GENSCH, S. NOWAK, M. WALTER, G. KELLNER, P. PORTH, F.A. TRIANTIS, M. MARKYTAN, Papier présenté à la Conférence Européenne sur la Physique des Particules, Budapest 4-9 July 1977. Single and Double Diffractive Dissociation in K^-p Interactions at 32 GeV.

ANALYSES EN ISOSPIN, CORRELATION PENTE-MASSÉ

- [45] J.V. BEAUPRE, M. GRÄSSLER, P. LAUSCHER, G. OTTER, E. MATTHAEUS, A. MEYER, K. BÖCKMANN, C. FRANZEN, U. IDSCHOK, P. KOBE, E. PROPACH, V.T. COCCONI, G.T. JONES, G. KELLNER, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON, D. SOTIRIOU, N.N. BISWAS, N.M. CASON, V.P. KENNEY, W.D. SHEPHARD, S.J. BARISH, W. SELOVE and H. YUTA, NP B66 (1973) 93. Isospin Analysis of the Reactions $\pi^+p \rightarrow \pi(N\pi)$ at 8 GeV/c and Comparison with the Results at 16 GeV/c.

LÉGENDE DES FIGURES

Fig. 1 : Distributions en masse manquante carrée

- a) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p$
- b) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$, en pointillé après la coupure $P(\chi^2) > 10 \%$
- c) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$, en pointillé après la coupure $P(\chi^2) > 6 \%$
- d) pour la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^- p$, en pointillé après la coupure $P(\chi^2) > 5 \%$.

Fig. 2 : Distributions en probabilité $P(\chi^2)$

- a) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p$
- b) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$
- c) pour la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$
- d) pour la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^- p$.

Fig. 3 : Récupération d'événements $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- \pi^+ n$

- a) Masse effective $(K_c^- \pi_i^+)$, $i = 1, 2$ pour l'hypothèse choisie avec 2 entrées par événements.
- b) Masse effective $(K_p^- \pi_i^+)$, $i = 1, 2$ pour l'hypothèse où les masses de K^- et de π^- ont été permutées, en dehors de la zone $0,84 < M(K_c^- \pi_i^+) < 0,96$ GeV. avec 2 entrées par événements, en pointillé, ceux, parmi ces événements, tels que dans l'hypothèse choisie $0,68 < M(\pi_i^+ \pi^-) < 0,82$ GeV.
- c) Masse effective $(\pi_i^+ \pi_j^-)$ pour l'hypothèse permutée en dehors de la zone $0,84 < M(K_p^- \pi_i^+) < 0,96$ GeV ; en pointillé ceux, parmi ces événements, qui restent lorsqu'on rejette la zone $0,84 < M(K_c^- \pi_i^+) < 0,96$ GeV.

Fig. 4 : Masses effectives $(K^- \pi^+)$ dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$

- a) sans coupure
- b) $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV ; en pointillé les limites choisies pour la définition des régions $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ et $\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$.

Fig. 5 : Masses effectives ($p\pi^+$) dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$

- a) sans coupure
- b) zone $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV éliminée ; en pointillé les limites choisies pour la définition de la région $K^- \pi^- \Delta^{++}$.

Fig. 6 : Masses effectives ($\pi^+ \pi^-$) dans la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ p$

- a) sans coupure
- b) zones $0,8 < M(K^- \pi^+) < 0,98$ GeV, $1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52$ GeV et $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV éliminées ; en pointillé les limites choisies pour la définition des régions $K^- \rho^0 p$ et $K^- f p$.

Fig. 7 : Contributions à la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ définie par $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV.

- a) Masse effective ($p\pi^+$)
- b) Masse effective ($\pi^+ \pi^-$).

Fig. 8 : Contributions à la réaction $K^-p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$ définie par $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV.

- a) Masse effective ($\pi^+ \pi^-$)
- b) Masse effective ($K^- \pi^+$).

Fig. 9 : Contributions à la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$ définie par $1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52$ GeV.

- a) Masse effective ($p\pi^+$)
- b) Masse effective ($\pi^+ \pi^-$).

Fig. 10 : Contributions à la réaction $K^-p \rightarrow K^- \rho^0 p$ définie par $0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83$ GeV.

- a) Masse effective ($p\pi^+$)
- b) Masse effective ($K^- \pi^+$).

Fig. 11 : Contributions à la réaction $K^-p \rightarrow K^- f p$ définie par $1,16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,36$ GeV.

- a) Masse effective ($p\pi^+$)
- b) Masse effective ($K^- \pi^+$).

Fig. 12 : Masses effectives K^-K^+ et pK^- dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-K^+K^-p$

- a) $M(K^-K^+)$ sans coupure ; en encart détail de la zone du ϕ par bin de 10 MeV
- b) $M(pK^-)$ sans coupure
- c) $M(K^+K_i^-)$ quand $M(K^+K_j^-)$ est en dehors de la zone $[1,01 - 1,03]$ ($i, j = 1$ ou $2, i \neq j$)
- d) $M(pK_i^-)$ quand on rejette les événements tels que $1 < M(K_i^-K^+) < 1,04$ GeV ou $1,48 < M(K_i^-K^+) < 1,6$ GeV.

Fig. 13 : Masse effective K^-p dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-p\bar{p}p$.

Fig. 14 : Masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0p$

- a) Spectre entier
- b) Détail de la zone du η et du ω par bin de 10 MeV.

Fig. 15 : Masses effectives $K\pi$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0p$ sans coupure en traits pleins ; en traits pointillés, les événements tels que $M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,88$ GeV sont rejetés

- a) $M(K^-\pi^+)$
- b) $M(K^-\pi^0)$.

Fig. 16 : Masses effectives $N\pi$ et $\pi\pi$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0p$, sans coupure en traits pleins ; en traits pointillés, les événements tels que $M(\pi^+\pi^-\pi^0) > 0,88$ GeV.

- a) $M(p\pi^+)$, b) $M(p\pi^0)$, c) $M(p\pi^-)$, d) $M(\pi^+\pi^0)$, e) $M(\pi^+\pi^-)$, f) $M(\pi^-\pi^0)$.

Fig. 17 : Masses effectives $\pi\pi$ et $N\pi$ dans la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^-\pi^0p$ où $0,84 < M(K^-\pi^+) < 0,96$ GeV

- a) $M(\pi^+\pi^0)$, b) $M(\pi^+\pi^-)$, c) $M(\pi^-\pi^0)$, d) $M(p\pi^+)$, e) $M(p\pi^0)$, f) $M(p\pi^-)$.

Fig. 18 : Dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0p$, avec les coupures telles que $M(\pi^+\pi^-\pi^0) > 0,88$ GeV, $M(p\pi^0) > 1,34$ GeV, $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV, en traits pleins :

- a) Masse effective $K^- \pi^+$; en pointillé on exige, en plus, la condition $0,7 < M(\pi^+ \pi^0) < 0,83$ GeV et on normalise au nombre d'événements dans la zone de masse définie par $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV.
- b) Masse effective $\pi^+ \pi^0$; en pointillé on exige, en plus, la condition $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV et on normalise au nombre d'événements dans la zone de masse définie par $0,7 < M(\pi^+ \pi^0) < 0,83$ GeV.

Fig. 19 : Masse effective $K^- \pi^0$ dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ avec les conditions $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV, et $M(p \pi^+) < 1,34$ GeV.

Fig. 20 : Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^0 \pi^- \Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$, avec la condition $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV :

- a) Masse effective $\pi^+ \pi^0$
- b) Masse effective $\pi^+ \pi^-$
- c) Masse effective $\pi^- \pi^0$.

Fig. 21 : Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$, avec les coupures telles que $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV, $M(K^- \pi^0)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV, en traits pleins :

- a) Masse effective $p \pi^+$; en pointillé on exige, en plus, la condition $0,7 < M(\pi^+ \pi^0) < 0,83$ GeV et on normalise au nombre d'événements dans la zone de masse définie par $M(p \pi^+) < 1,4$.
- b) Masse effective $\pi^- \pi^0$; en pointillé on exige, en plus, la condition $M(p \pi^+) < 1,34$ GeV et on normalise au nombre d'événements dans la zone de masse définie par $0,68 < M(\pi^- \pi^0) < 0,84$ GeV.

Fig. 22 : Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- K^+ K^- p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^0 \pi^-$ en fonction de la masse effective $K^+ K^-$.

Fig. 23 : Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$:

- a) Masse effective $\bar{K}^0 \pi^-$
- b) Masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^0$ en traits pleins avec 2 entrées par événement; $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ quand $0,84 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 0,96$ GeV en traits pointillés.
- c) Masse effective $p \pi^+$.

Fig. 24 : Dans la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ p \pi^-$, masse effective $\bar{K}^0 \pi^-$ pour différentes tranches de masse $\pi^+ \pi^- \pi^0$:

- a) $M(\bar{K}^0 \pi^-)$ quand $0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57$ GeV
- b) $M(\bar{K}^0 \pi^-)$ quand $0,63 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,71$ GeV
- c) en traits pleins $M(\bar{K}^0 \pi^-)$ quand $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81$ GeV ;
en traits pointillés, on exige en plus $1,18 < M(\pi_1^- \omega) < 1,30$ GeV
- d) $M(\bar{K}^0 \pi^-)$ quand $0,85 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,93$ GeV.

Fig. 25 : Dans la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ p \pi^-$, masse effective $\pi_1^- \omega$ où $0,76 < M(\pi_2^- \pi^+ \pi^0) < 0,81$ GeV :

- a) sans coupure
- b) lorsque $0,84 < M(\bar{K}^0 \pi_1^-) < 0,96$ GeV
- c) lorsque $1,32 < M(\bar{K}^0 \pi_1^-) < 1,52$ GeV.

Fig. 26 : ab) Dans la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-$ en fonction de la masse effective $p \pi^-$:

- a) Les événements sont engendrés par Monte-Carlo suivant un modèle doublement périphérique où l'espace de phase à 3 corps est pondéré par $e^{-8t_{pp}} e^{-3t_{KK}}$
- b) Résultats expérimentaux.
- cd) Dans la réaction $\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^- \omega p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^- \omega$ en fonction de la masse effective $p \omega$:
- c) Les événements sont engendrés par Monte-Carlo suivant un modèle doublement périphérique où l'espace de phase à 3 corps est pondéré par $e^{-6t_{pp}} e^{-3t_{KK}}$
- d) Résultats expérimentaux.

Fig. 27 : a) et b) Projections du diagramme de la figure 26d) sur ses 2 axes. La courbe en trait continu est la projection du diagramme de la figure 26c) lissée et normalisée au nombre total d'événements expérimentaux.

c) et d) Projections du diagramme de la figure 26b) sur ses 2 axes. La courbe en trait continu est la projection du diagramme de la figure 26a) lissée et normalisée au nombre total d'événements expérimentaux.

- Fig. 28 : a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$, masse effective $\pi^- \pi^0$ où les événements tels que $0,8 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 1 \text{ GeV}$, ou $0,8 < M(\bar{K}^0 \pi^0) < 1 \text{ GeV}$ ou $1,36 < M(\bar{K}^0 \pi^-) < 1,48 \text{ GeV}$ ou $1,36 < M(\bar{K}^0 \pi^0) < 1,48 \text{ GeV}$ ou $M(p \pi^0) < 1,34 \text{ GeV}$ ou $M(p \pi^-) < 1,34 \text{ GeV}$ ont été rejetés.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$, masse effective $\pi^+ \pi^-$ au vertex du K^- avec les coupures suivantes : en traits pleins : $M(K^- \pi^+ \pi^-) < 2,2 \text{ GeV}$, $t_{pp} < 0,6 \text{ GeV}^2$, $M(K^- \pi^+)$ en dehors $[0,8 - 1,] \text{ GeV}$ et $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$; en traits pointillés on exige en plus $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[1,32 - 1,52] \text{ GeV}$.
- c) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$, masse effective $\pi^+ \pi^-$ au vertex du p avec les coupures suivantes : en traits pleins : $M(p \pi^+ \pi^-) < 3 \text{ GeV}$, $t_{KK} < 0,6 \text{ GeV}^2$, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 1,] \text{ GeV}$ et $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$; en traits pointillés, on exige en plus $M(p \pi^-) > 1,34 \text{ GeV}$.

Fig. 29 : Compilation des systèmes de dissociation diffractive du K^- et du proton étudiés.

Fig. 30 : Dissociation du K^- uniquement.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^{*0} \pi^-$ en fonction de la masse effective $p \pi^-$ où $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96 \text{ GeV}$ et $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \eta p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^{*0} \eta$ en fonction de la masse effective $p \eta$ où $0,84 < M(\bar{K}^0 \pi_1^-) < 0,96 \text{ GeV}$ et $0,53 < M(\pi_2^+ \pi_2^- \pi^0) < 0,57 \text{ GeV}$.
- c) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{1420}^{*0} \pi^- p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^{*0} \pi^-$ en fonction de la masse effective $p \pi^-$ où $1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52 \text{ GeV}$ et $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$.

Fig. 31 : Dissociation du K^- uniquement.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^{*0} \rho^-$ en fonction de la masse effective $p \rho^-$ où $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96 \text{ GeV}$, $0,7 < M(\pi^- \pi^0) < 0,83 \text{ GeV}$, $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88 \text{ GeV}$, $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$ et $M(p \pi^0) > 1,34 \text{ GeV}$.

- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K_{892}^{*-} \omega p$, diagramme de la masse effective $K_{892}^{*-} \omega$ en fonction de la masse effective $p\omega$ où $0,84 < M(K^+ \pi^-) < 0,96$ GeV et $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81$ GeV.
- c) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K_{892}^{*-} \phi p$, diagramme de la masse effective $K_{892}^{*-} \phi$ en fonction de la masse effective $p\phi$ où $0,84 < M(K^+ \pi^-) < 0,94$ GeV et $1,01 < M(K^- K^+) < 1,03$ GeV.

Fig. 32 : Dissociation du K^- uniquement

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda \bar{p}$, diagramme de la masse effective $\Lambda \bar{p}$ en fonction de la masse effective Λp .
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda_{1520}^- \bar{p} p$, diagramme de la masse effective $\Lambda_{1520}^- \bar{p}$ en fonction de la masse effective $\Lambda_{1520} p$ avec $M(K^- p) < 1,6$ GeV.

Fig. 33 : Dissociation du proton uniquement.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ n$, diagramme de la masse effective $K^- \pi^+$ en fonction de la masse effective $n\pi^+$.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \eta p$, diagramme de la masse effective $K^- \eta$ en fonction de la masse effective $p\eta$ où $0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57$ GeV.

Fig. 34 : Dissociation du proton uniquement.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$, diagramme de la masse effective $K^- \pi^-$ en fonction de la masse effective $\Delta^{++} \pi^-$ où $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV et $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,84 - 0,96]$ GeV.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^- \Delta^{++}$, diagramme de la masse effective $K^- \rho^-$ en fonction de la masse effective $\Delta^{++} \rho^-$ où $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV, $0,7 < M(\pi^- \pi^0) < 0,83$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV.

Fig. 35 : Dissociation du proton uniquement.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \Lambda K^+$, diagramme de la masse effective $K^- K^+$ en fonction de la masse effective ΛK^+ .
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \Lambda_{1520} K^+$, diagramme de la masse effective $K^- K^+$ en fonction de la masse effective $\Lambda_{1520} K^+$ avec $1,48 < M(K_2^- p) < 1,56$ GeV.

Fig. 36 : Dissociation du proton et du K^- .

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^0 p$, masse effective $K^- \rho^0$ en fonction de la masse effective $p \rho^0$ où $0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p \pi^+) > 1,34$ GeV.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \omega p$, masse effective $K^- \omega$ en fonction de la masse effective $p \omega$ où $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81$ GeV.
- c) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- f p$, masse effective $K^- f$ en fonction de la masse effective $p f$ où $1,16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,36$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p \pi^+) > 1,34$ GeV.

Fig. 37 : Deux cas, différents par la présence et l'absence de la dissociation du proton :

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \rho^0 p$, diagramme de la masse effective $K^- \rho^0$ en fonction de la masse effective $p \rho^0$ où $0,70 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p \pi^+) > 1,34$ GeV.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \bar{\rho}^0 p$, diagramme de la masse effective $\bar{K}^0 \bar{\rho}^0$ en fonction de la masse effective $p \bar{\rho}^0$ où $0,68 < M(\pi^- \pi^0) < 0,84$ GeV, $M(\bar{K}^0 \pi^-)$ et $M(\bar{K}^0 \pi^0)$ en dehors de $[0,84 - 0,94]$ GeV.

Fig. 38 : Illustration de la règle de Zweig.

- a) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \phi p$, diagramme de la masse effective $K^- \phi$ en fonction de la masse effective $p \phi$ où $1,01 < M(K^- K^+) < 1,03$ GeV.
- b) Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- f' p$, diagramme de la masse effective $K^- f'$ en fonction de la masse effective $p f'$ où $1,48 < M(K^- K^+) < 1,56$ GeV.

Fig. 39 : Effets de seuil au vertex du K^- .

- a) $M(\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)$ avec les coupures : $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV, $M(p \pi^+) > 1,34$ GeV.
- b) $M(K^- \rho^0)$ avec les coupures : $0,7 < M(\pi^- \pi^+) < 0,83$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et de $[1,32 - 1,52]$ GeV et $M(p \pi^+) > 1,34$ GeV.
- c) $M(K^- \omega)$ avec la coupure : $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81$ GeV.
- d) $M(K_{892}^{*0} \eta)$ avec les coupures : $0,84 < M(\bar{K}^0 \pi_1^-) < 0,96$ GeV et $0,53 < M(\pi^+ \pi_2^- \pi^0) < 0,57$ GeV, pondéré par le facteur de visibilité du $\bar{K}^0$.

- e) $M(K^-\phi)$ avec la coupure : $1,01 < M(K^-K^+) < 1,03$ GeV.
- f) $M(\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-)$ avec les coupures : $1,32 < M(K^- \pi^+) < 1,52$ GeV et $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV.
- g) $M(\bar{K}_{892}^{*0} \rho^-)$ avec les coupures : $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV, $0,7 < M(\pi^- \pi^0) < 0,83$ GeV, $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV, $M(p\pi^0) > 1,34$ GeV et $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV.
- h) $M(\bar{K}_{892}^{*0} \omega)$ avec les coupures : $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,96$ GeV et $0,76 < M(\pi^+ \pi_2^- \pi^0) < 0,81$ GeV, pondéré par le facteur de visibilité du $\bar{K}^0$.
- i) $M(K^- f)$ avec les coupures : $1,16 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,36$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV ; en pointillé on exige en plus $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[1,36 - 1,5]$ GeV.
- j) $M(\bar{K}_{892}^{*0} \phi)$ avec les coupures : $0,84 < M(K^- \pi^+) < 0,94$ GeV et $1,01 < M(K^- K^+) < 1,03$ GeV.
- k) $M(K^- f')$ avec la coupure : $1,48 < M(\pi^+ \pi^-) < 1,56$ GeV.
- l) $M(\Lambda \bar{p})$.
- m) $M(\Lambda_{1520} \bar{p})$ avec la coupure : $M(K^- p) < 1,6$ GeV.

Sur tous ces histogrammes, les courbes lisses représentent la fonction

$$\frac{dN}{dM} \sim \frac{1 - e^{-\frac{|p^*|^3}{p_0^2}}}{p^{*2}} \quad \text{normalisée du seuil à 1 GeV du seuil.}$$

Fig. 40 : Effets de seuil au vertex du proton.

- a) $M(n\pi^+)$.
- b) $M(\Delta^{++} \pi^-)$ avec les coupures : $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV et $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,84 - 0,96]$ GeV.
- c) $M(p\eta)$ avec la coupure : $0,53 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,57$ GeV.
- d) $M(\Lambda K^+)$.
- e) $M(p\rho^0)$ avec les coupures : $0,7 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,83$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV.
- f) $M(p\omega)$ avec la coupure : $0,76 < M(\pi^+ \pi^- \pi^0) < 0,81$ GeV.
- g) $M(\Delta^{++} \rho^-)$ avec les coupures : $M(p\pi^+) < 1,34$ GeV, $0,7 < M(\pi^- \pi^0) < 0,83$ GeV, $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0,88$ GeV, $M(K^- \pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(K^- \pi^0)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV.
- h) $M(\Lambda_{1520} K^+)$ avec les coupures : $1,48 < M(K^- p) < 1,56$ GeV, $M(K_2^- K^+)$ en dehors de $[1 - 1,04]$ GeV et de $[1,48 - 1,56]$ GeV.

- i) $M(p\bar{f})$ avec les coupures : $1,16 < M(\pi^+\pi^-) < 1,36$ GeV, $M(K^-\pi^+)$ en dehors de $[0,8 - 0,98]$ GeV et $M(p\pi^+) > 1,34$ GeV.

Sur tous ces histogrammes, les courbes lisses représentent la fonction

$$\frac{dN}{dM} \sim \frac{1 - e^{-\frac{p^*3}{p_0^3}}}{p^{*2}} \quad \text{normalisée du seuil à 1 GeV du seuil sauf pour } p\rho$$

et $p\omega$ où l'on a normalisé du seuil à 500 GeV du seuil.

Fig. 41 : a) Dans la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\rho^-p$, masse effective $\bar{K}^0\rho^-$ avec les coupures : $0,68 < M(\pi^-\pi^0) < 0,84$ GeV, $M(\bar{K}^0\pi^-)$ et $M(\bar{K}^0\pi^0)$ en dehors de $[0,84 - 0,94]$ GeV.

b) Voir figure 39b.

Fig. 42 : Variation du $t_{\min}$ en fonction de la masse d'excitation X dans les réactions de simple dissociation diffractive du type $K^-p \rightarrow X^-p$ et du type $K^-p \rightarrow K^-X^+$.

Fig. 43 : Même légende que la figure 39 avec $t_{pp} < 0,6$ GeV².

Fig. 44 : Même légende que la figure 40 avec $t_{KK} < 0,6$ GeV² ; de plus dans la figure 44e, on exige $M(K^-\rho^0) > 2,5$ GeV ; dans la figure 44f, on exige $M(K^-\omega) > 2$ GeV et dans la figure 44i, on exige $M(K^-f) > 2,56$ GeV.

Fig. 45 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}_{892}^*\pi^-p$, par tranches de masse $\bar{K}^*\pi^-$:

- a) $M(\bar{K}^*\pi^-) < 1,32$ GeV.
- b) $1,32 < M(\bar{K}^*\pi^-) < 1,56$ GeV.
- c) $1,56 < M(\bar{K}^*\pi^-) < 2,04$ GeV.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement de

$$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'} \quad \text{dans les intervalles de } t'_{pp} \quad [0,05 - 0,6] \text{ GeV}^2 \text{ en a),}$$

$$[0,05 - 0,8] \text{ GeV}^2 \text{ en b), } [0,05 - 0,9] \text{ GeV}^2 \text{ en c).}$$

Fig. 46 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-\omega p$, par tranches de masse $K^-\omega$:

- a) $M(K^-\omega) < 1,44$ GeV.

b) $1,44 < M(K^-\omega) < 1,68$ GeV.

c) $1,68 < M(K^-\omega) < 2,04$ GeV.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ dans les intervalles de t'_{pp} $[0,05 - 0,7]$ GeV² en a), $[0 - 1,]$ GeV² en b) et c).

Fig. 47 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^-p$, par tranches de masse $\bar{K}^{*0}\pi^-$:

a) $M(\bar{K}^{*0}\pi^-) < 1,76$ GeV.

b) $1,76 < M(\bar{K}^{*0}\pi^-) < 2$ GeV.

c) $2 < M(\bar{K}^{*0}\pi^-) < 2,4$ GeV.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ dans les intervalles $[0 - 0,7]$ GeV² en a) et $[0 - 1]$ GeV² en b) et c).

Fig. 48 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction :

* $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\rho^-p$, par tranches de masse $\bar{K}^0\rho^-$ a) $M(\bar{K}^0\rho^-) < 1,44$ GeV et b) $1,44 < M(\bar{K}^0\rho^-) < 1,8$ GeV.

* $K^-p \rightarrow \bar{K}^-fp$, par tranches de masse $\bar{K}^-fp$ c) $M(\bar{K}^-f) < 2,04$ GeV et d) $2,04 < M(\bar{K}^-f) < 2,52$ GeV.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ dans les intervalles $[0,05 - 1]$ GeV² en a) et b) $[0 - 1]$ GeV² en c) et d).

Fig. 49 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction :

a) $K^-p \rightarrow \bar{K}^-\phi p$ où $M(\bar{K}^-\phi) < 2,01$ GeV.

b) $K^-p \rightarrow \bar{K}^-f'p$ où $M(\bar{K}^-f') < 2,5$ GeV.

c) $K^-p \rightarrow \Lambda\bar{p}p$ où $M(\Lambda\bar{p}) < 2,55$ GeV.

d) $K^-p \rightarrow \Lambda_{1520}\bar{p}p$ où $M(\Lambda_{1520}\bar{p}) < 2,96$ GeV.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ dans l'intervalle $[0 - 1]$ GeV² dans les 4 cas.

Fig. 50 : Distribution en transfert t'_{pp} dans la réaction :

- a) $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \rho^- p$ où $M(\bar{K}_{892}^{*0} \rho^-) < 2,18 \text{ GeV}$.
- b) $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \omega p$ où $M(\bar{K}_{892}^{*0} \omega) < 2,12 \text{ GeV}$.
- c) $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \phi p$ où $M(\bar{K}_{892}^{*0} \phi) < 2,4 \text{ GeV}$.
- d) $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \eta p$ où $M(\bar{K}_{892}^{*0} \eta) < 1,94 \text{ GeV}$.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'} \text{ dans l'intervalle } [0 - 1] \text{ GeV}^2 \text{ dans les 4 cas.}$$

Fig. 51 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- n \pi^+$ par tranches de masse $n \pi^+$:

- a) $M(n \pi^+) < 1,35 \text{ GeV}$.
- b) $1,35 < M(n \pi^+) < 1,6 \text{ GeV}$.
- c) $1,6 < M(n \pi^+) < 1,96 \text{ GeV}$.

L'ajustement $\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'}$ est effectué dans l'intervalle $[0 - 0,3] \text{ GeV}^2$ en a) ; la 2ème droite tracée n'est là que pour guider l'oeil et donner une estimation grossière de la pente à $t'_{KK} > 0,3 \text{ GeV}^2$. L'ajustement est effectué dans l'intervalle $[0 - 1] \text{ GeV}^2$ en b) et en c).

Fig. 52 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$ par tranches de masse $\Delta^{++} \pi^-$:

- a) $M(\Delta^{++} \pi^-) < 1,6 \text{ GeV}$.
- b) $1,6 < M(\Delta^{++} \pi^-) < 1,84 \text{ GeV}$.
- c) $1,84 < M(\Delta^{++} \pi^-) < 2,6 \text{ GeV}$.

L'ajustement est effectué dans les mêmes conditions que pour la figure 51.

Fig. 53 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction

- * $K^- p \rightarrow K^- \omega p$, par tranches de masse $p \omega$; a) $M(p \omega) < 2,04 \text{ GeV}$,
b) $2,04 < M(p \omega) < 2,4 \text{ GeV}$.
- * $K^- p \rightarrow K^- \rho^0 p$, par tranches de masse $p \rho^0$; c) $M(p \rho^0) < 2,04 \text{ GeV}$,
d) $2,04 < M(p \rho^0) < 2,36 \text{ GeV}$.

La droite tracée en trait continu est le résultat de l'ajustement

$$\frac{dN}{dt'} = Ae^{-Bt'} \text{ dans l'intervalle } [0 - 1] \text{ GeV}^2 \text{ dans les 4 cas.}$$

Fig. 54 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction :

- a) $K^- p \rightarrow K^- \eta p$ où $M(p\eta) < 2 \text{ GeV}$.
- b) $K^- p \rightarrow K^- f p$ où $M(pf) < 2,76 \text{ GeV}$.
- c) $K^- p \rightarrow K^- \rho^- \Delta^{++}$ où $M(\rho^- \Delta^{++}) < 2,54 \text{ GeV}$.

L'ajustement est effectué dans les mêmes conditions que pour la figure 53.

Fig. 55 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction :

- a) $K^- p \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ où $M(\Lambda K^+) < 2,11 \text{ GeV}$.
- b) $K^- p \rightarrow \Lambda_{1520} K^+ K^-$ où $M(\Lambda_{1520} K^+) < 2,56 \text{ GeV}$.

L'ajustement est effectué dans les mêmes conditions que pour la figure 53.

Fig. 56 : Pente de la distribution en transfert t'_{pp} des systèmes diffractifs mésoniques (points noirs) en t'_{KK} des systèmes diffractifs baryoniques (points blancs) en fonction de leur masse au seuil. On considère ici l'intervalle de masse du seuil à 500 MeV du seuil et l'intervalle $[0 - 0,6] \text{ GeV}^2$ en t' .

Fig. 57 : Compilation des pentes des distributions en transfert des figures 45 à 50 en a) et 51 à 55 en b) en fonction de la tranche de masse considérée.

Fig. 58 : Distribution en transfert par l'hémisphère dans les tranches de masse-seuil de 3 systèmes diffractifs :

Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- n \pi^+$, $M(n\pi^+) < 1,35 \text{ GeV}$ et $\cos\theta_{n,p}^t > 0$ en a), $\cos\theta_{n,p}^t < 0$ en b).

Dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- \pi^- \Delta^{++}$, $M(\Delta^{++} \pi^-) < 1,6 \text{ GeV}$ et $\cos\theta_{\Delta,p}^t > 0$ en c), $\cos\theta_{\Delta,p}^t < 0$ en d).

Dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$, $M(\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-) < 1,32 \text{ GeV}$ et $\cos\theta_{K^*,K}^t > 0$ en e) $\cos\theta_{K^*,K}^t < 0$ en f).

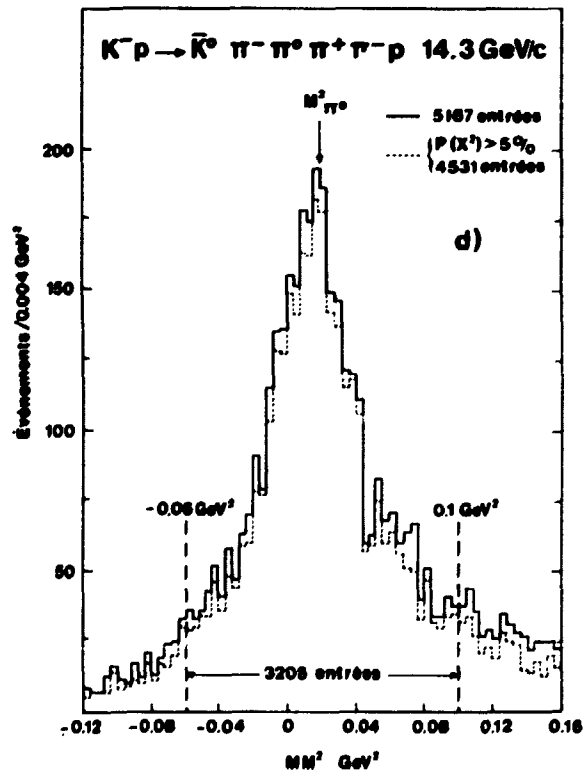
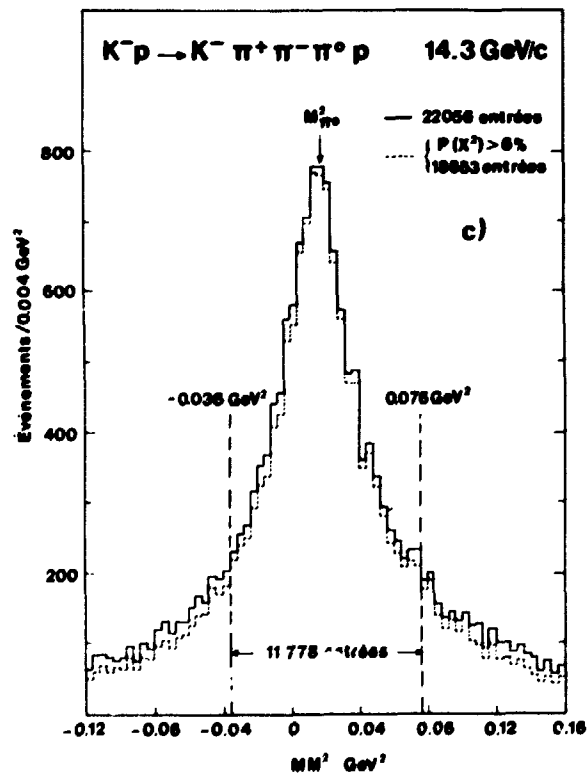
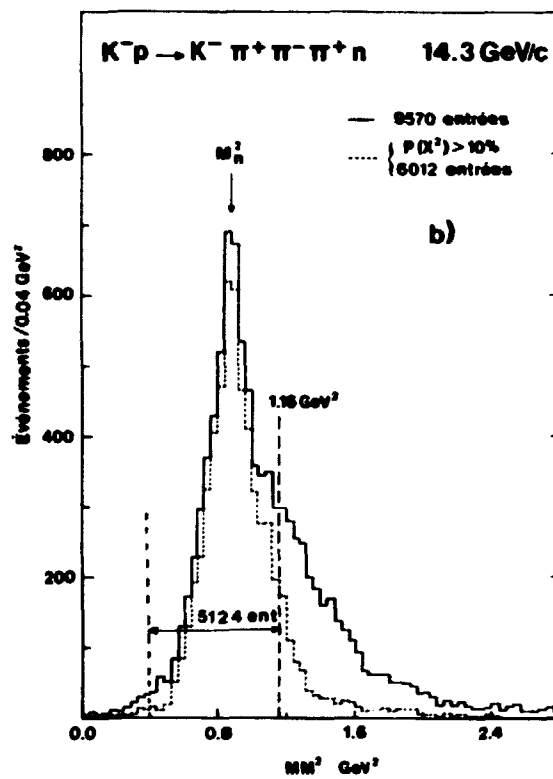
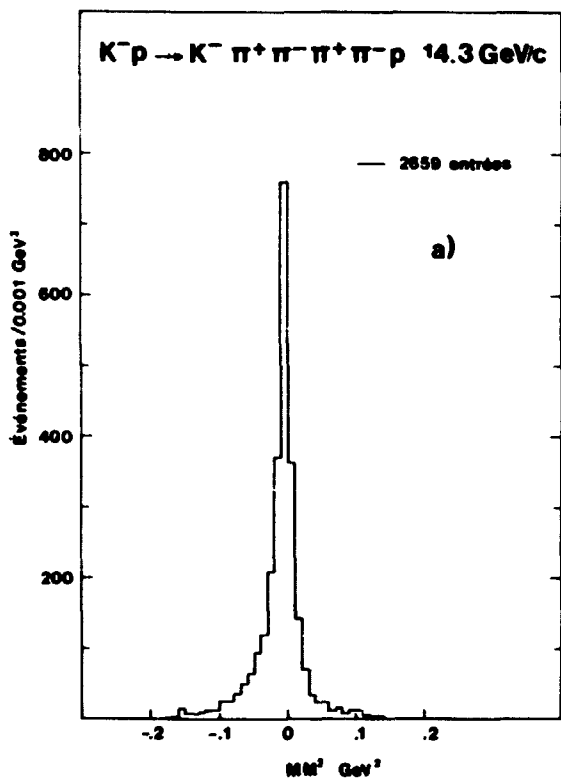
Fig. 59 : Distributions en transfert normalisées à $t' = 0$ des systèmes $(\bar{K}_{892}^{*0} \pi^-)$, $(\Delta^{++} \pi^-)$ et $(n\pi^+)$ pour des masses effectives respectivement inférieures à 1,32 GeV, 1,6 GeV et 1,35 GeV.

Fig. 60 : Distribution en transfert t'_{KK} dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- n \pi^+$ où $M(n\pi^+) < 1,4 \text{ GeV}$.

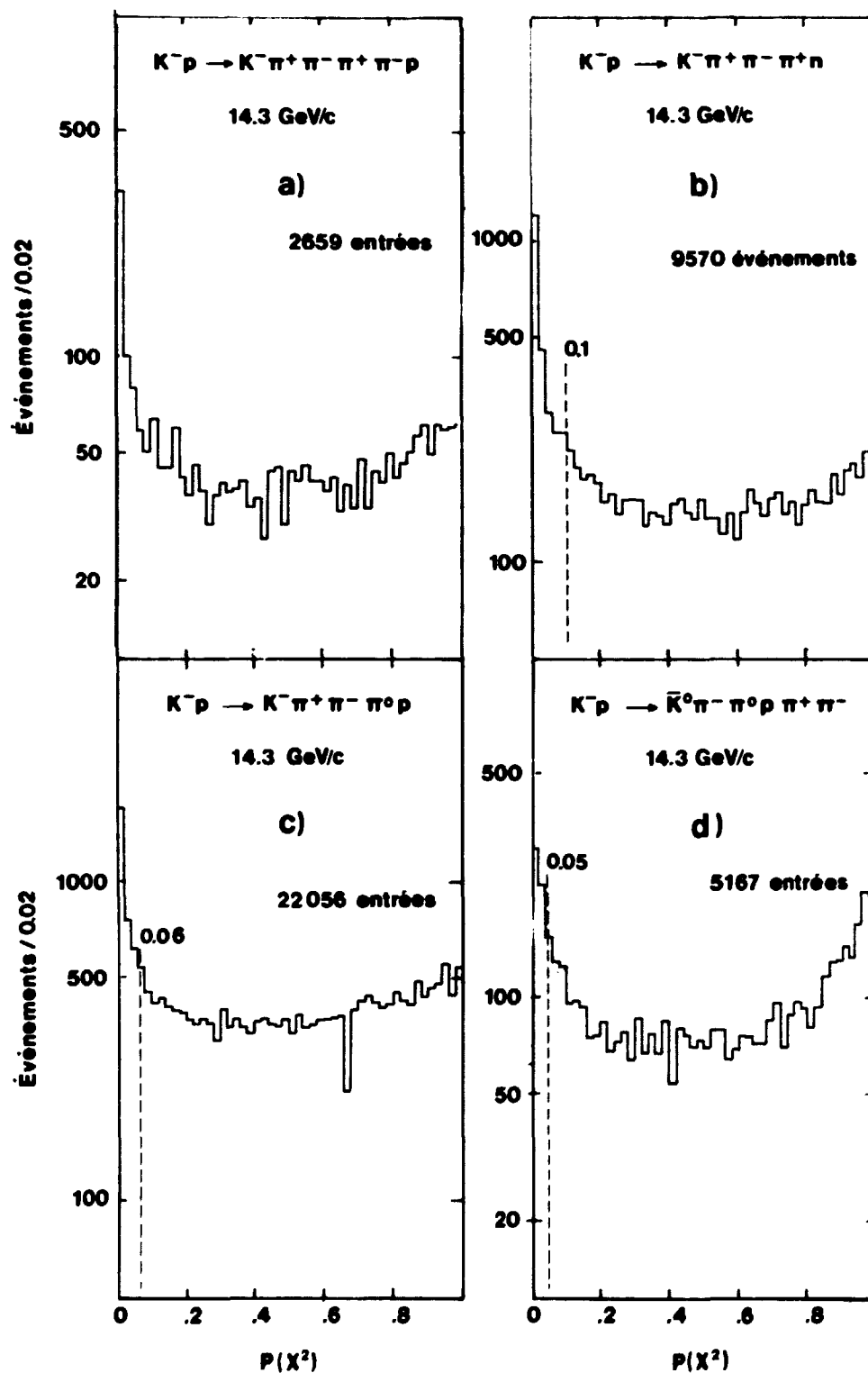
- a) $\cos\theta_{n,p}^t < -0,5$.
- b) $-0,5 < \cos\theta_{n,p}^t < +0,3$.
- c) $\cos\theta_{n,p}^r < +0,3$.

Fig. 61 : Sections efficaces de production des systèmes diffractifs à 2 corps ou quasi-2 corps en fonction de leur masse au seuil, corrigées des facteurs d'isospin, des rapports de branchement, du $t_{\min}$ et en supposant un pur échange d'isospin 0.

Fig. 62 : Même légende que la figure 61 mais l'isospin des fragments de la dissociation est choisi lorsque c'est possible de façon à avoir un contenu en quark de la forme $(\lambda\bar{p}) \frac{1}{\sqrt{2}} (p\bar{p} \pm n\bar{n})$ pour les dissociations du K^- et de la forme $(ppn) \frac{1}{\sqrt{2}} (p\bar{p} \pm n\bar{n})$ pour les dissociations du proton.

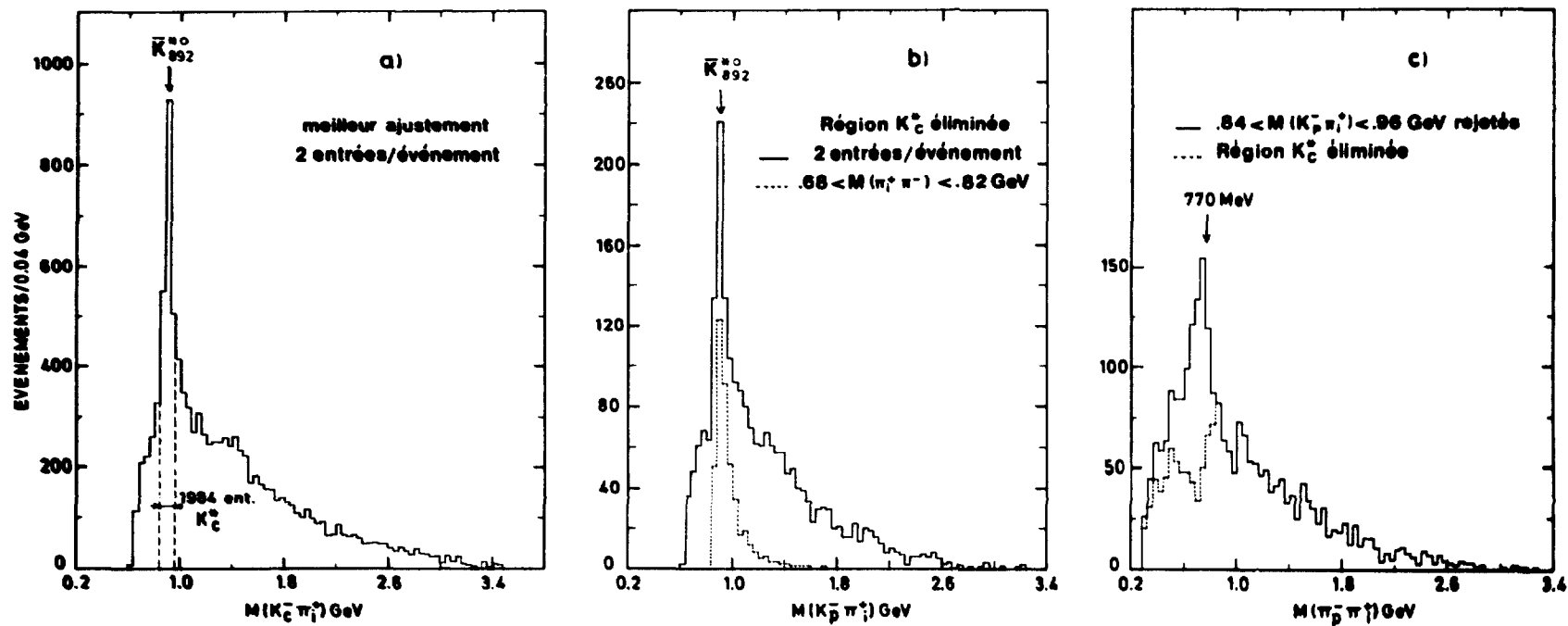


- Fig. 1 -



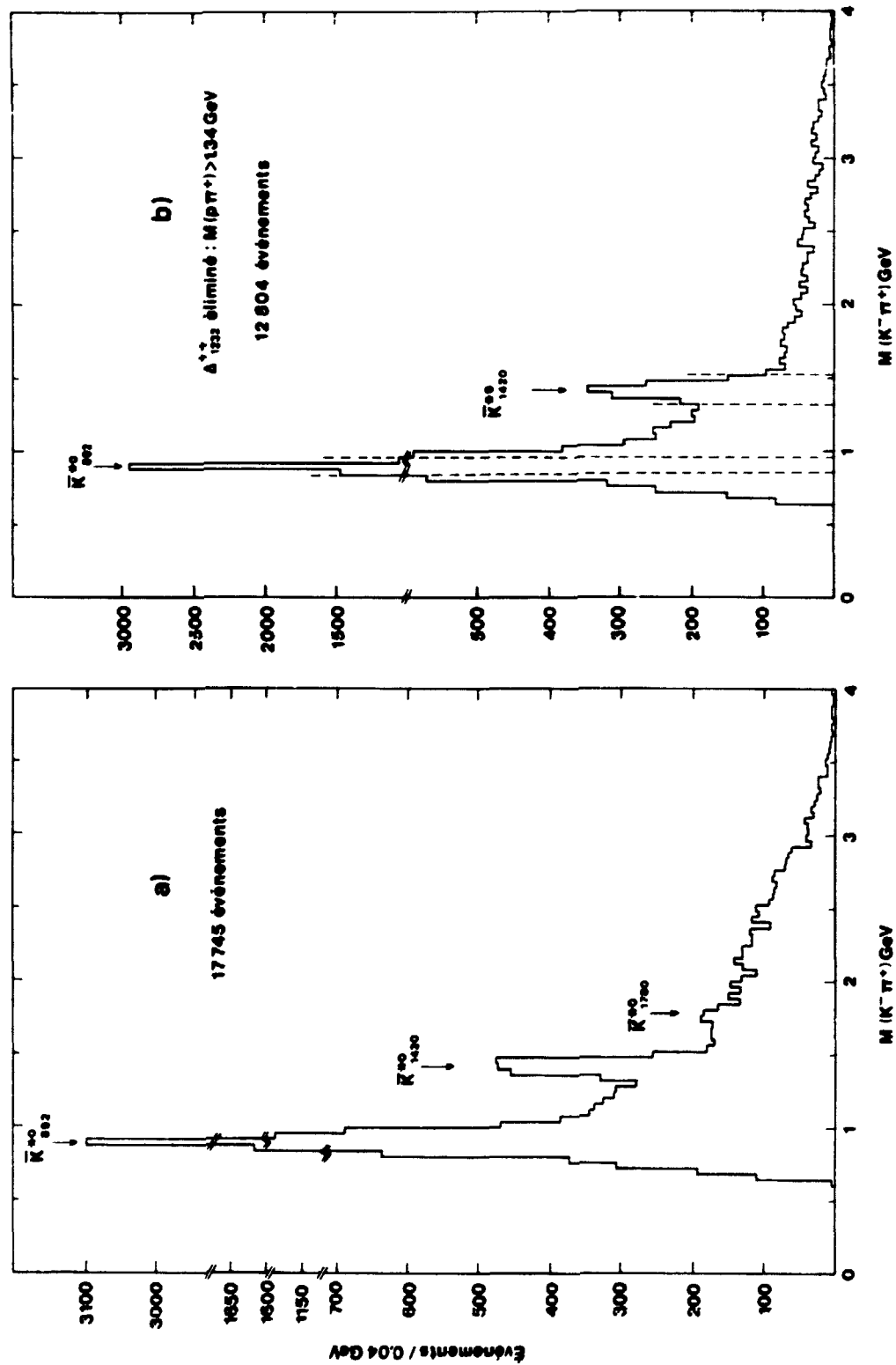
- Fig. 2 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ n$ 14.3 GeV/c



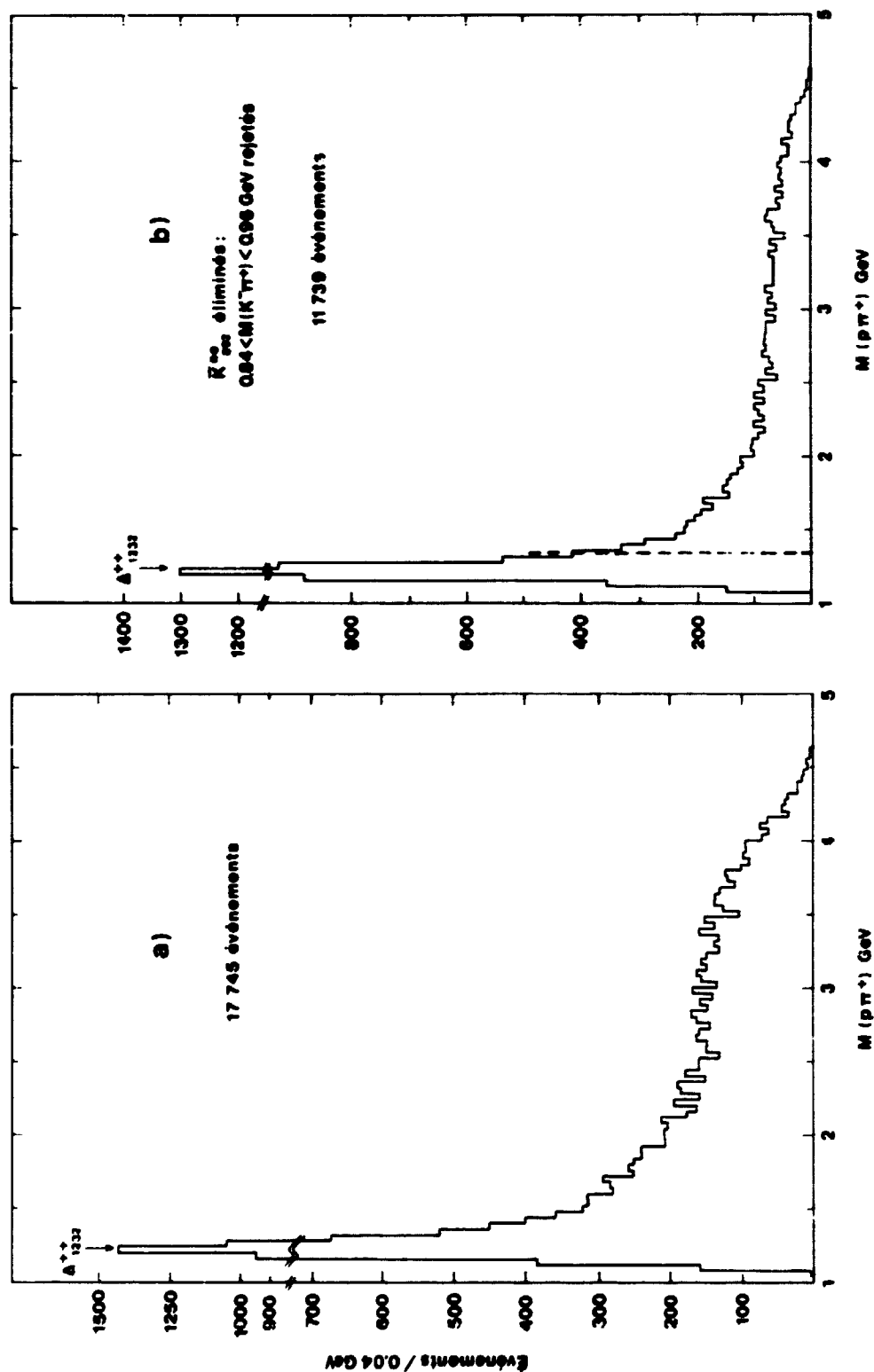
14.3 GeV/c

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$



- Fig 4 -

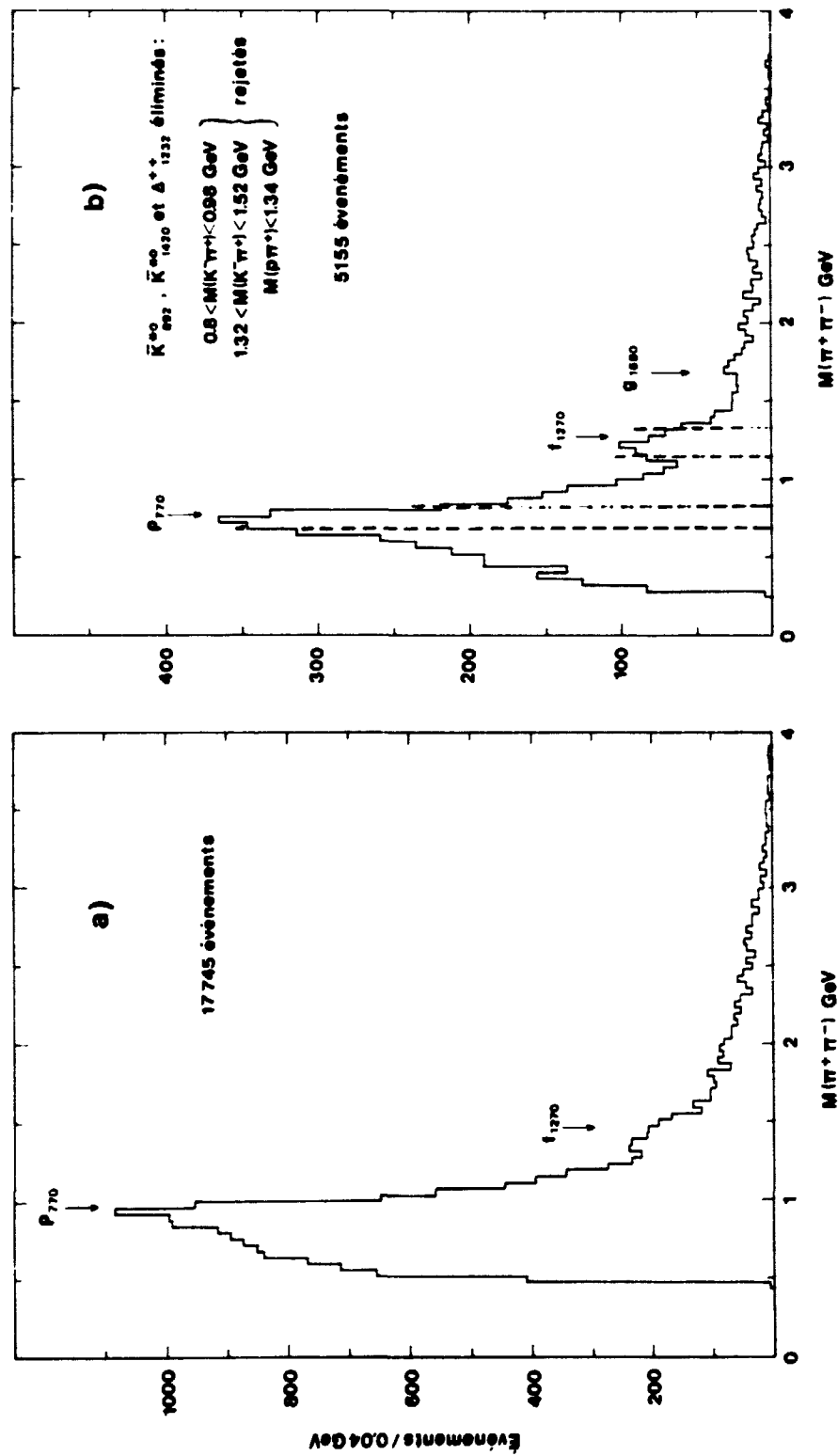
$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c



- Fig. 5 -

14.3 GeV/c

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$

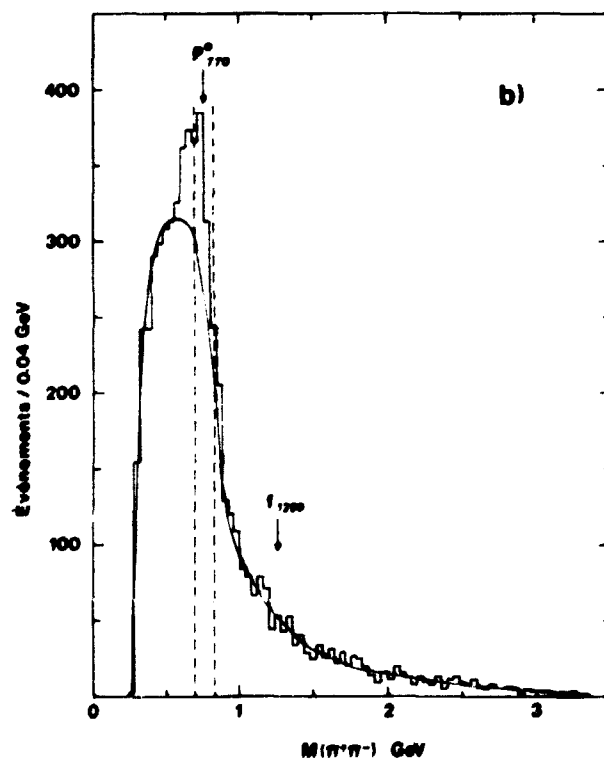
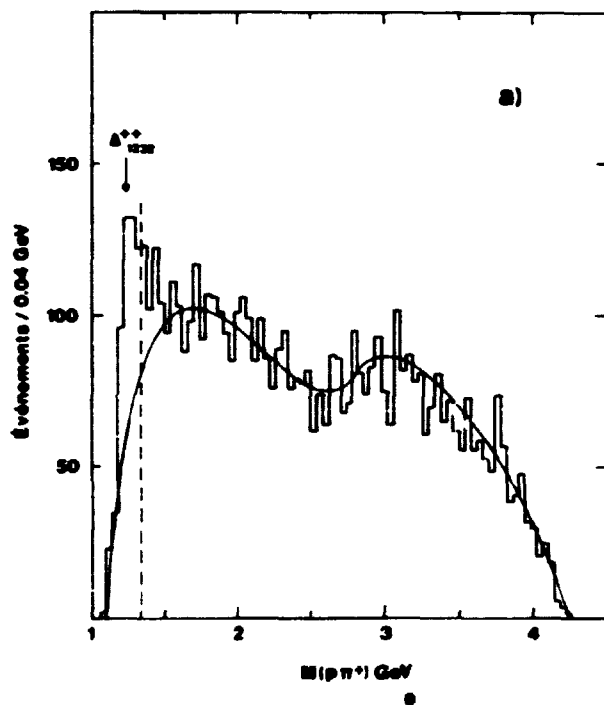


- Fig. 6 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c

6006 candidats $\bar{K}^{*0} \pi^- p$

Contamination par Δ^{++} , P^0 et f

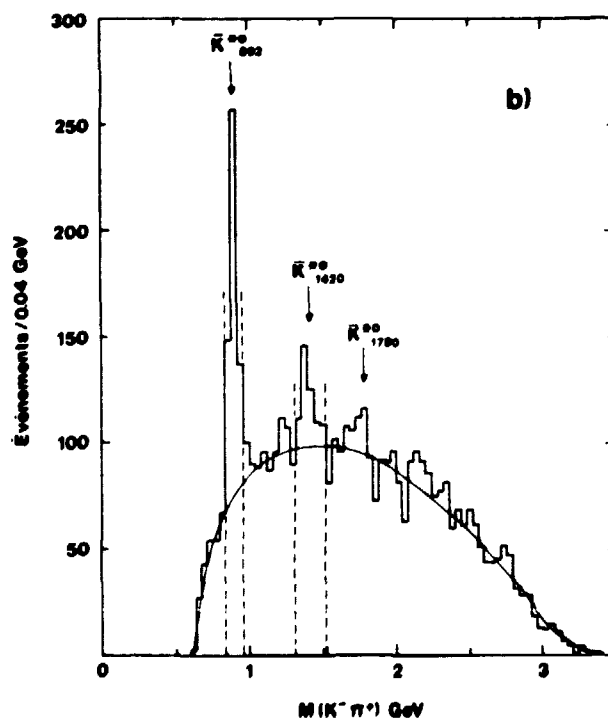
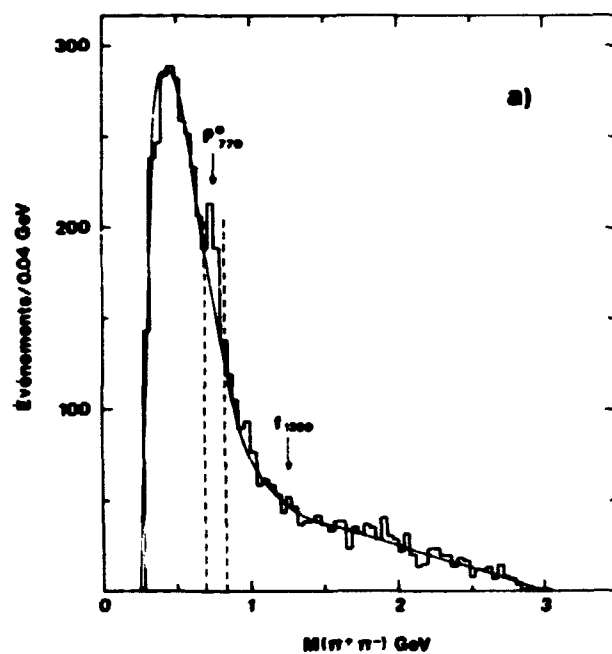


- Fig. 7 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c

4941 candidats $K^- \pi^- \Delta^{++}$

Contamination par ρ^0 , f_1 , R_{1020}^{00} et R_{1700}^{00}

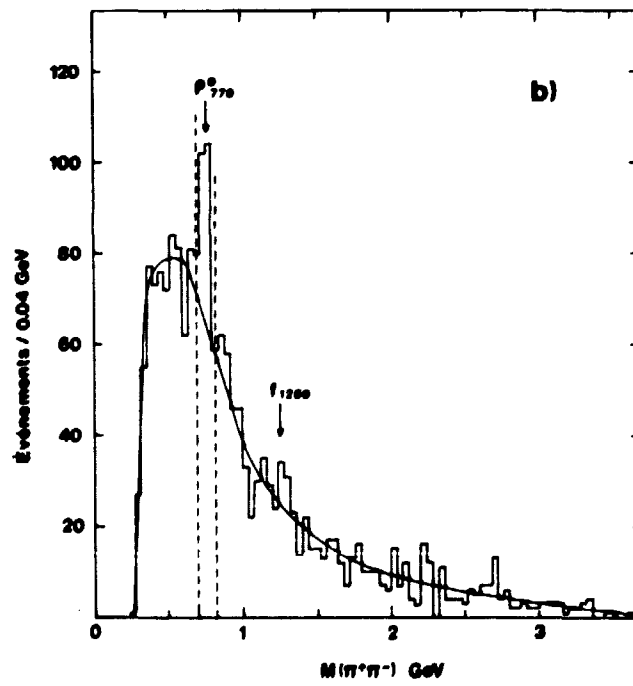
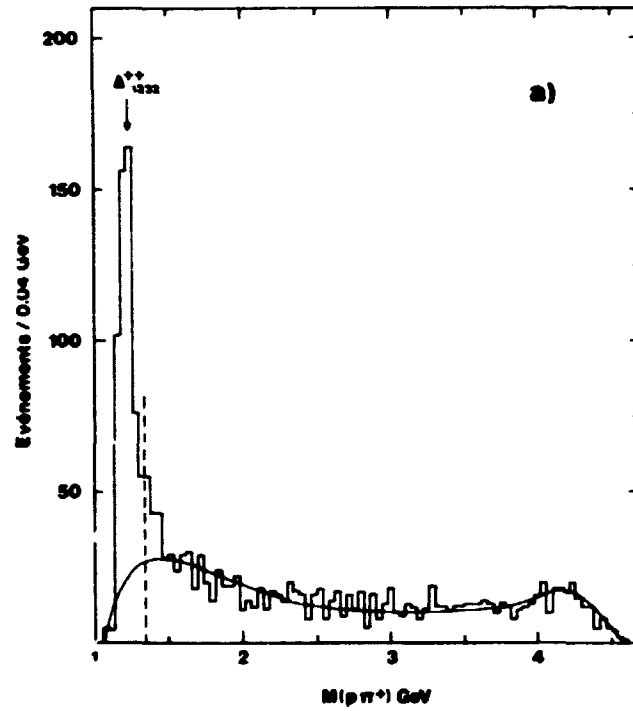


- Fig. 8 -

$K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeVc

1882 candidats $K_{S2}^0 \pi^- p^+$

Contamination par Δ^{++} , ρ^0 et f

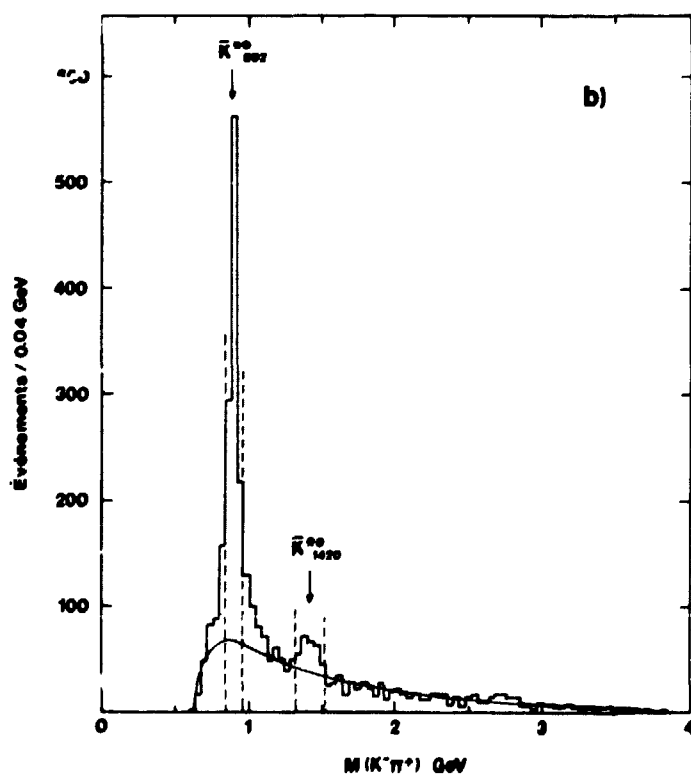
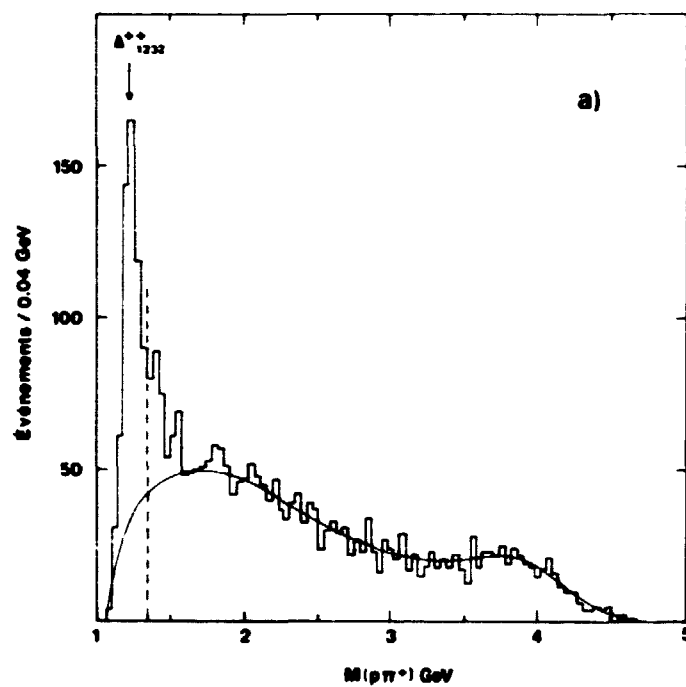


- Fig. 9 -

$K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c

3057 candidats $K^- p^0 p^+$

Contamination par Δ^{++} , $\bar{K}^{*0}_{892}$ et $\bar{K}^{*0}_{1420}$

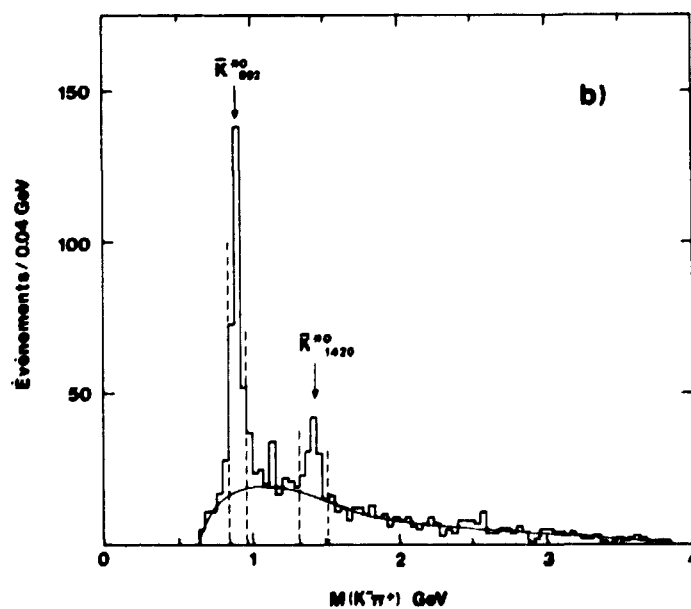
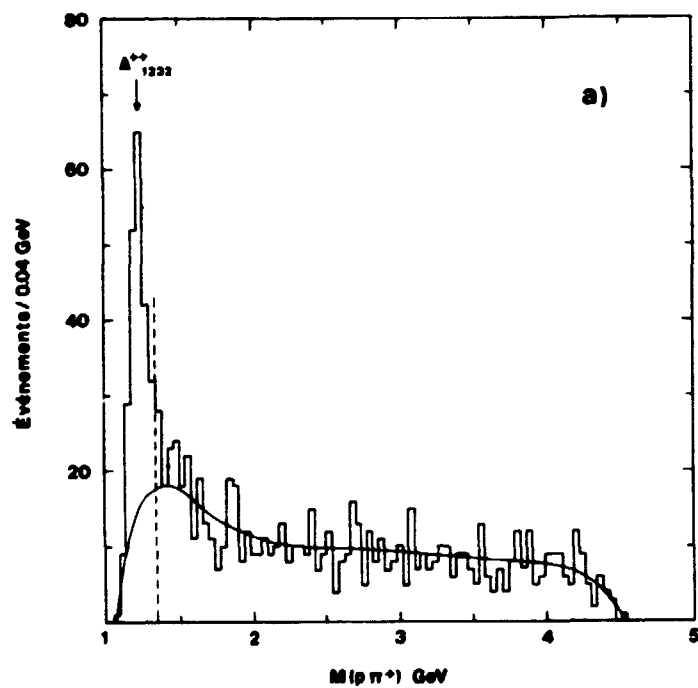


- Fig. 10 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ 14.3 GeV/c

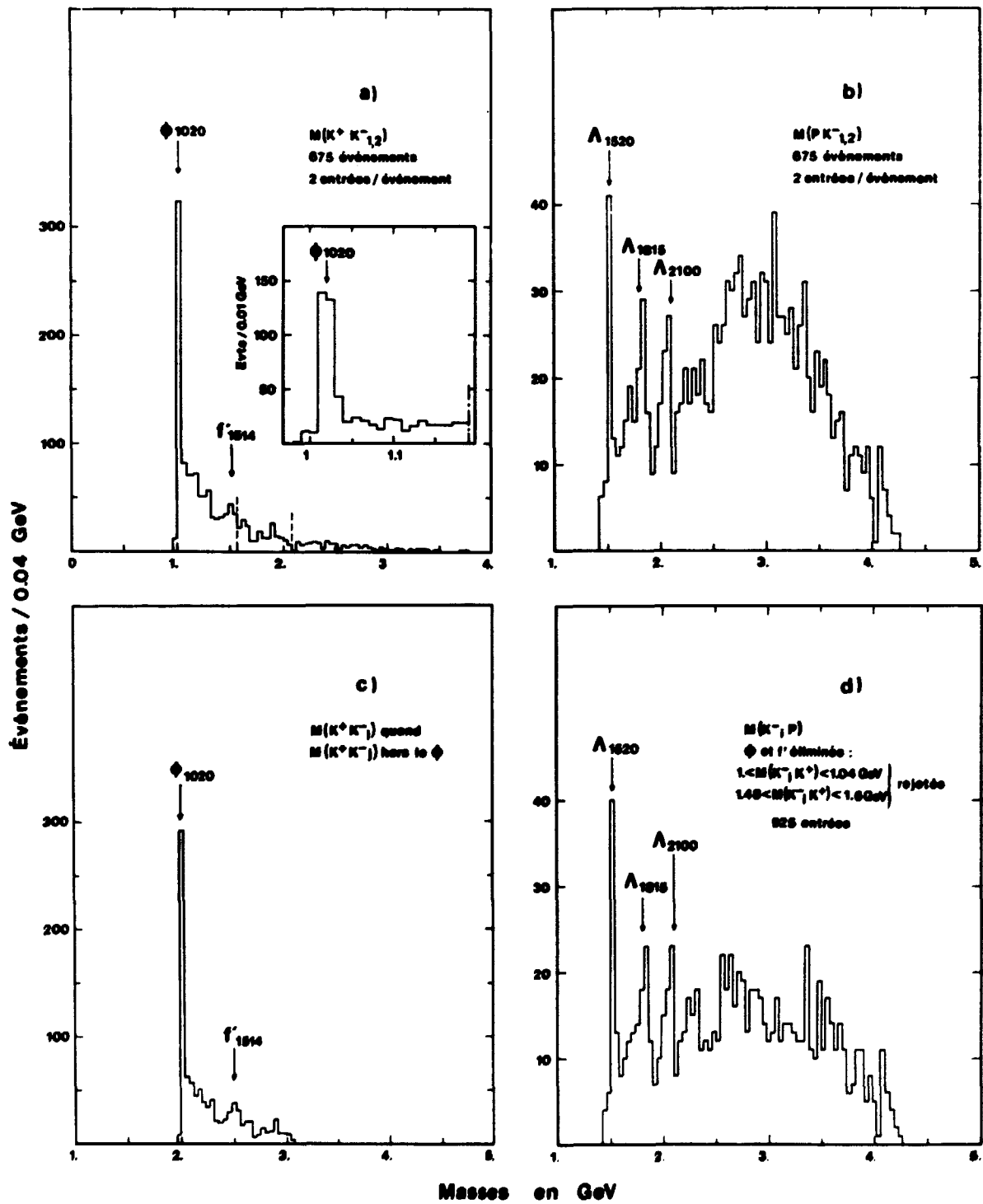
1014 candidats $K^- \pi^+ \pi^-$

Contamination par Δ^{++} , $\bar{K}^{*0}_{892}$ et $\bar{K}^{*0}_{1420}$

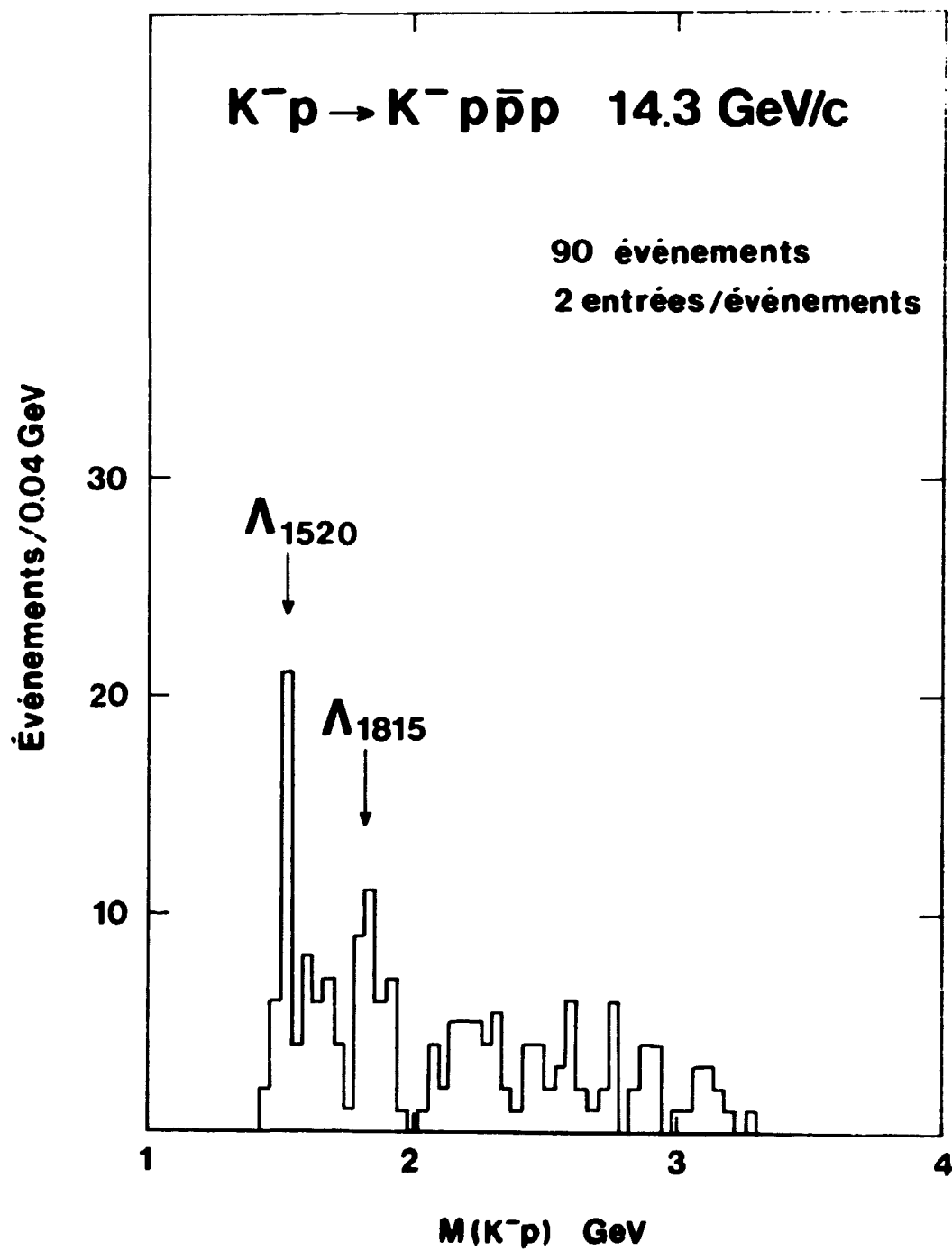


- Fig. 11 -

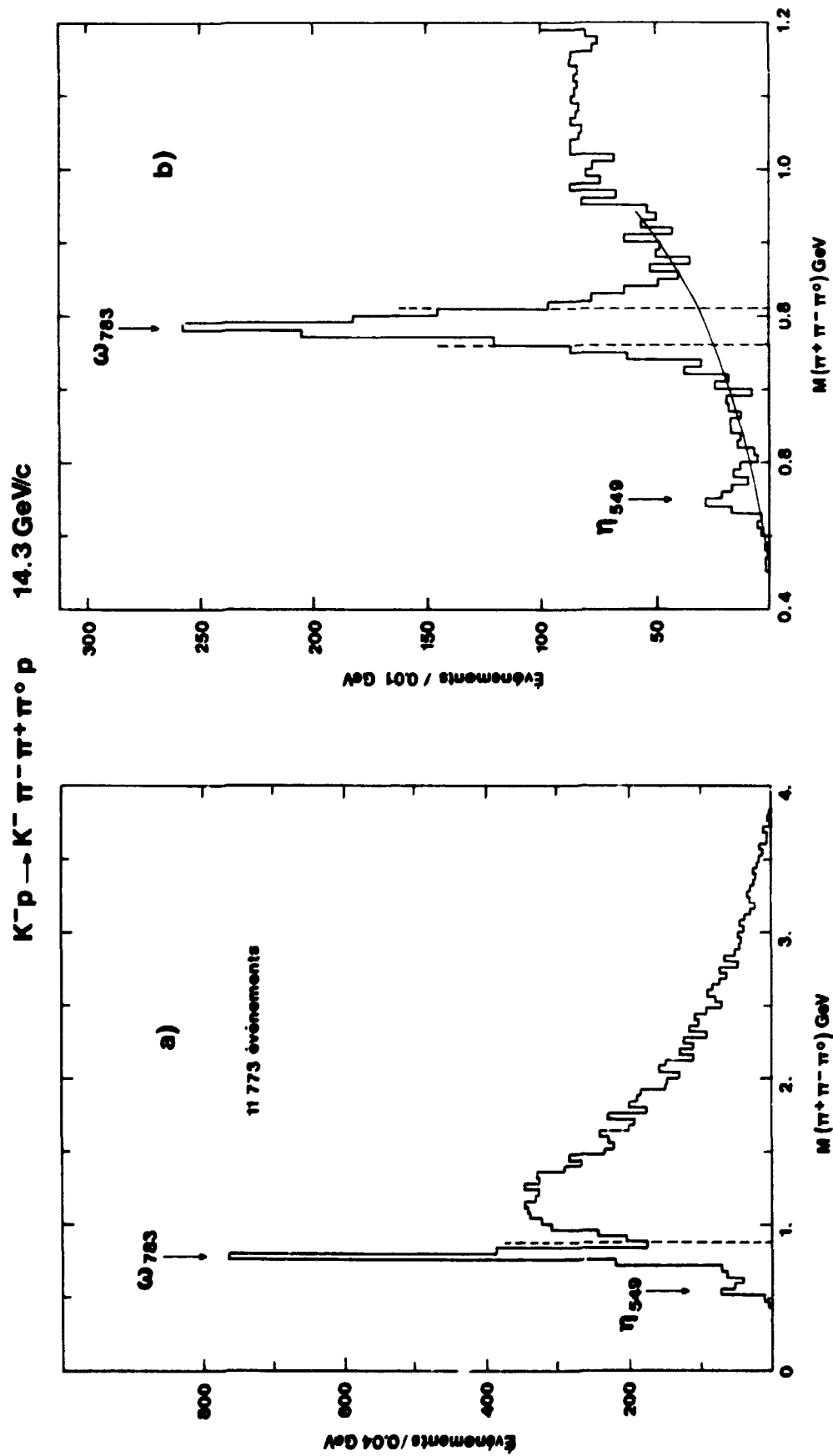
$K^-p \rightarrow K^- K^+ K^-p$ 14.3 GeV/c



- Fig. 12 -



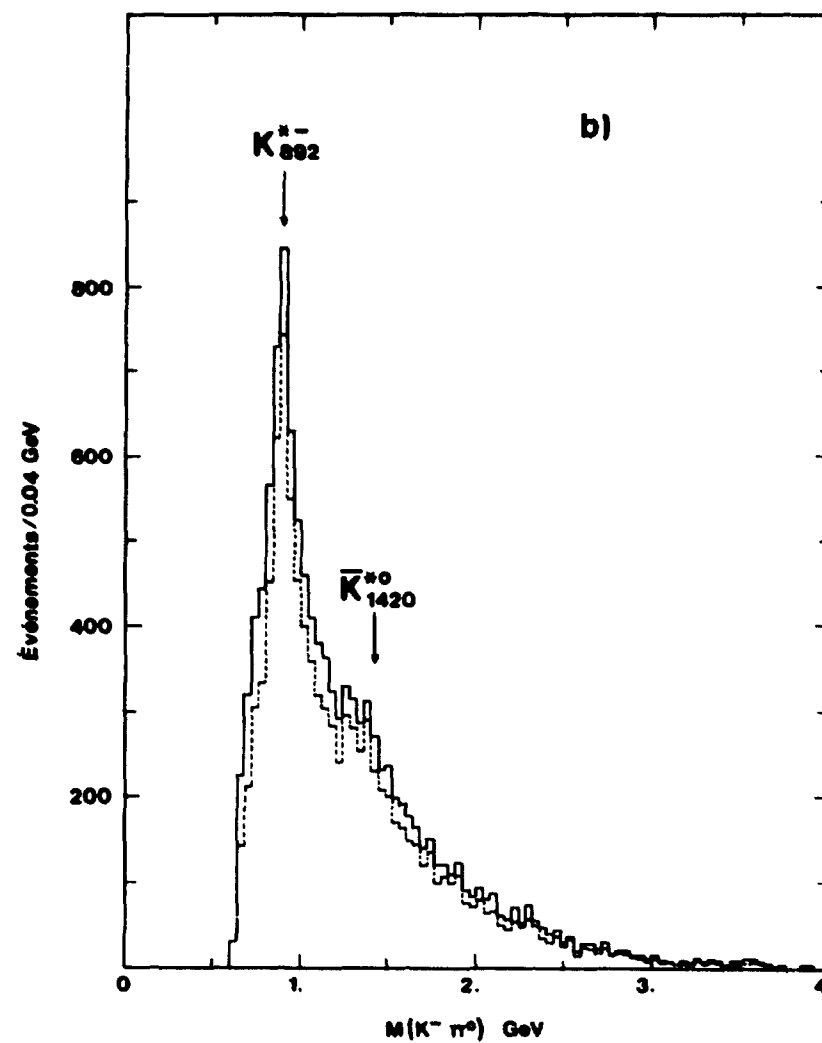
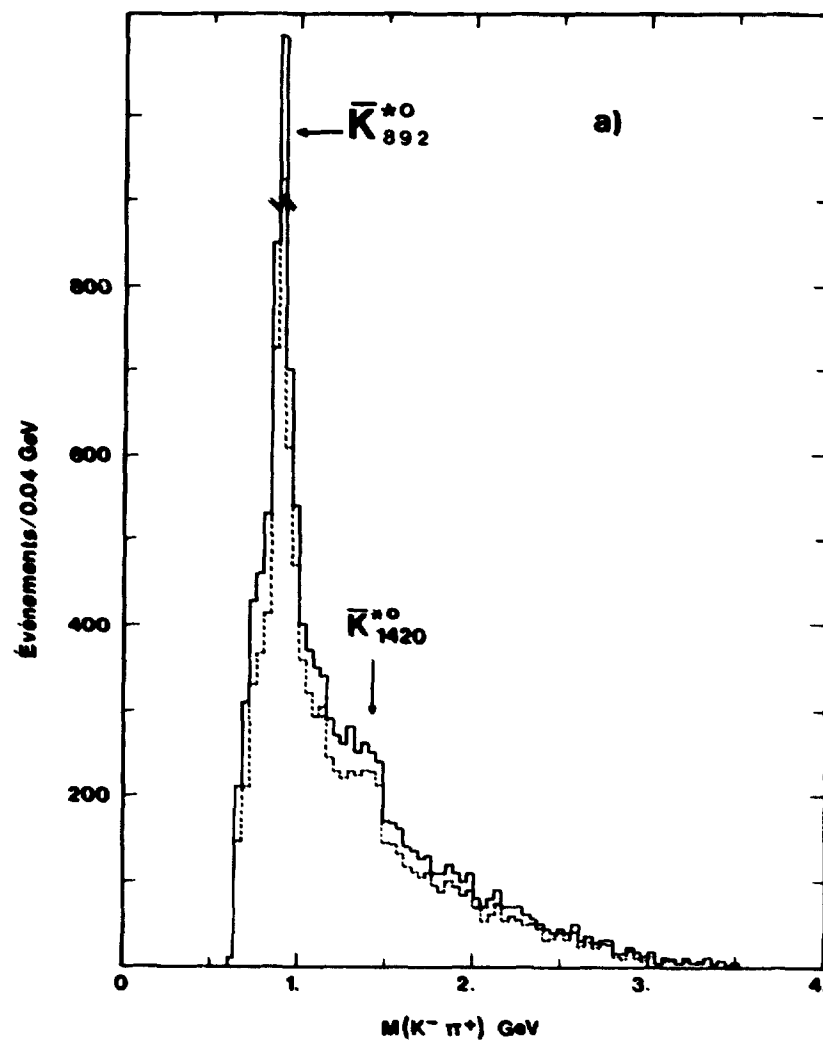
- Fig. 13 -



- Fig. 14 -

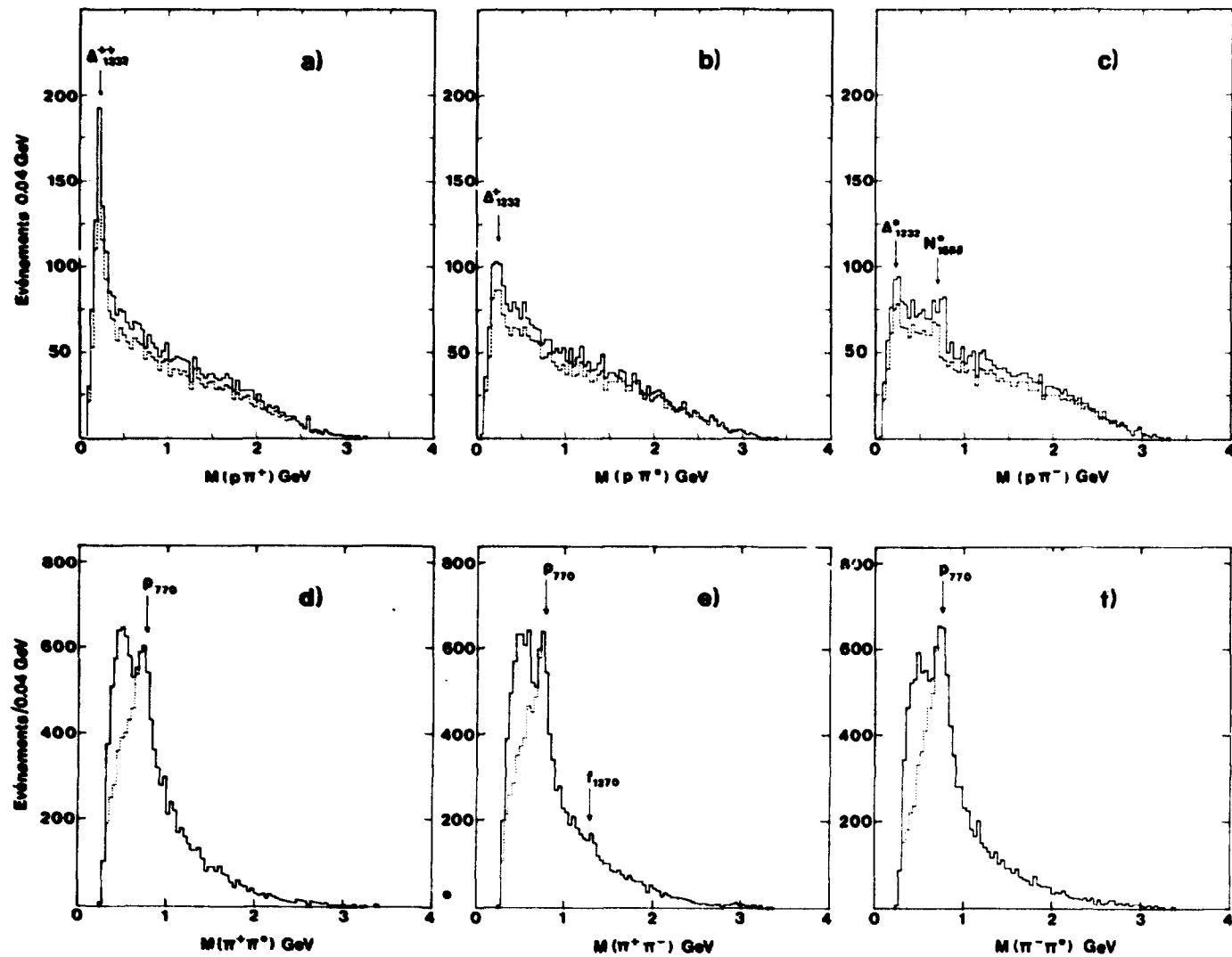
$K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c 11 773 événements

---- $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0.88$ GeV : 9929 événements



$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c 11773 événements

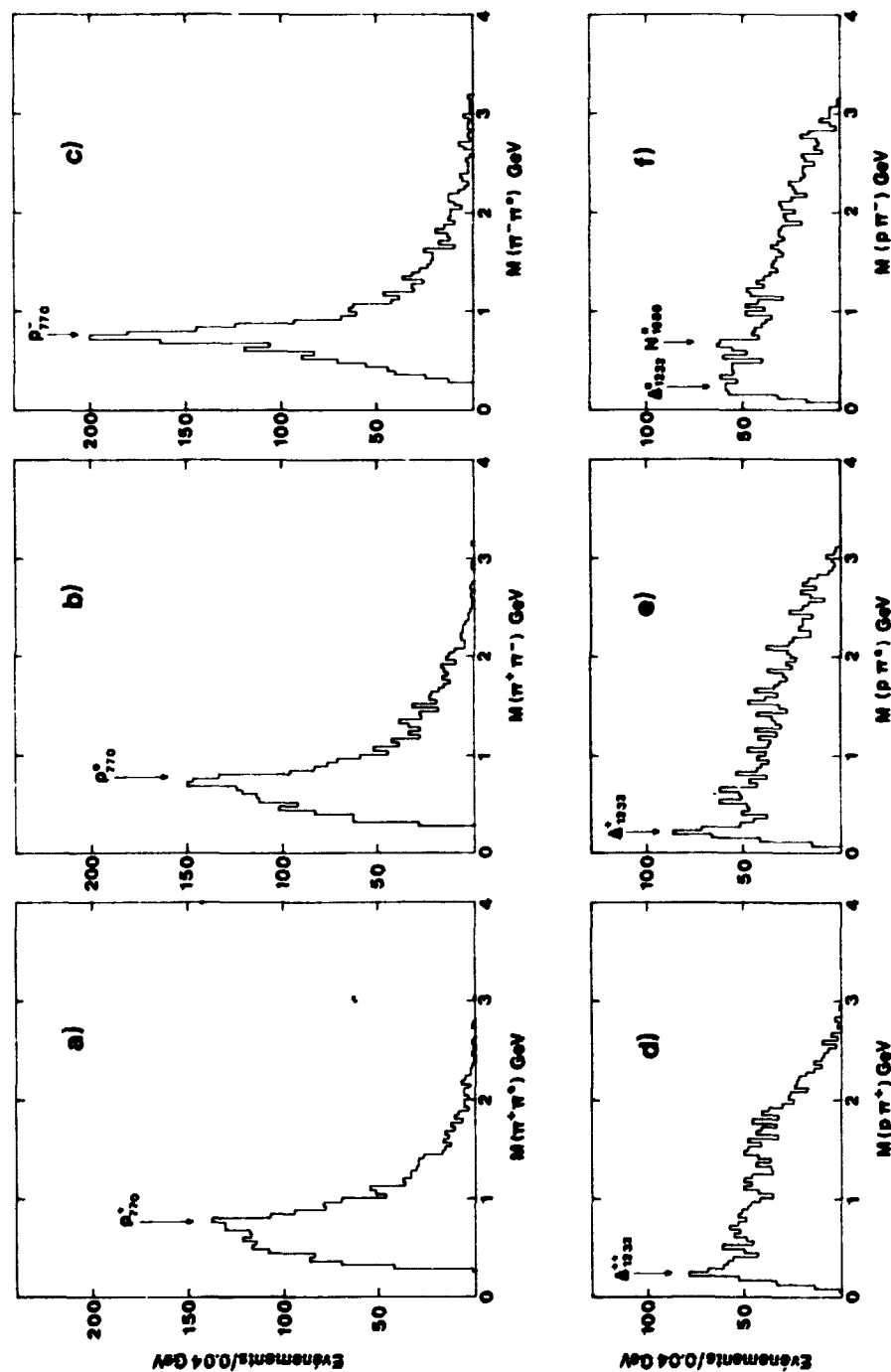
..... $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0.88$ GeV: 9929 événements



- Fig. 16 -

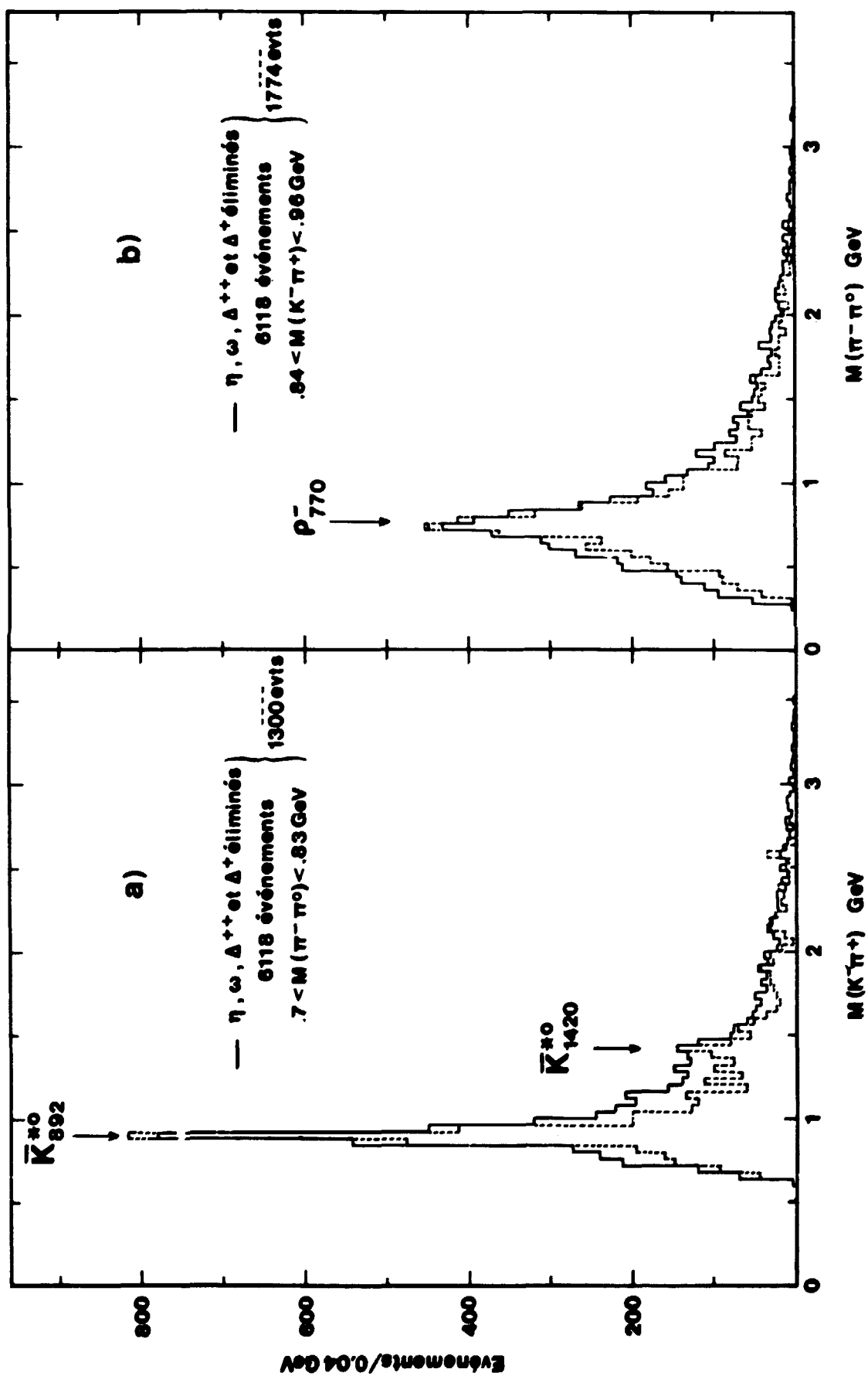
$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c

$M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0.88 \text{ GeV}$; 2440 événements



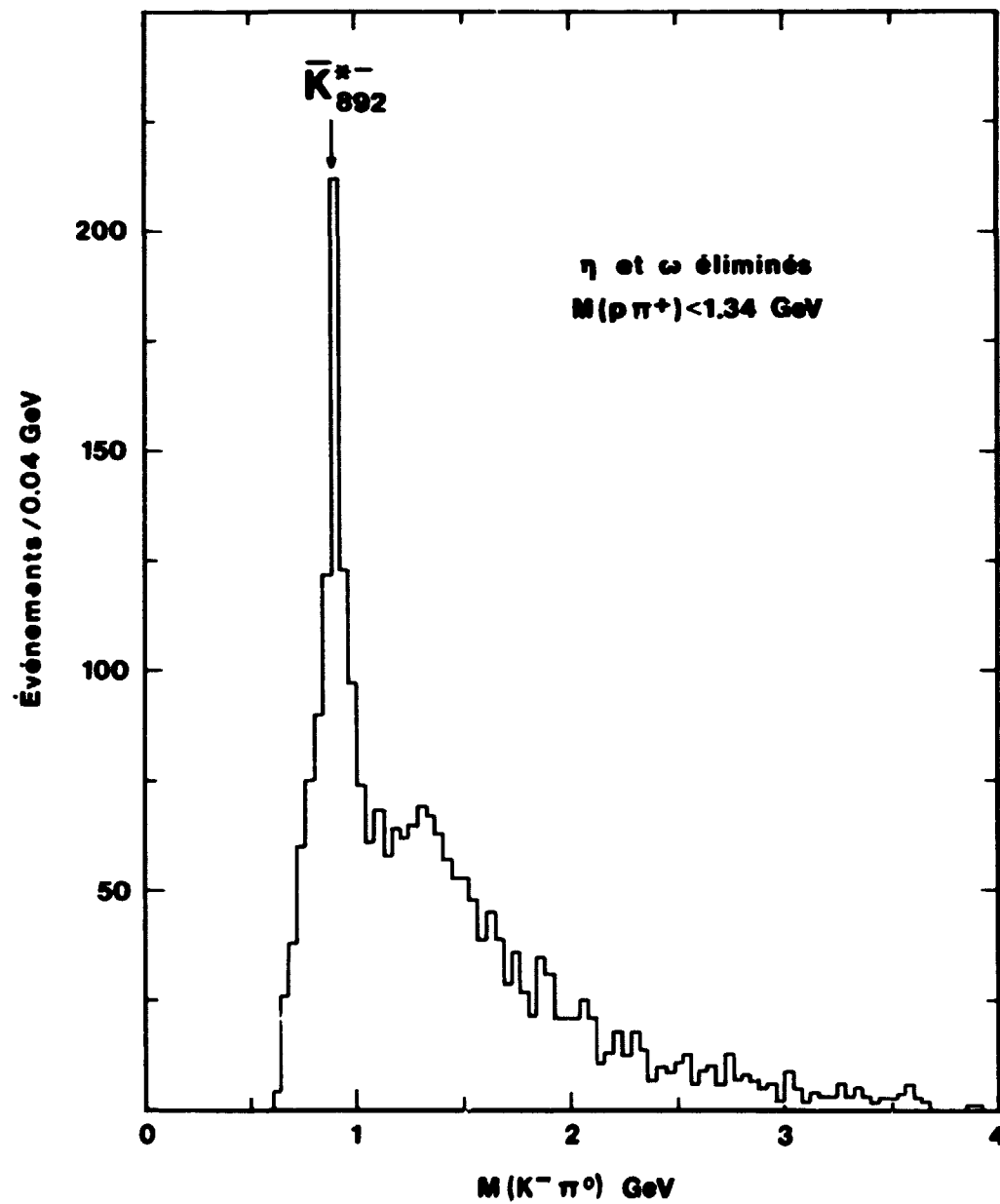
- Fig. 17 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c



- Fig. 18 -

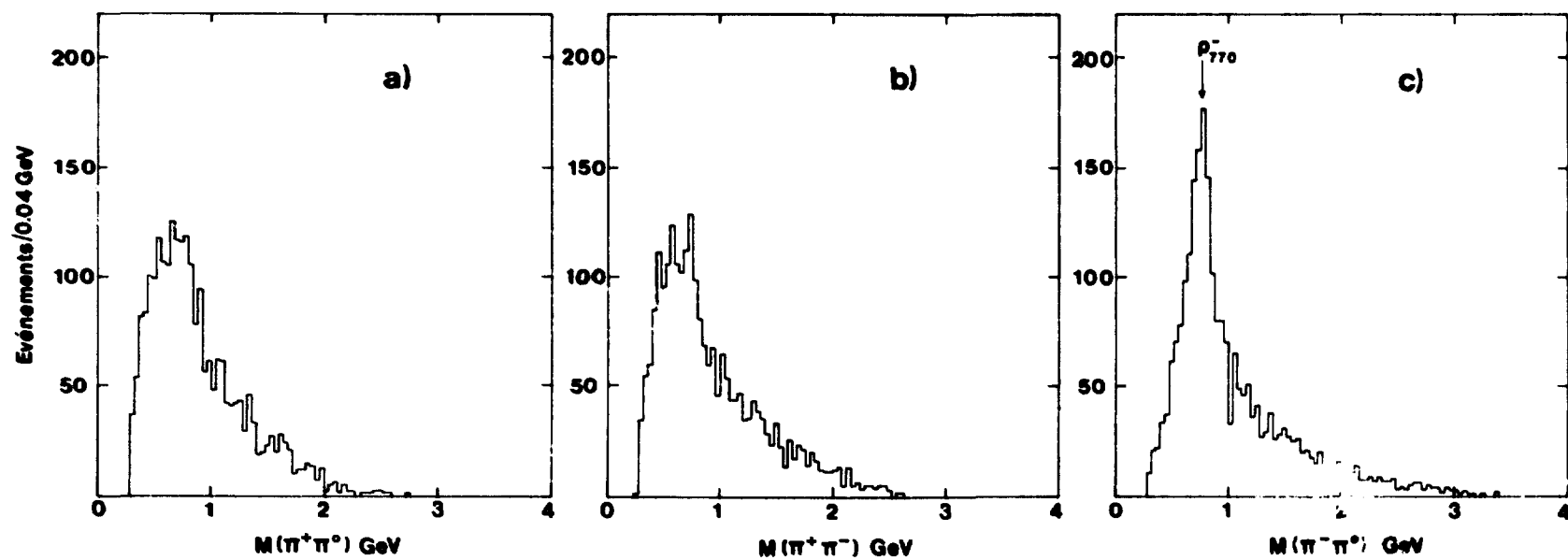
$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c



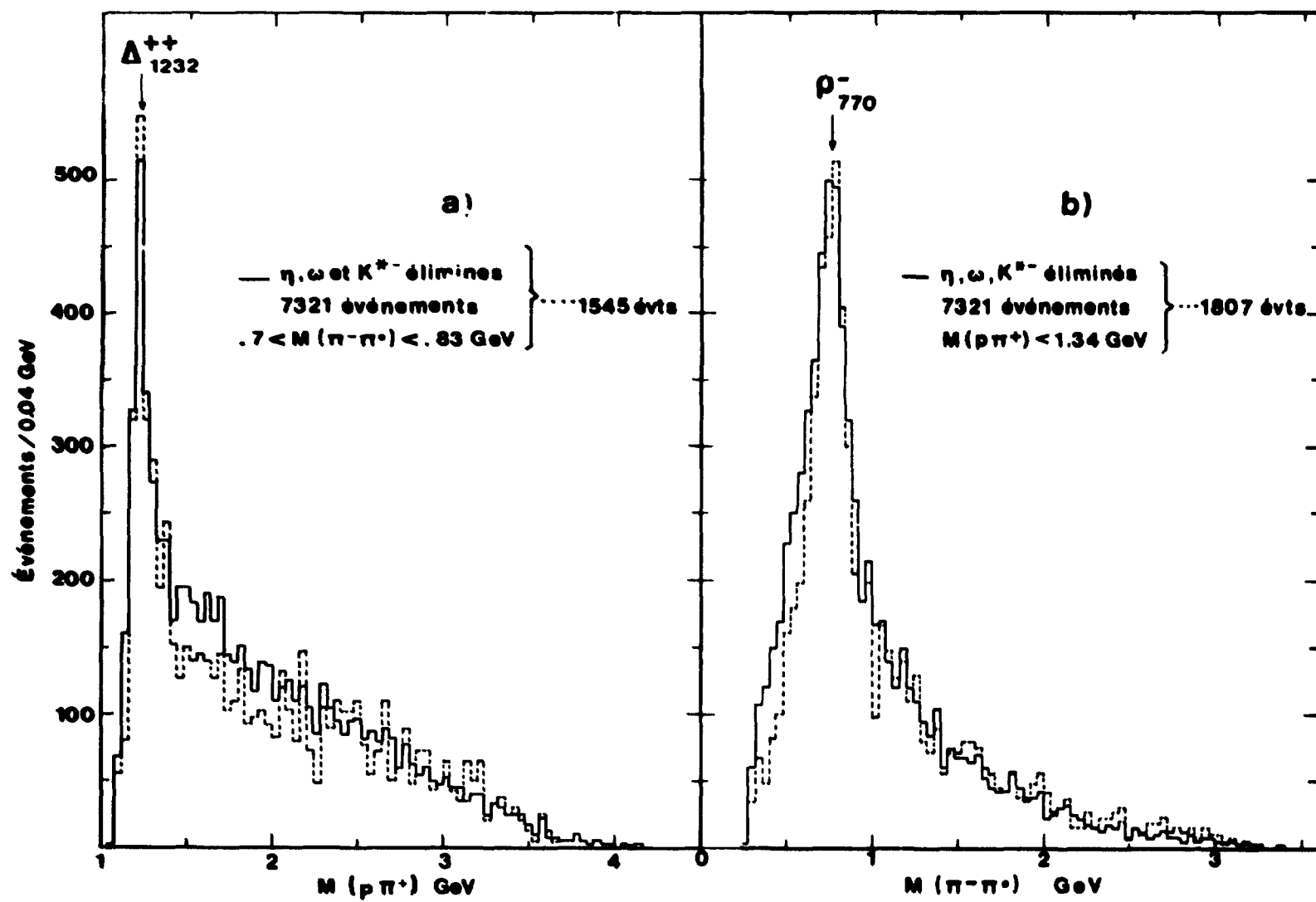
- Fig. 19 -

$K^- p \rightarrow K^- \pi^0 \pi^- \Delta^{++}$ 14.3 GeV/c

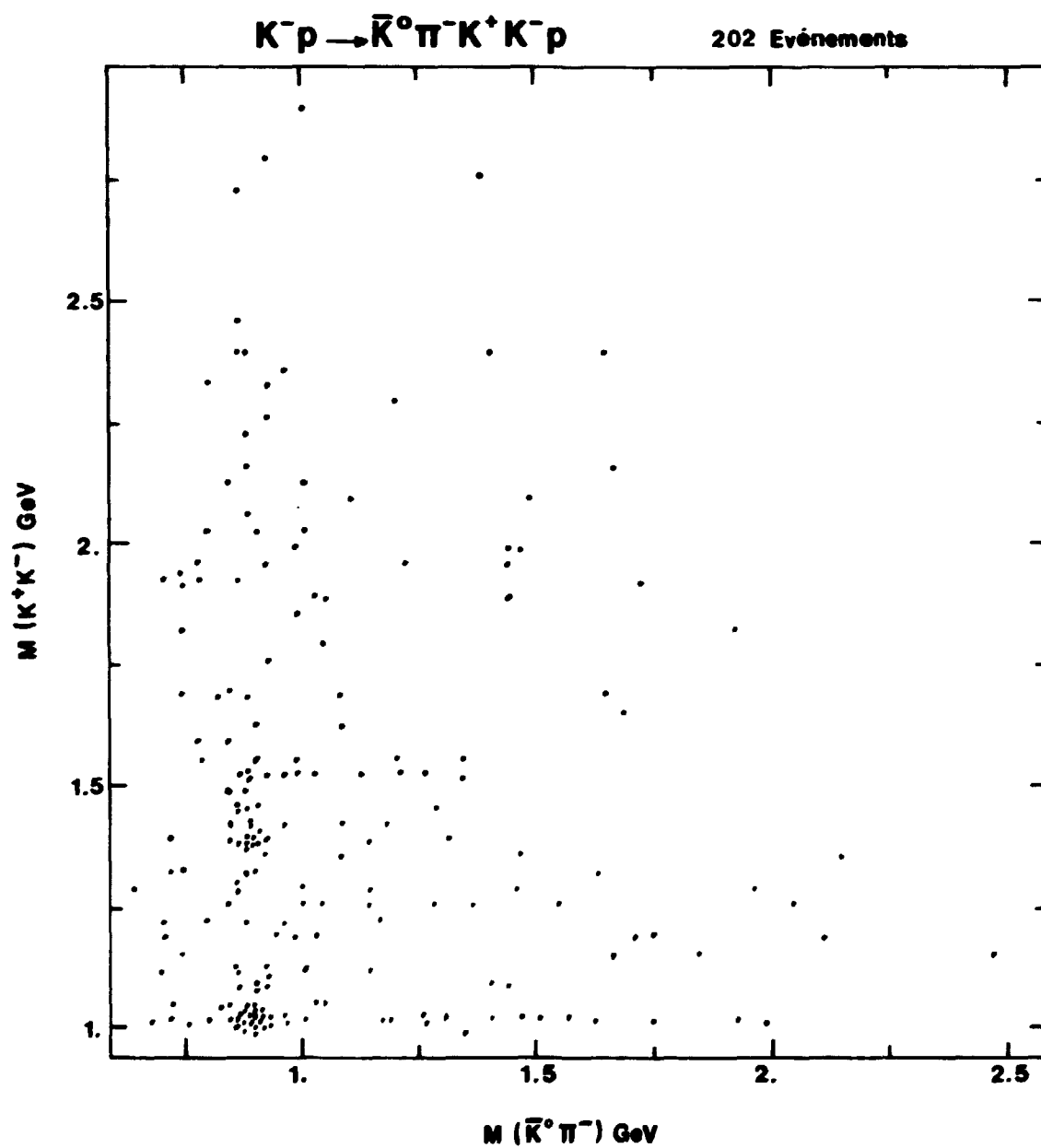
$M(\pi^+ \pi^- \pi^0) > 0.88$ GeV: 2405 événements



$K^-p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ 14.3 GeV/c

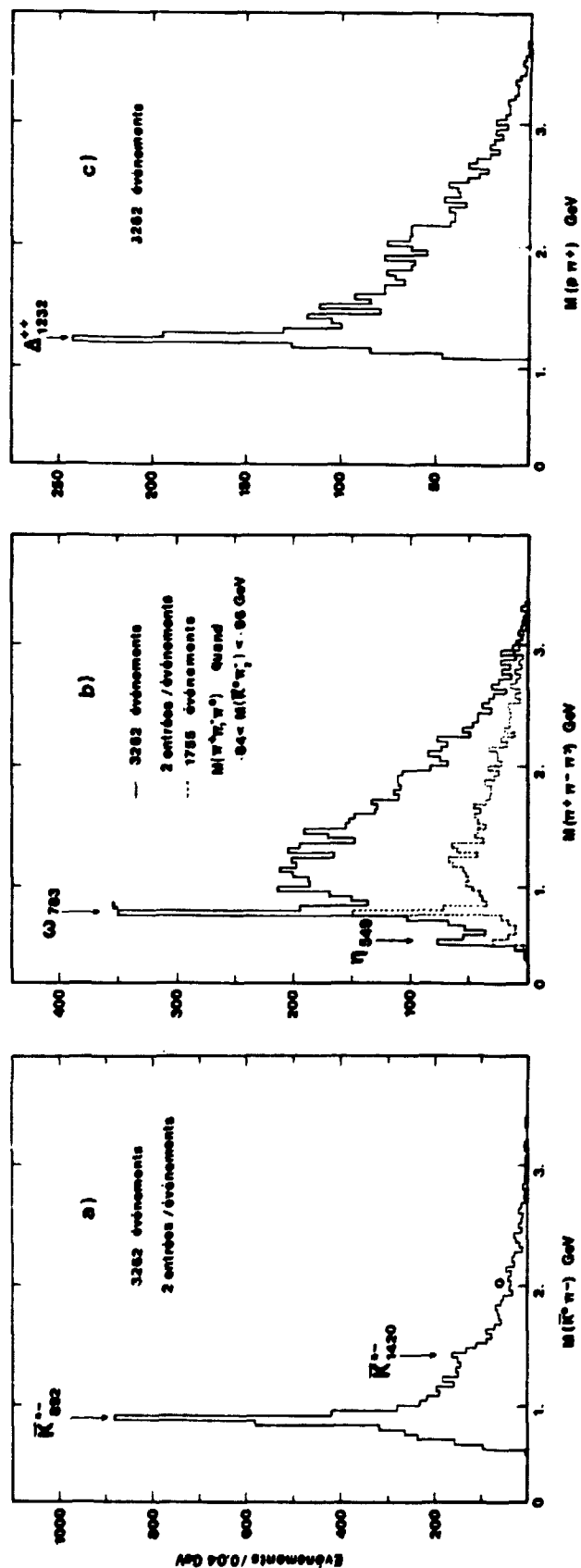


- Fig. 21 -



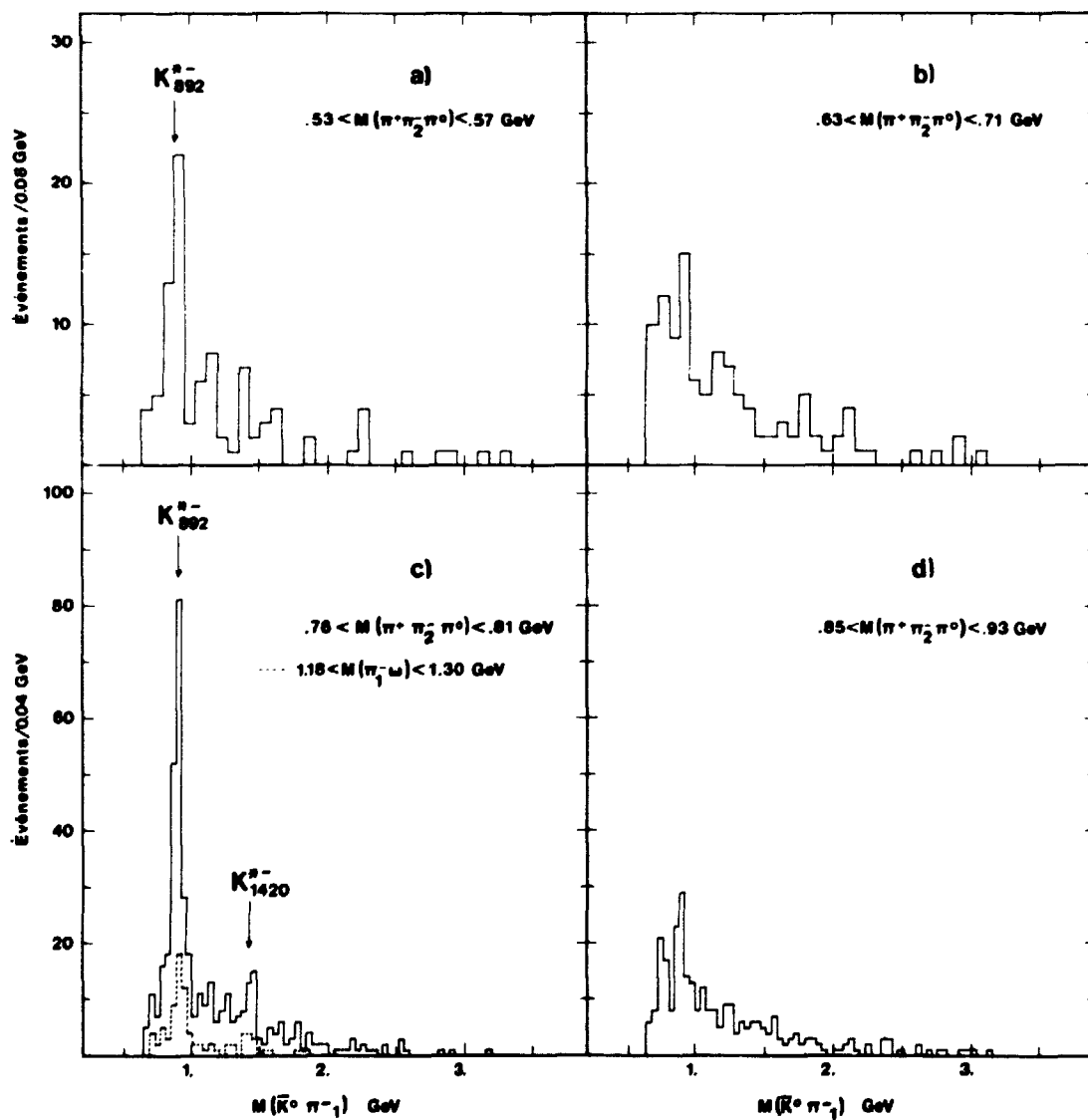
- Fig. 22 -

$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ 14.3 GeV/c



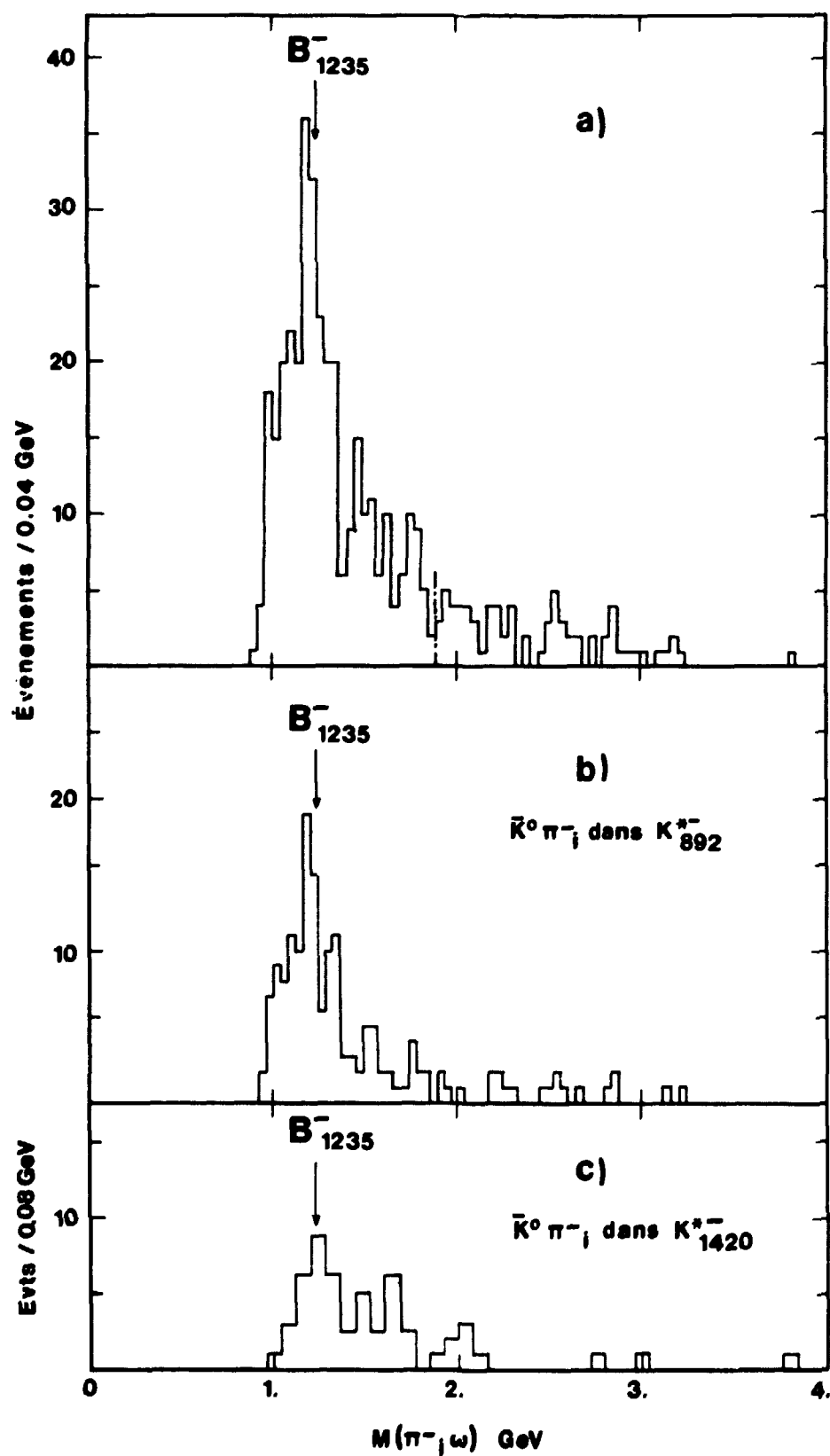
- Fig. 23 -

$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ 14.3 GeV/c

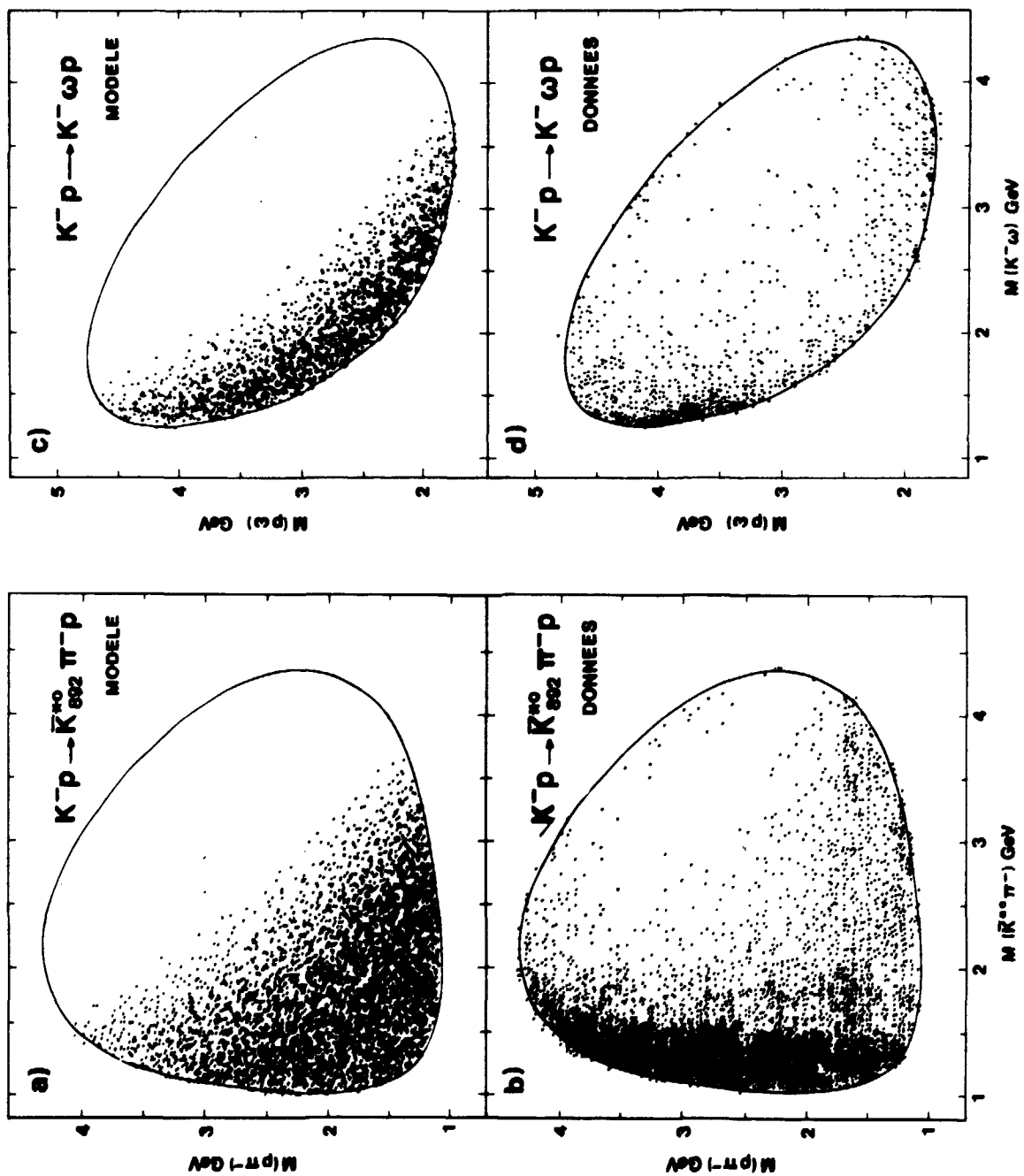


- Fig. 24 -

$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \pi^+ \pi^-$ 14.3 GeV/c

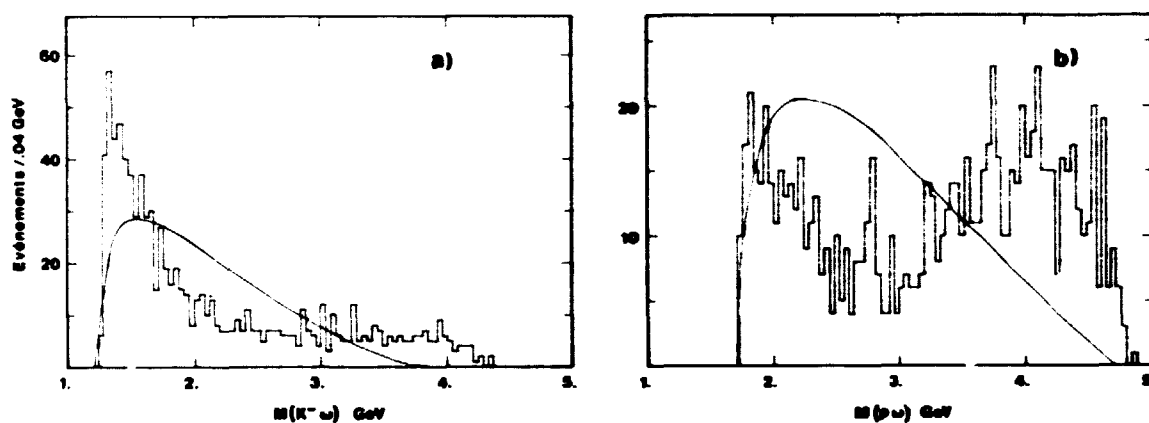


- Fig. 25 -

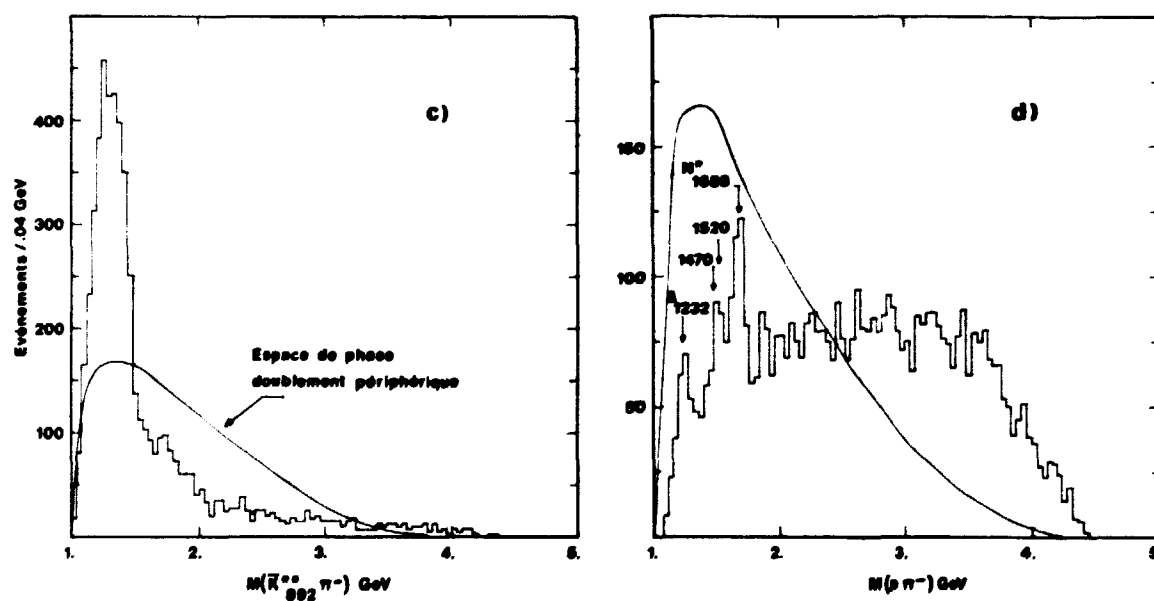


- Fig. 26 -

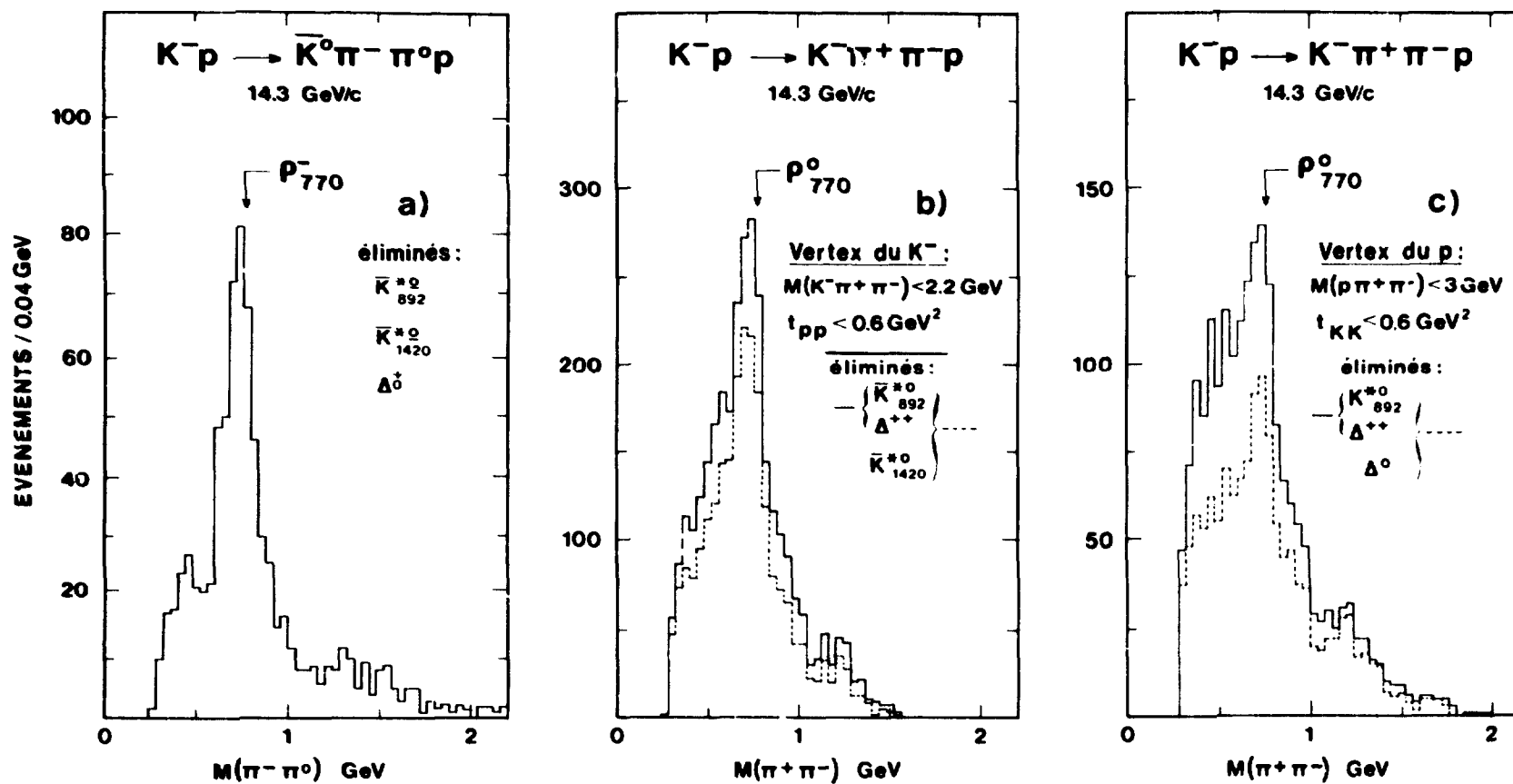
$K^- p \rightarrow K^- \omega p$ 14.3 GeV/c



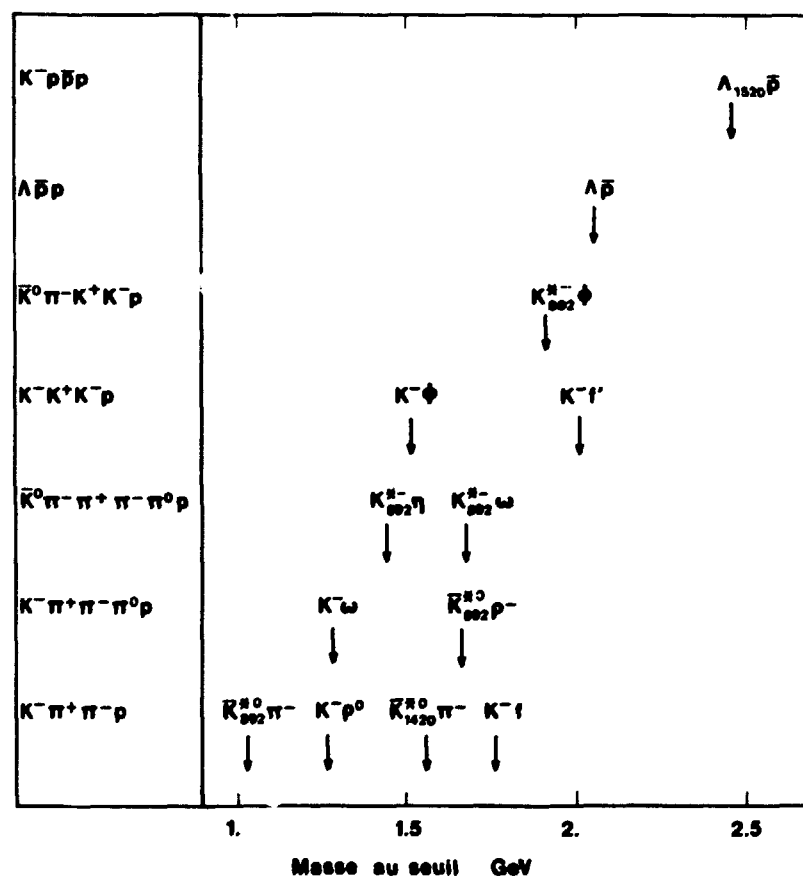
$K^- p \rightarrow \bar{K}_{892}^{*0} \pi^- p$ 14.3 GeV/c



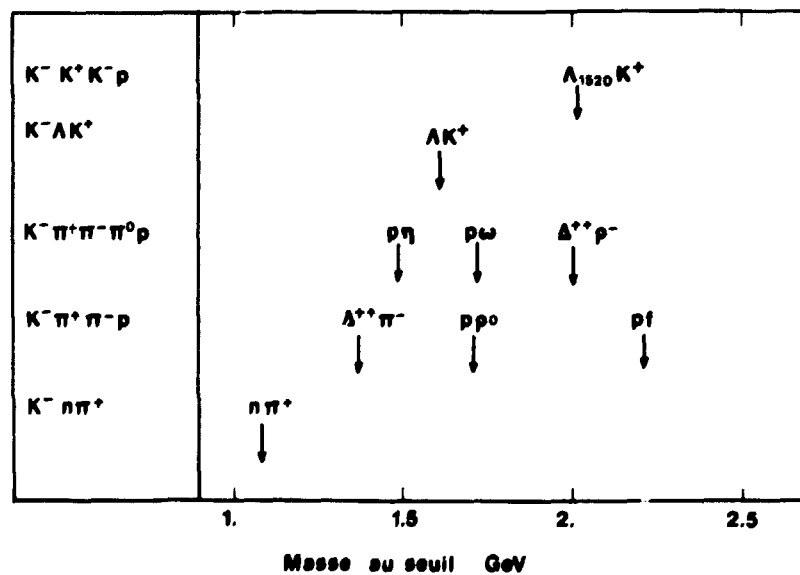
- Fig. 27 -



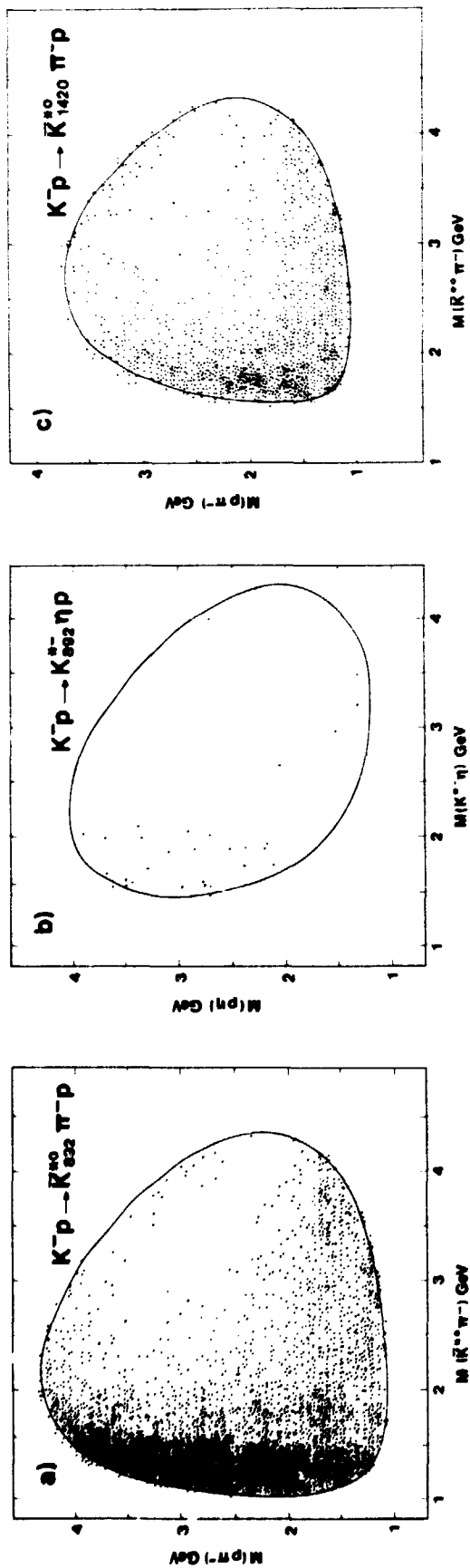
Dissociation du K^-



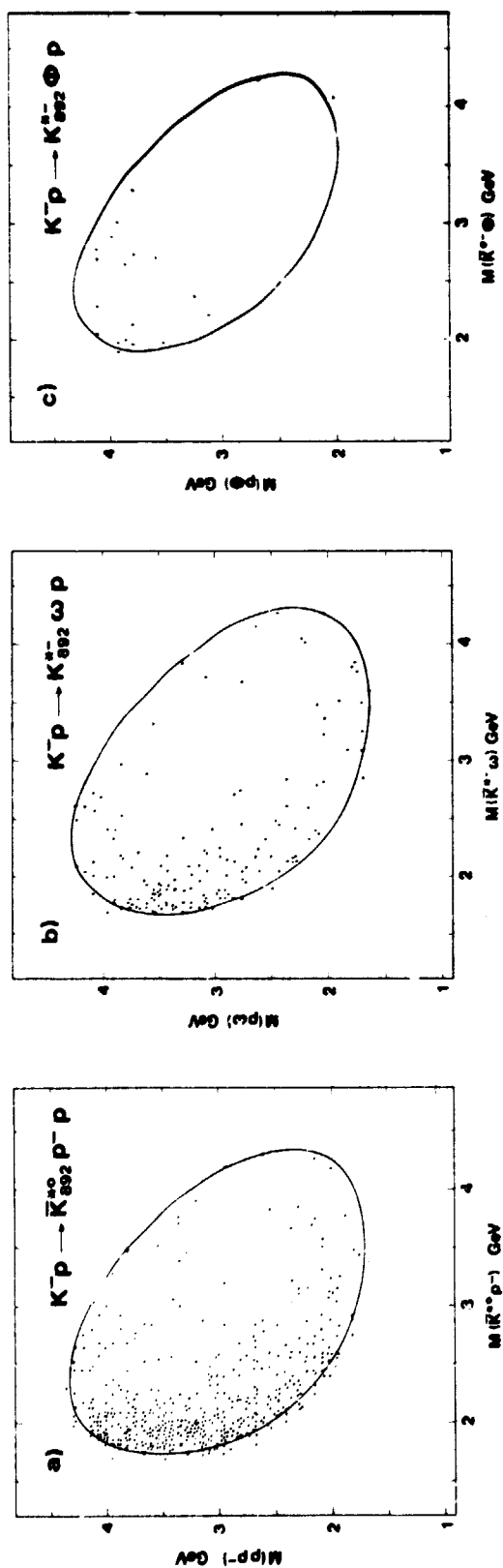
Dissociation du p



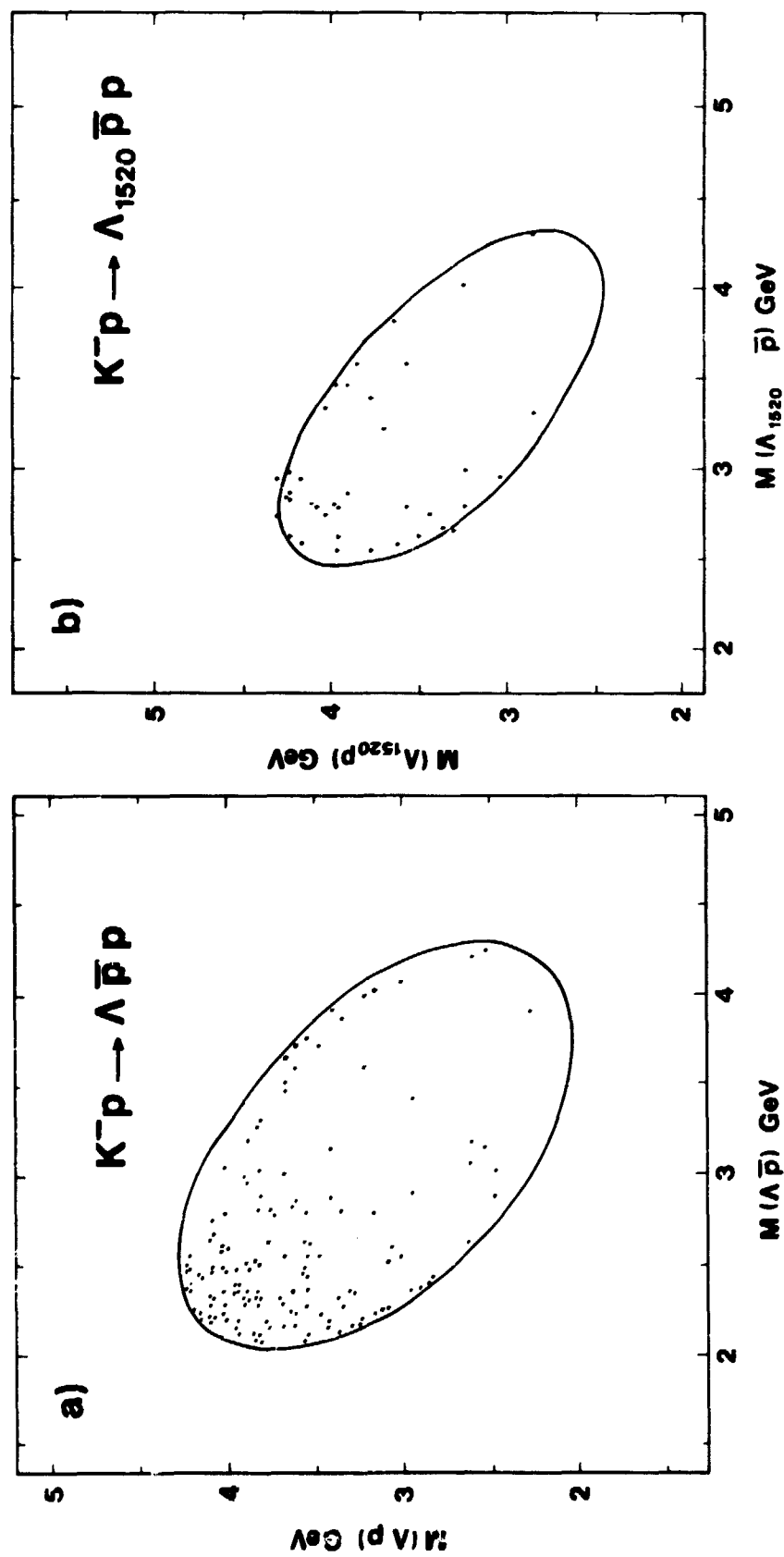
- Fig. 29 -



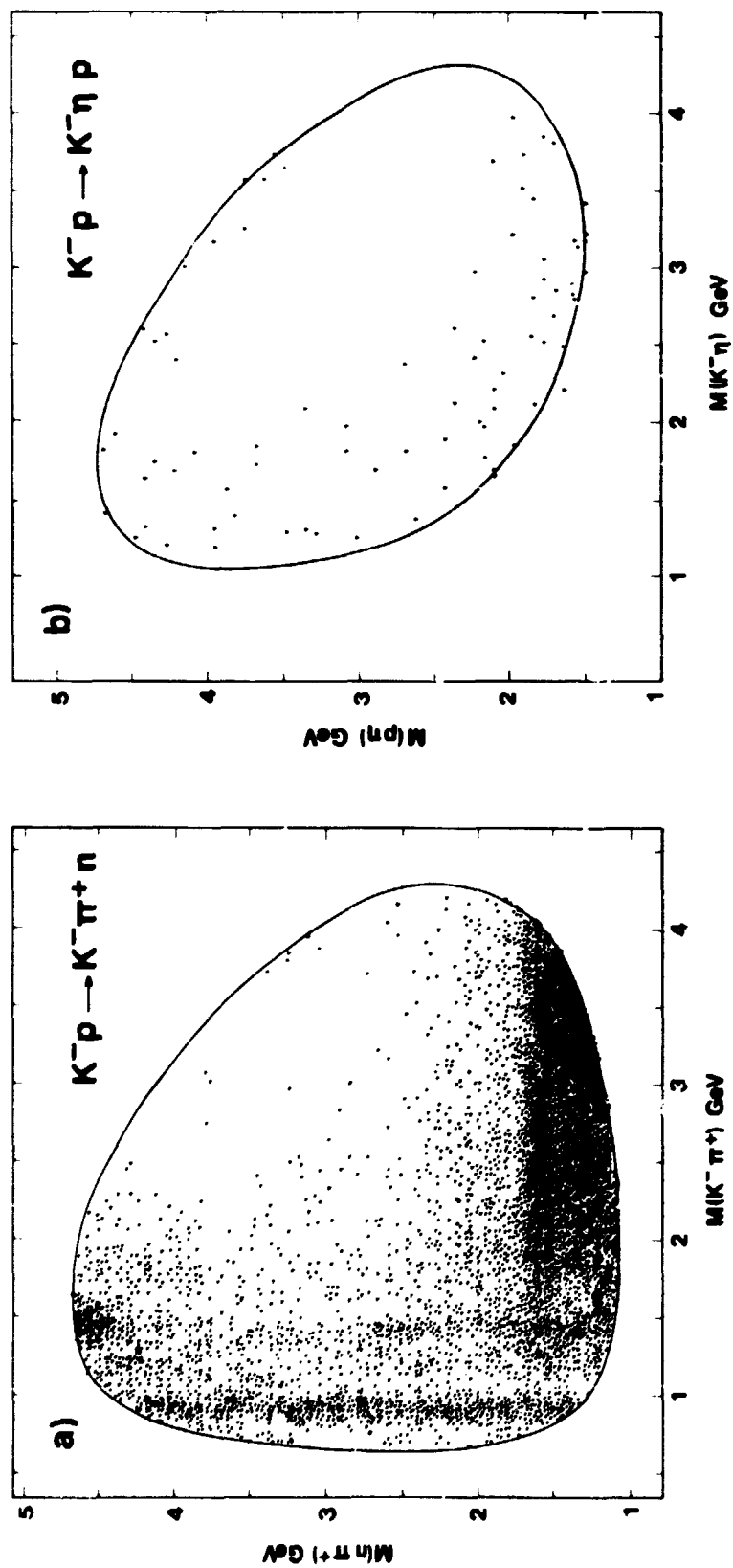
- Fig. 30 -



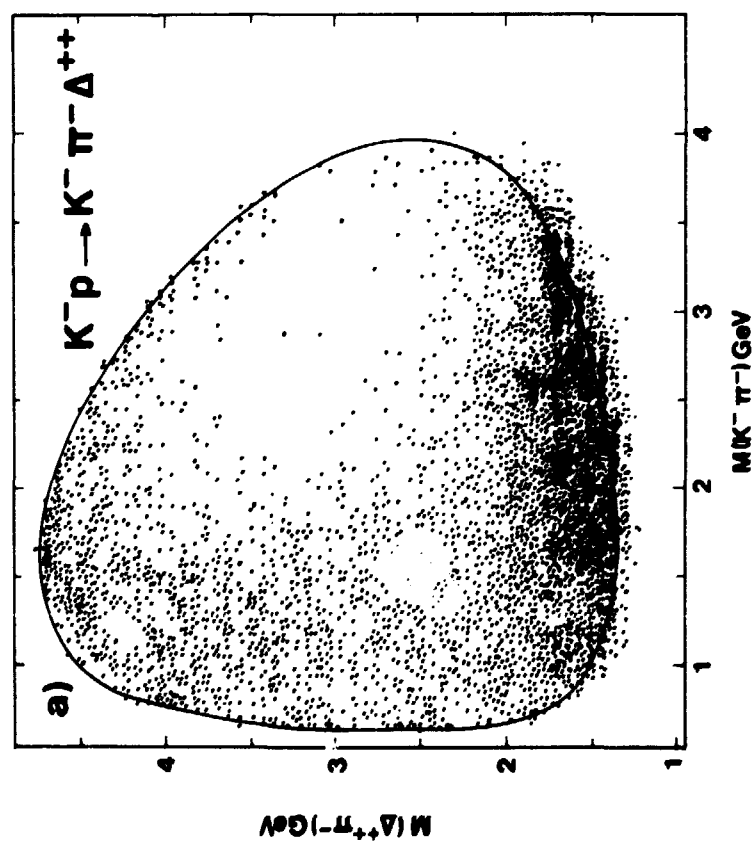
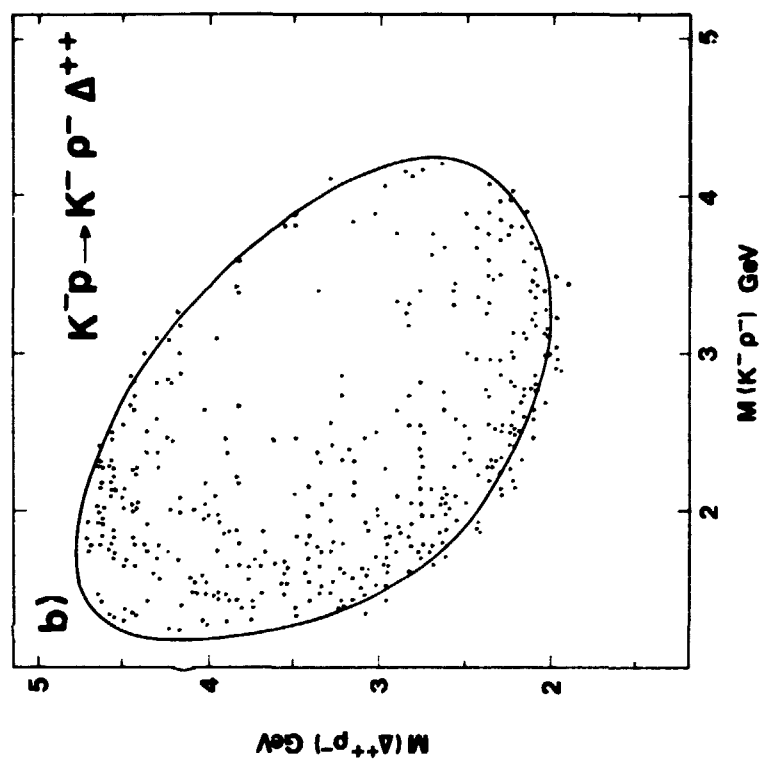
- Fig. 31 -



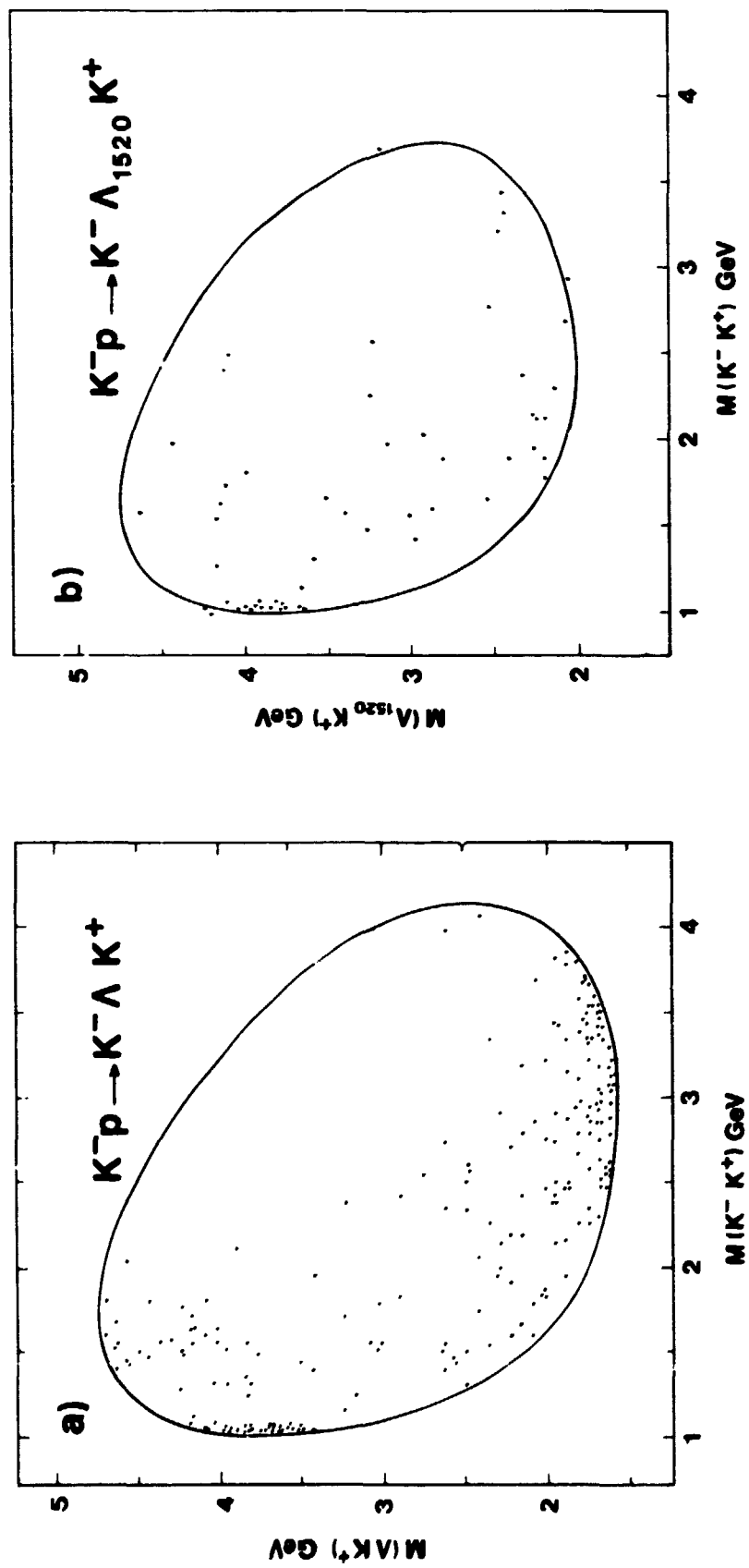
- Fig. 32



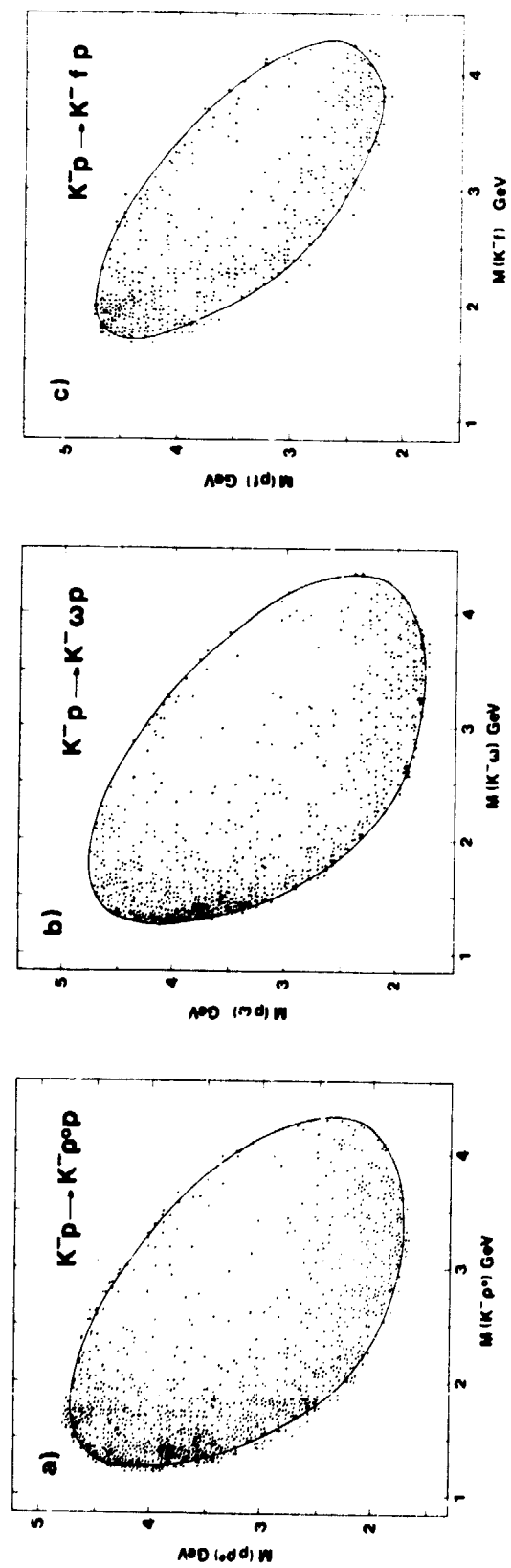
- Fig. 33 -



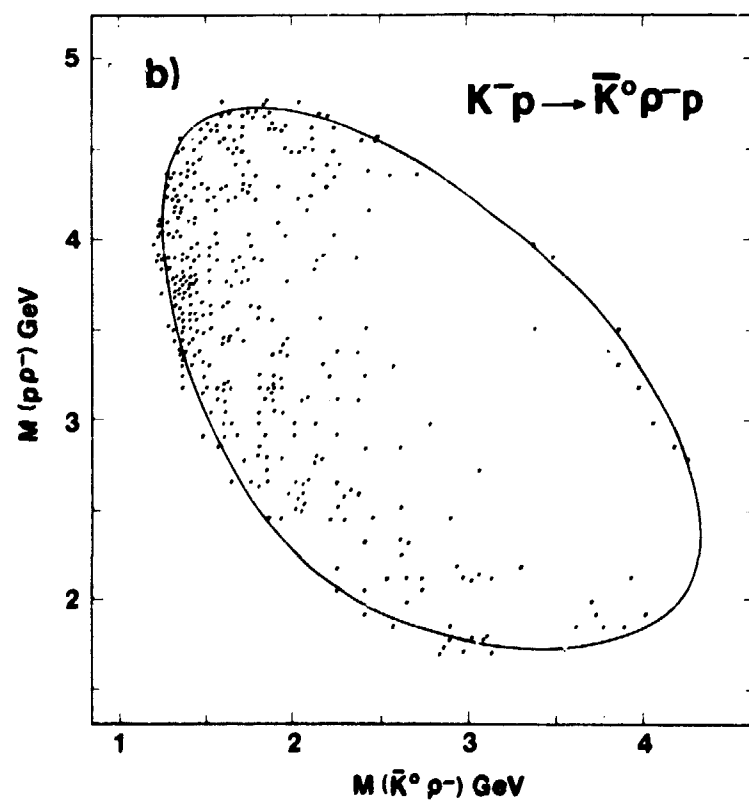
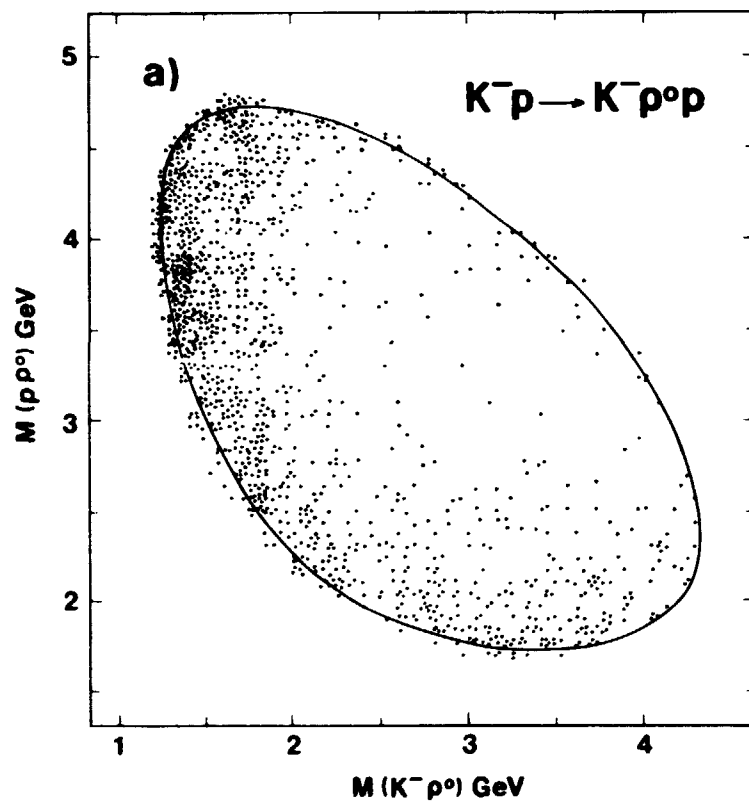
- Fig. 34 -



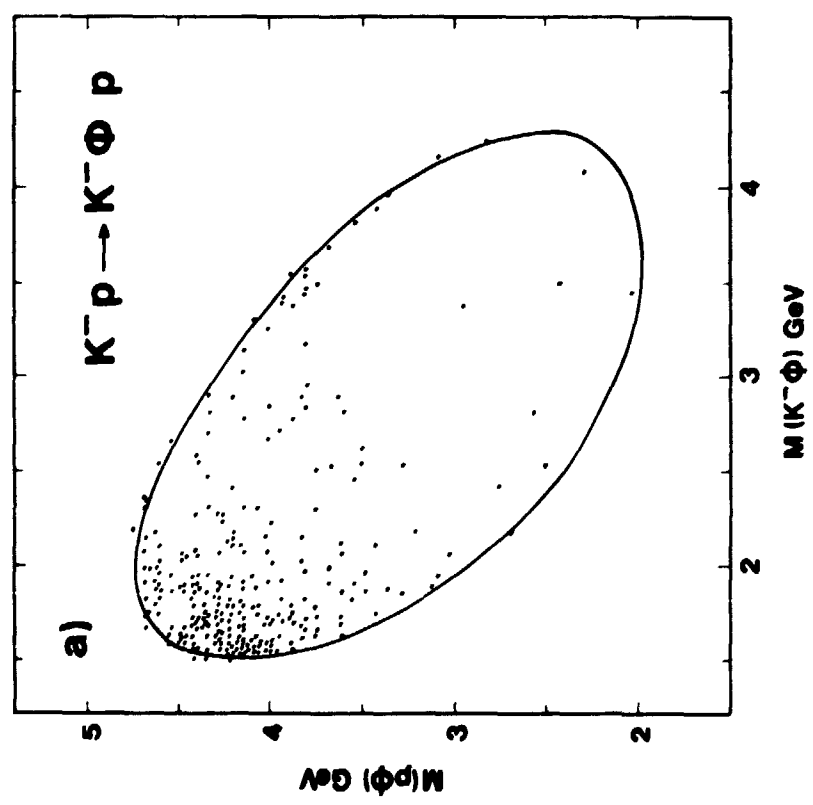
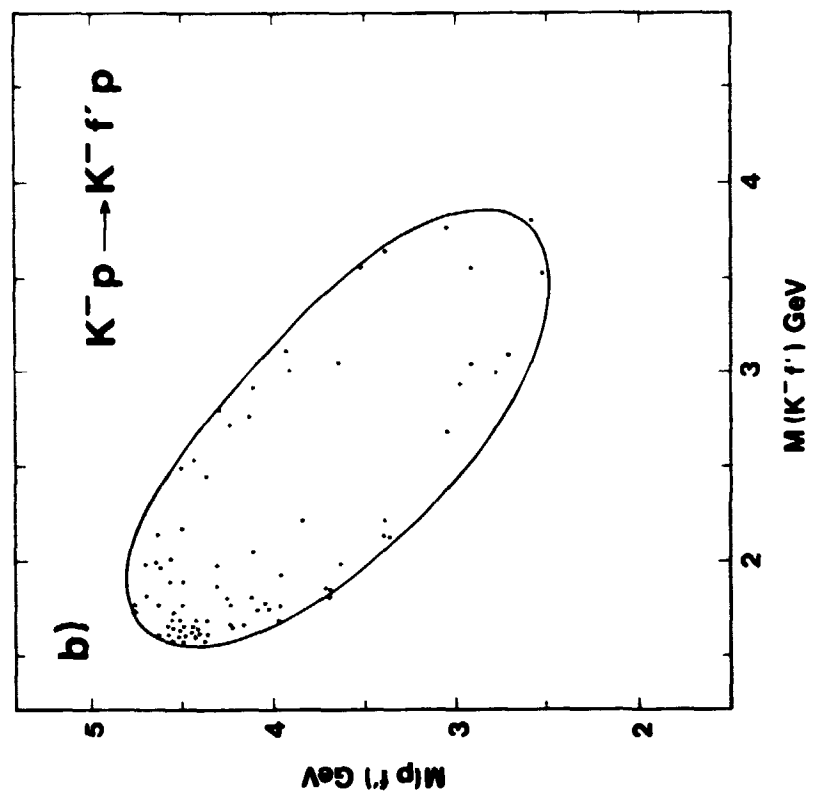
- Fig. 35 -



- Fig. 36 -

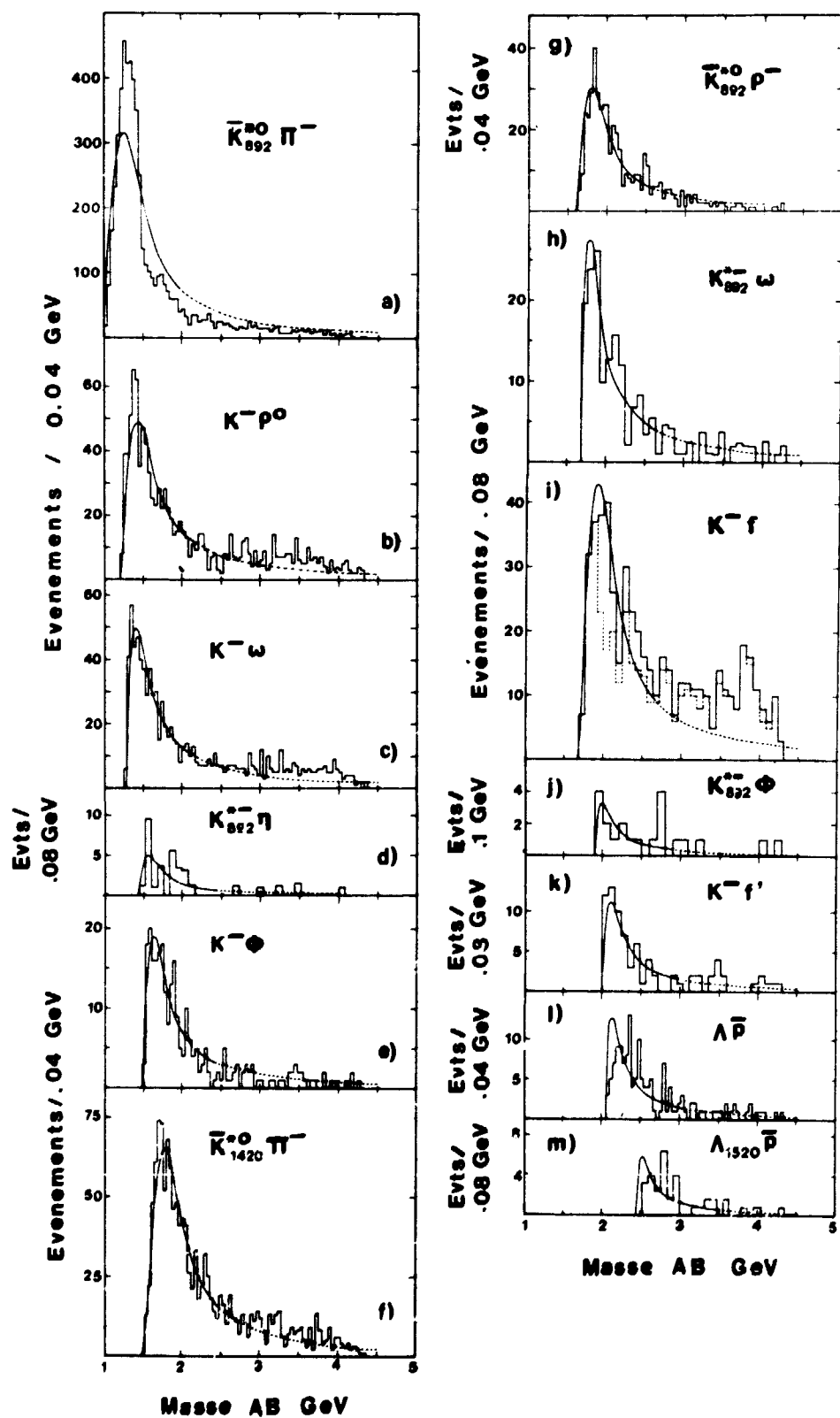


- Fig. 37 -



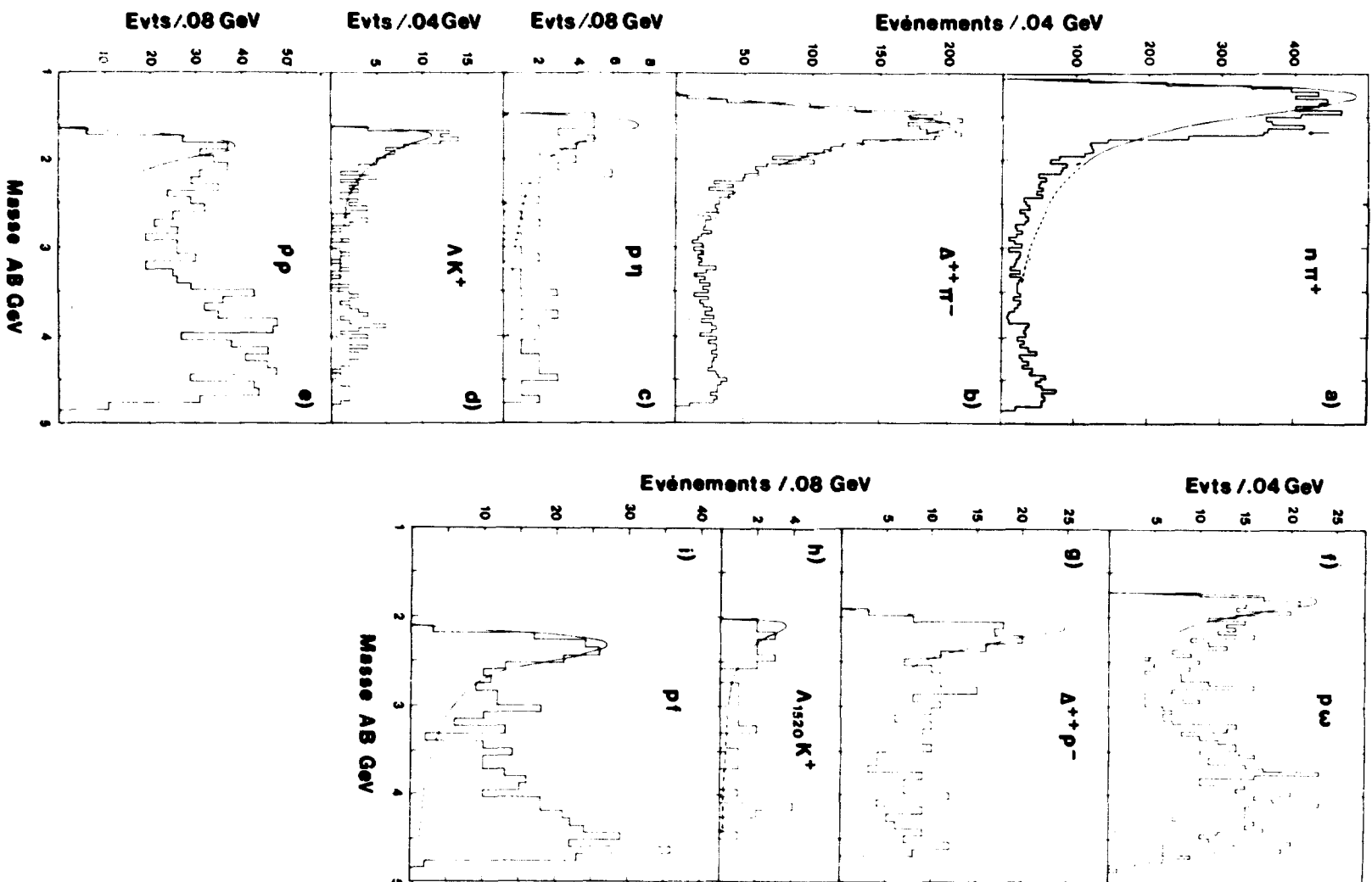
- Fig. 38 -

$K^- p \rightarrow (AB)^- p$ 14.3 GeV/c

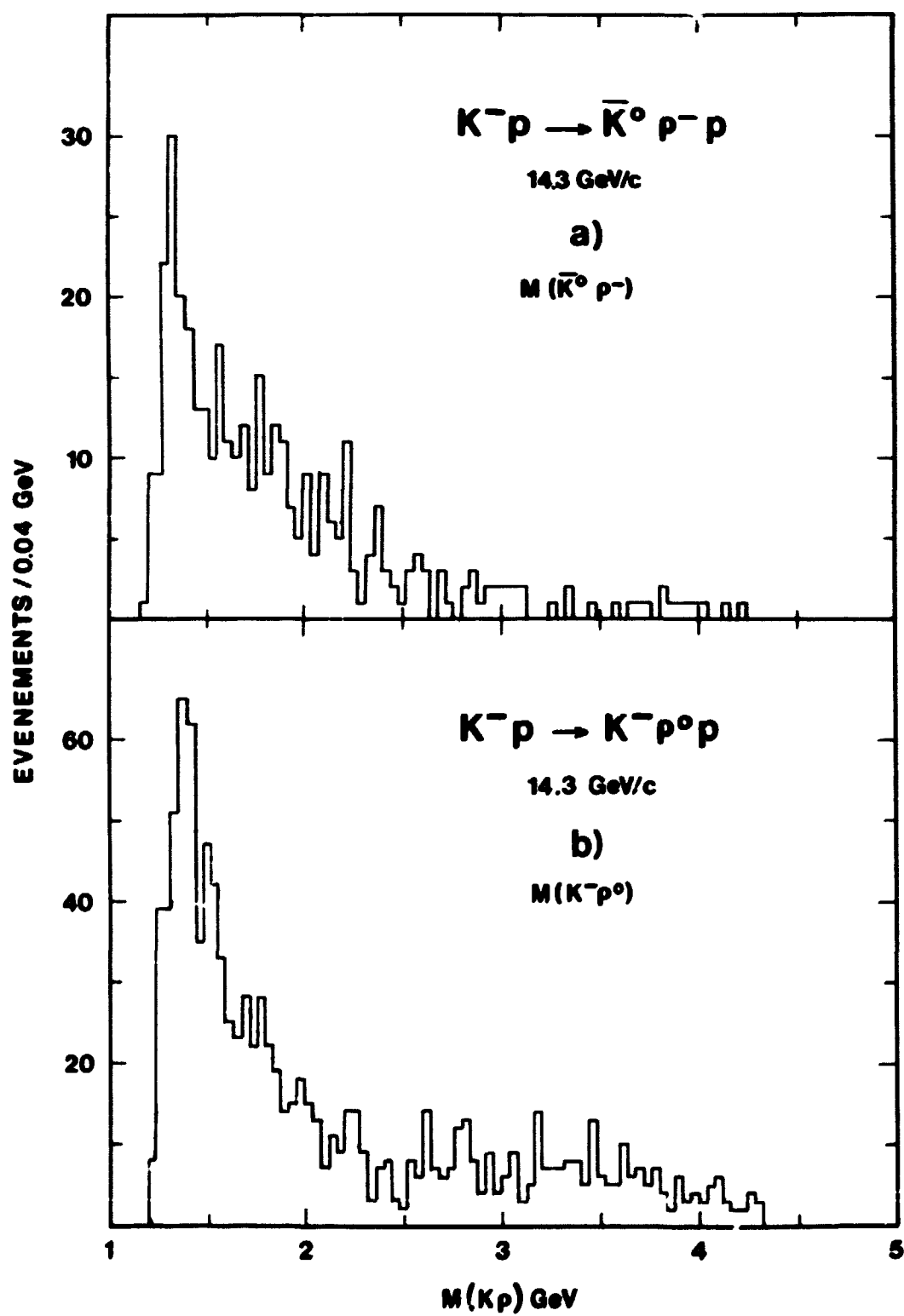


- Fig. 39 -

$K^- p \rightarrow K^- (AB)^+ \quad 14.3 \text{ GeV/c}$

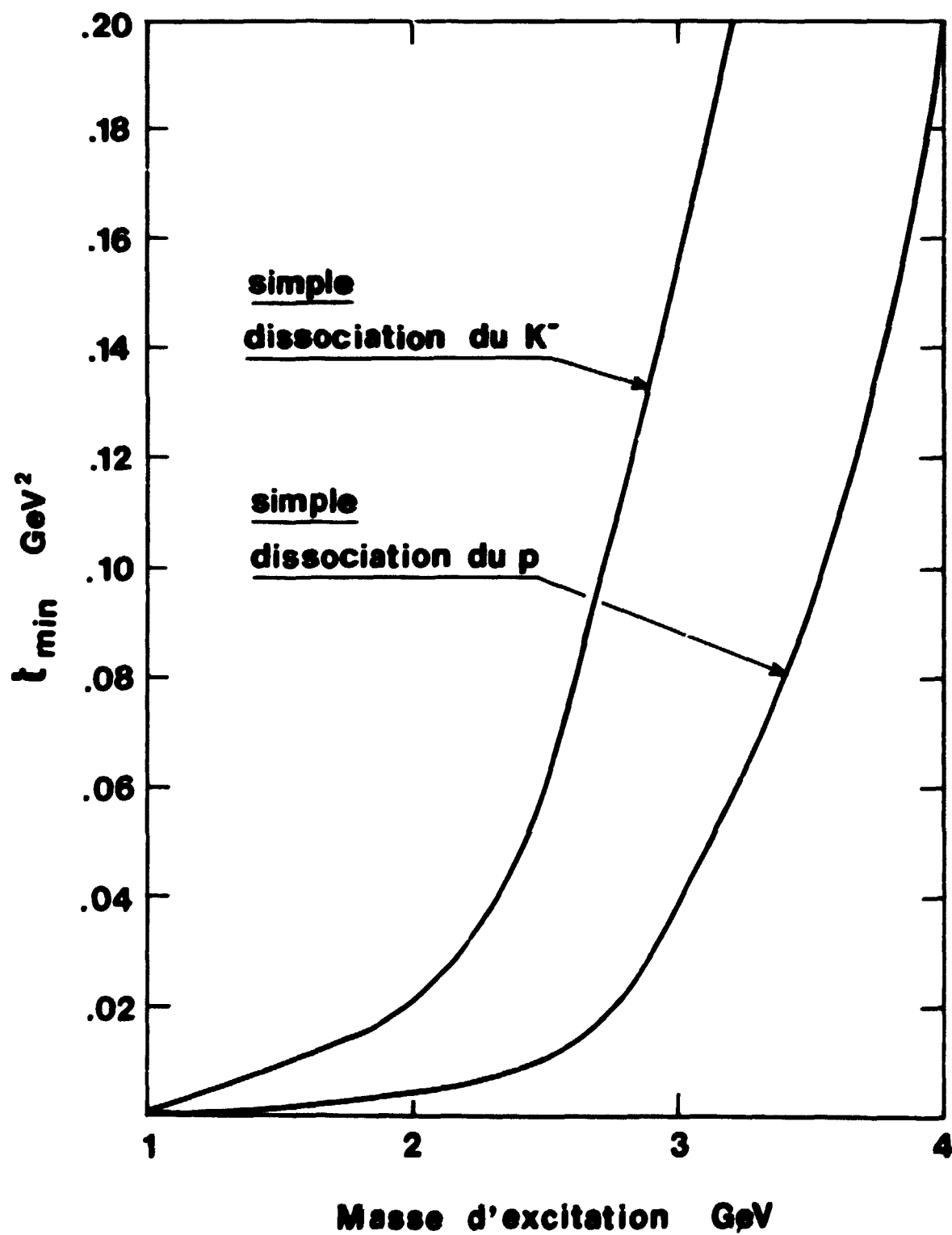


- Fig. 40 -



- Fig. 41 -

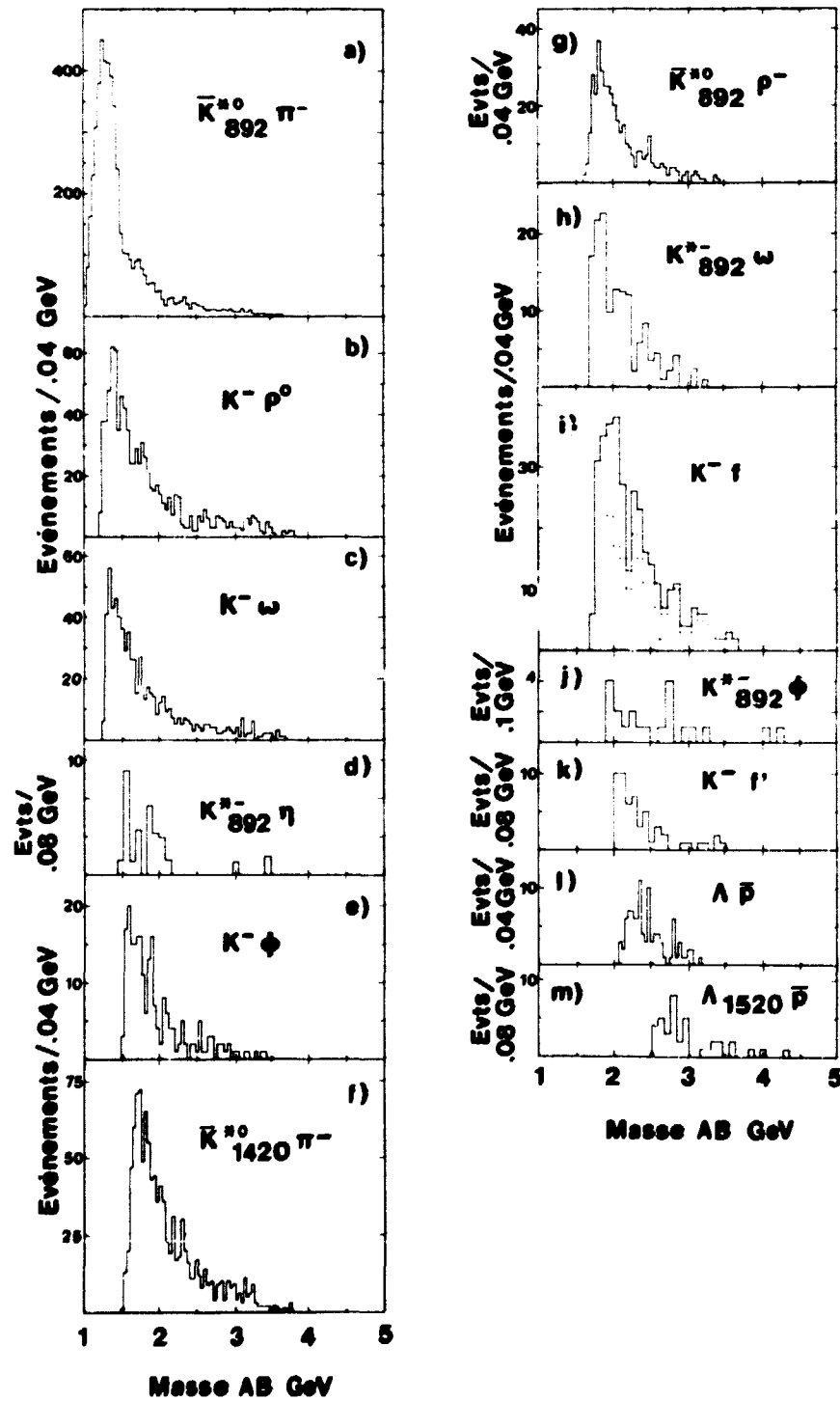
K^-p 14.3 GeV/c



- Fig. 42 -

$K^- p \rightarrow (AB)^- p \quad 14.3 \text{ GeV/c}$

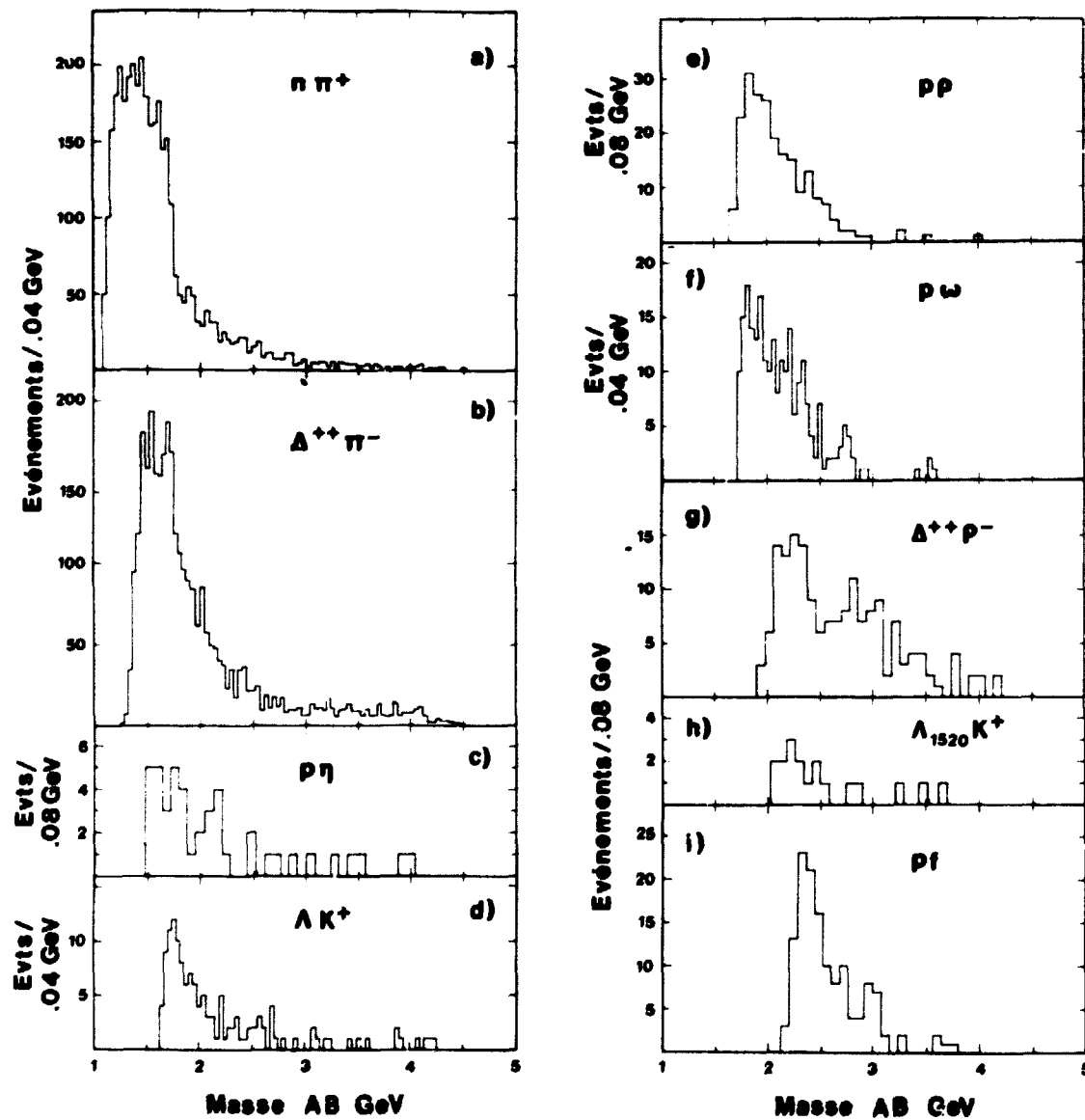
$t_{pp} < .6 \text{ GeV}^2$



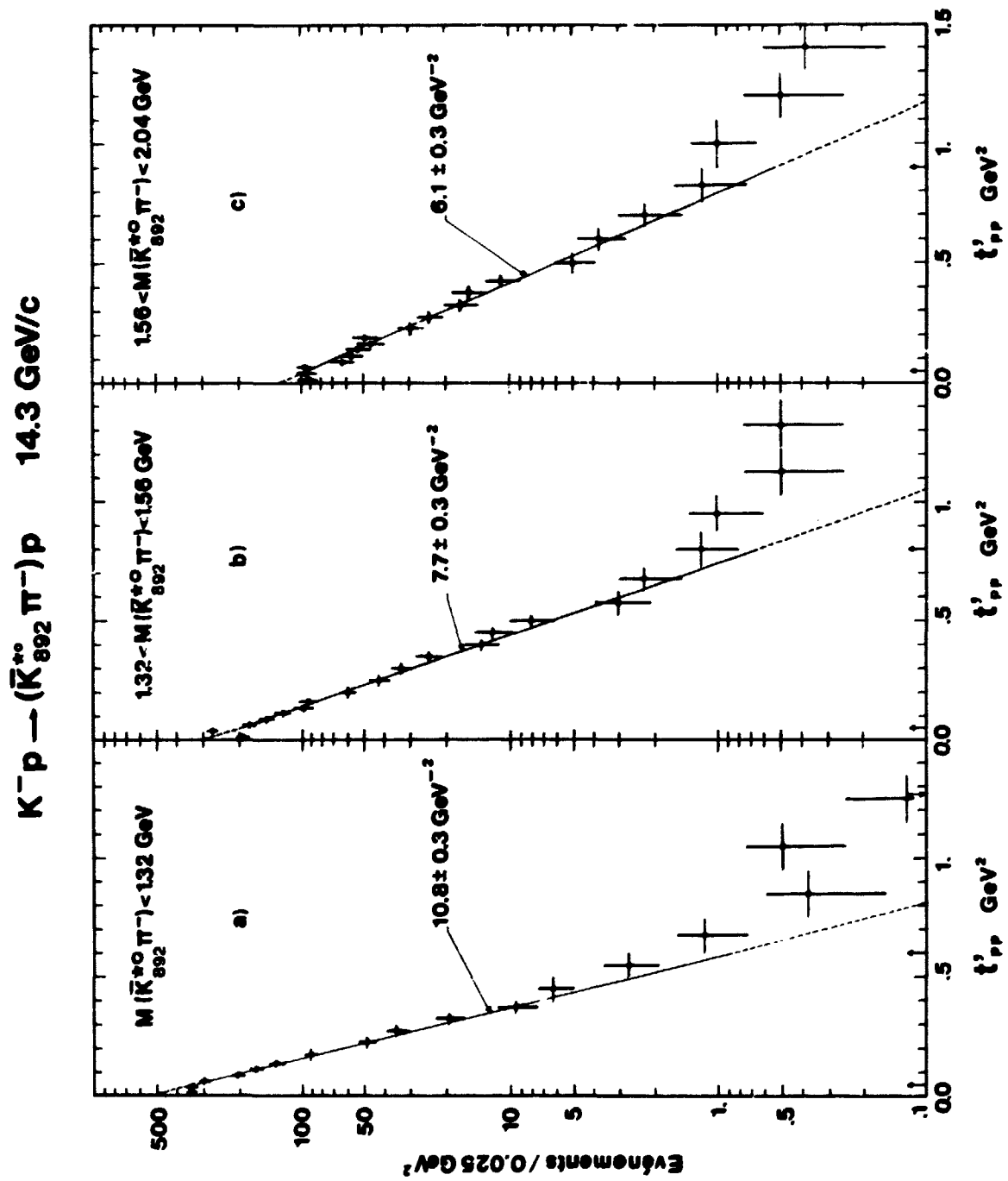
- Fig. 43 -

$K^-p \rightarrow K^- (AB)^+ \quad 14.3 \text{ GeV/c}$

$t_{KK} < .6 \text{ GeV}^2$

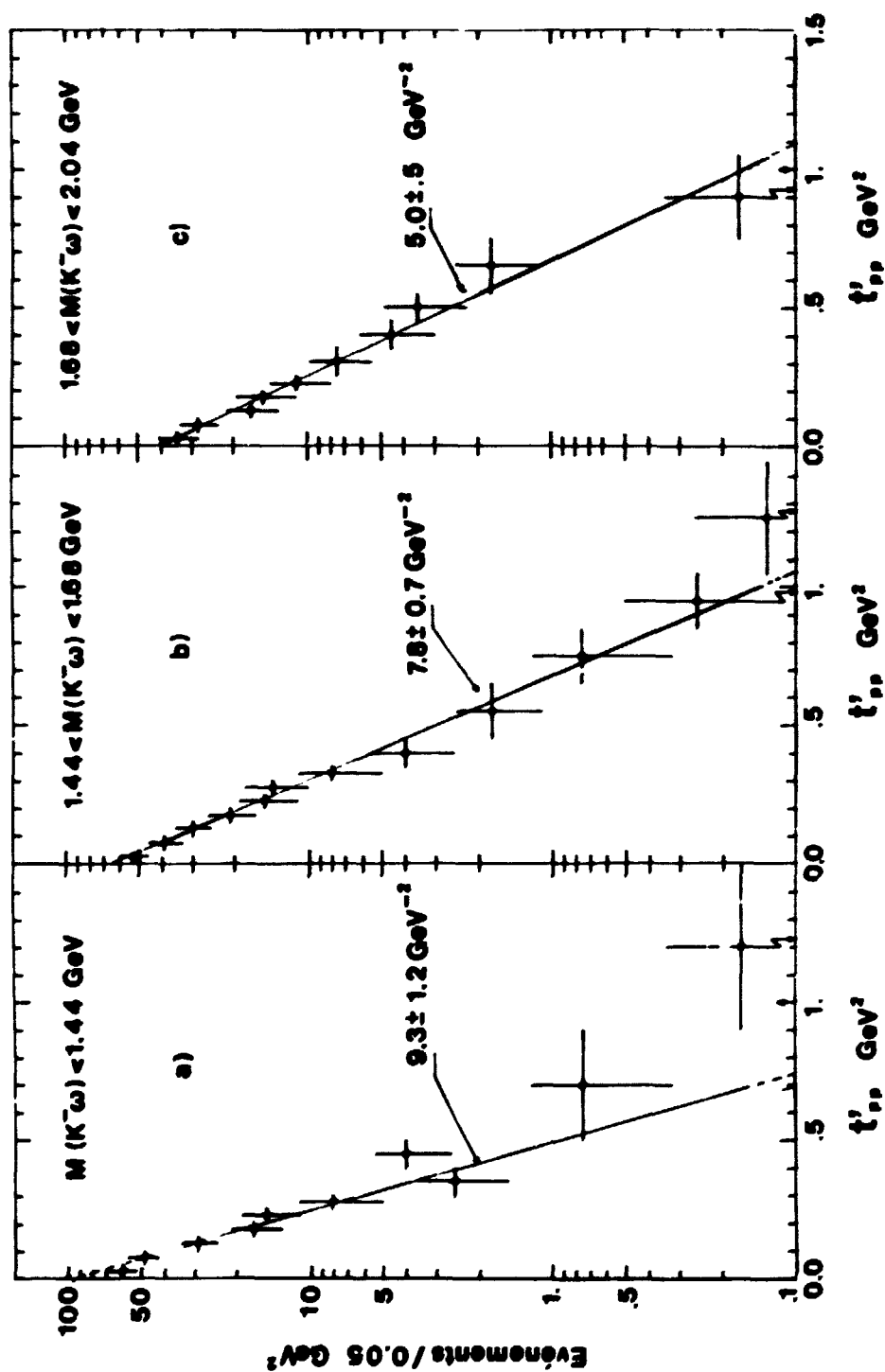


- Fig. 44 -



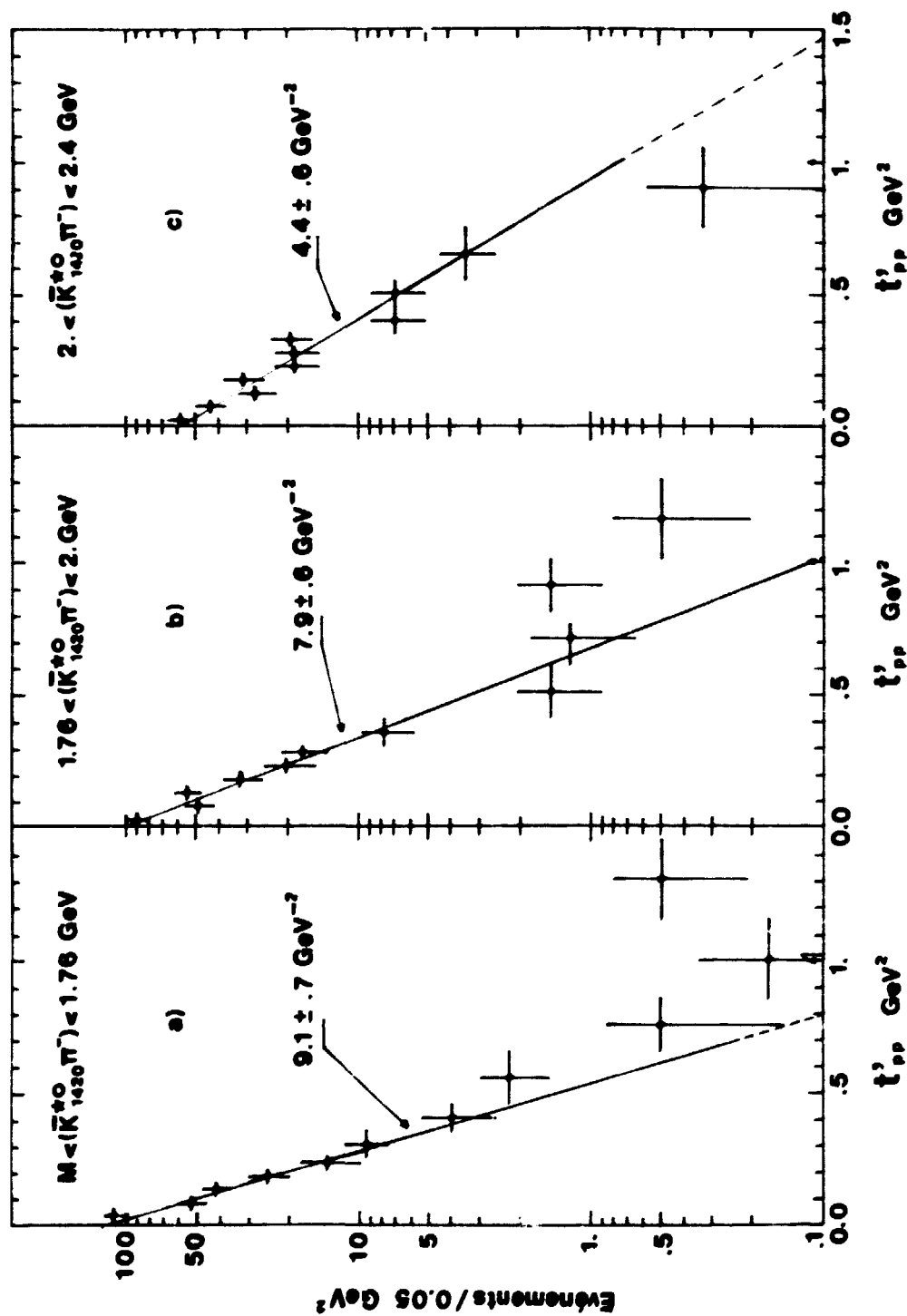
- Fig. 45 -

$K^- p \rightarrow (K^- \omega) p$ 14.3 GeV/c



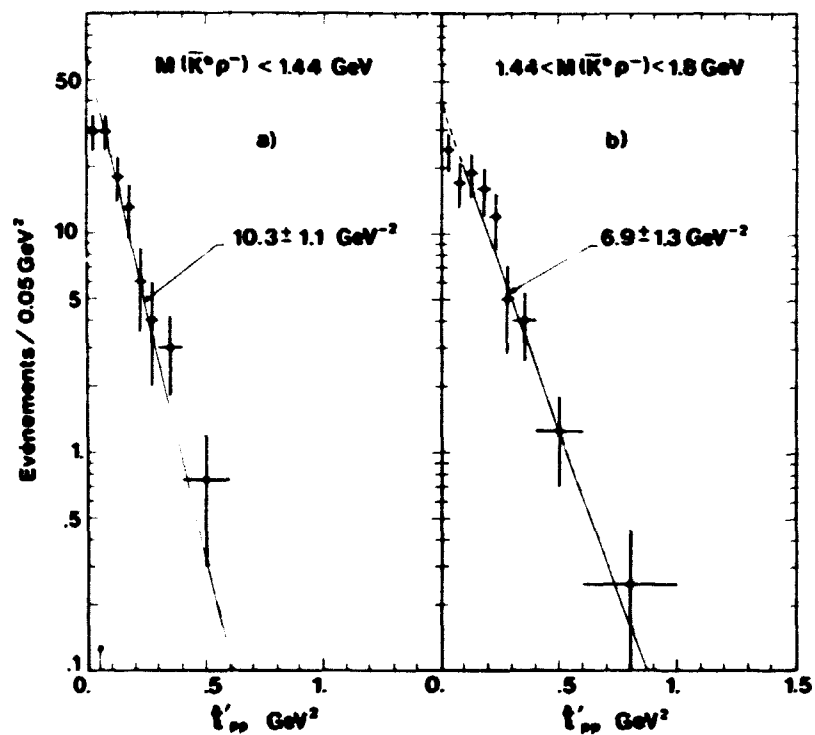
- Fig. 46 -

$K^- p \rightarrow (\bar{K}_{1420}^{*0} \pi^-) p$ 14.3 GeV/c

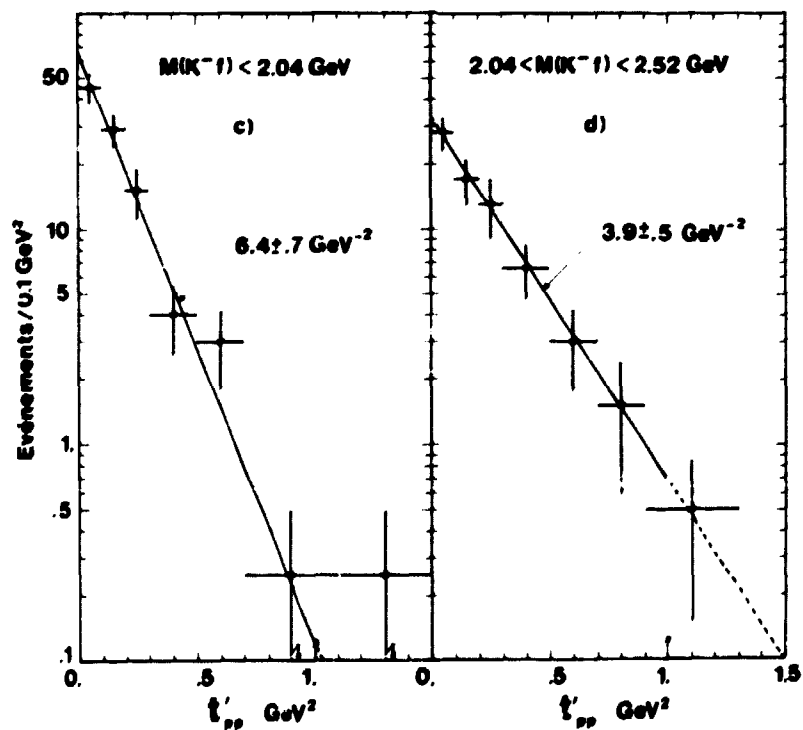


- Fig. 47 -

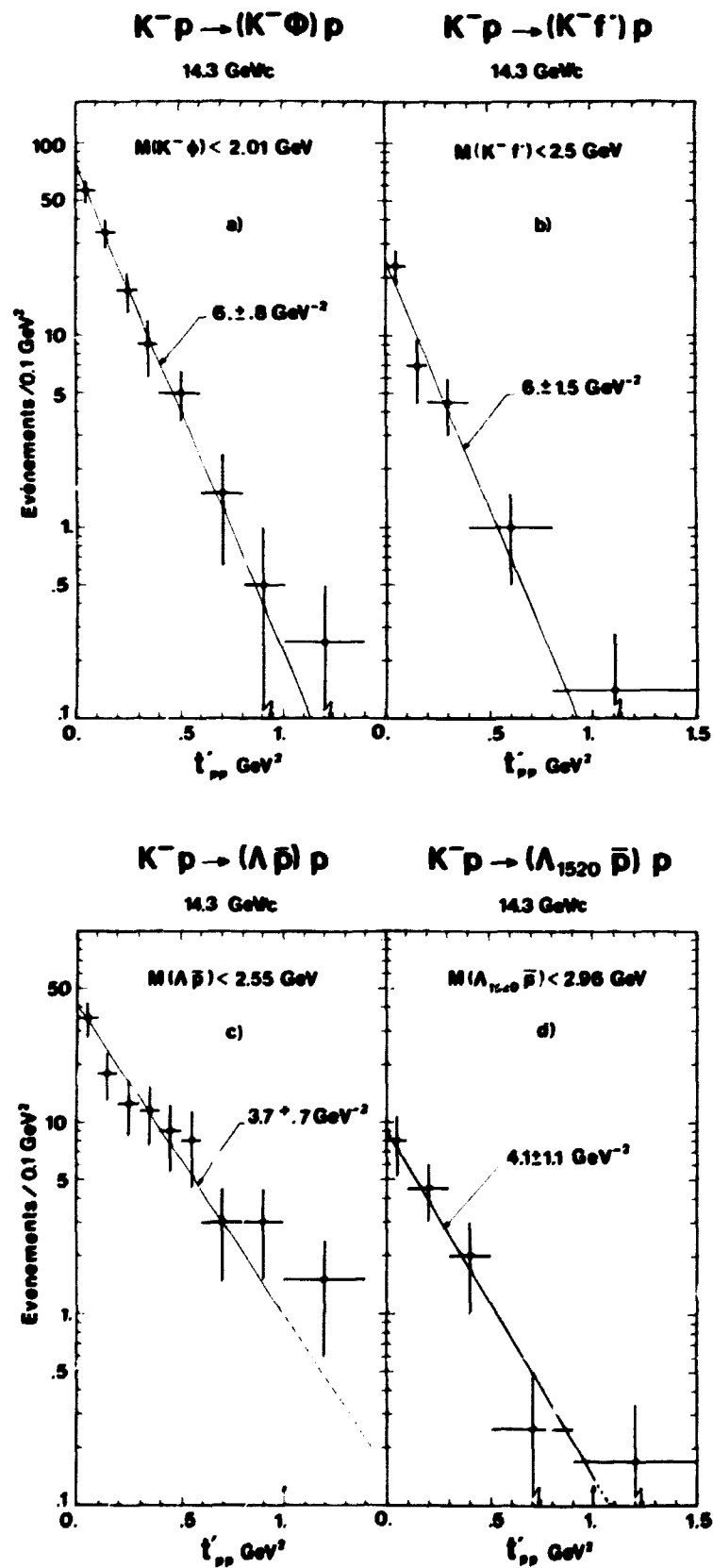
$K^-p \rightarrow (\bar{K}^0 p^-) p$ 14.3 GeV/c



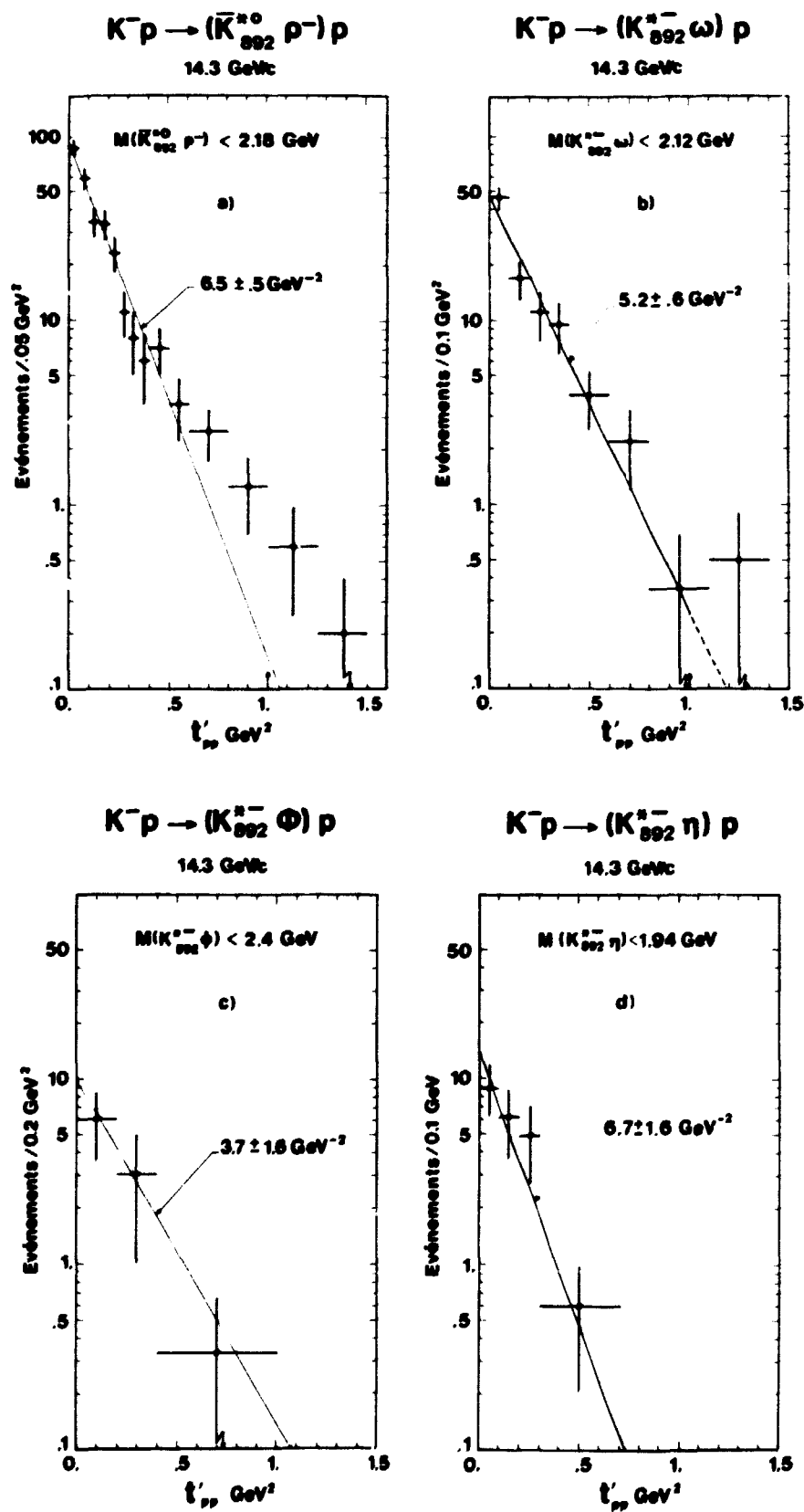
$K^-p \rightarrow (K^- f) p$ 14.3 GeV/c



- Fig. 48 -

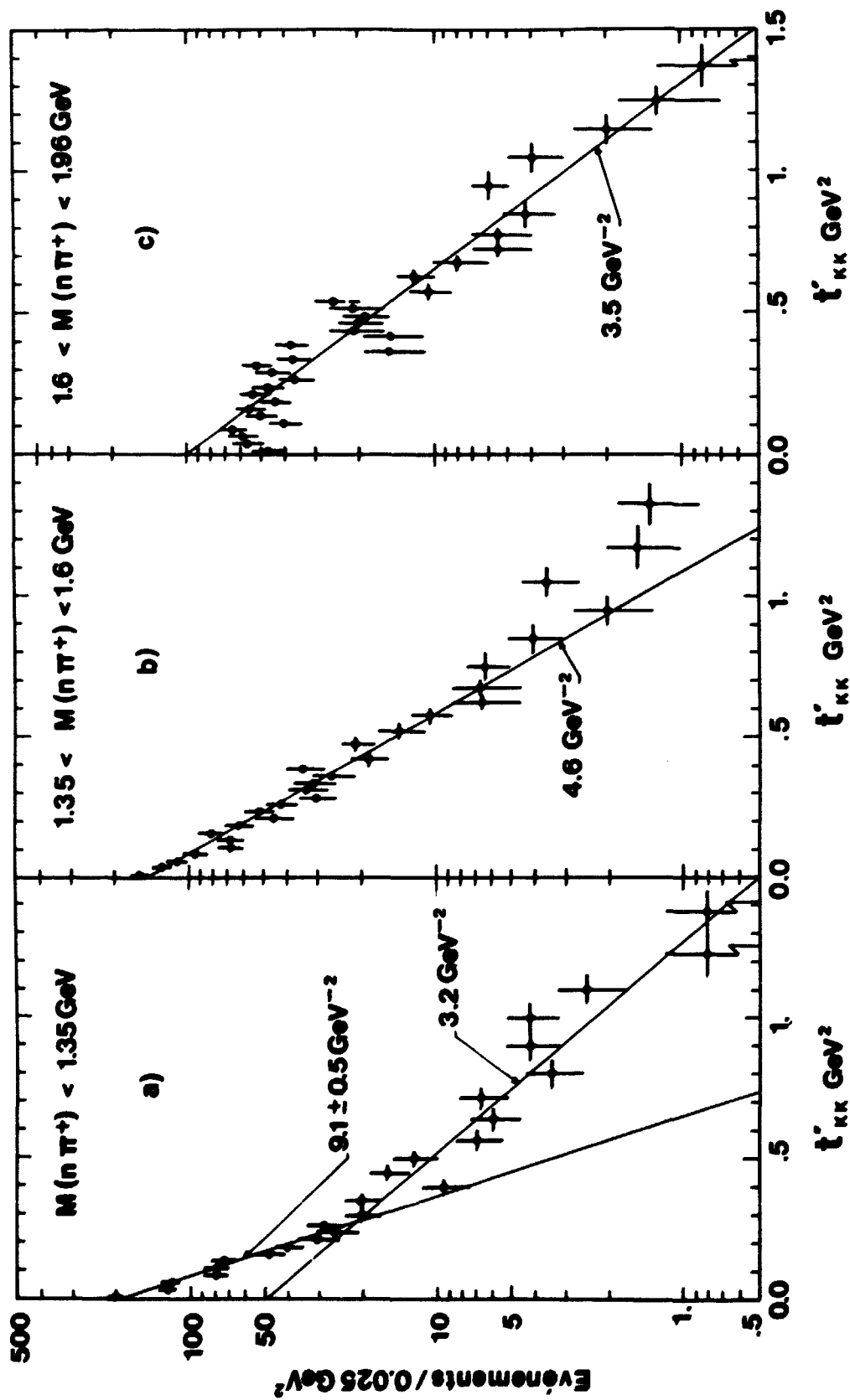


- Fig. 49 -



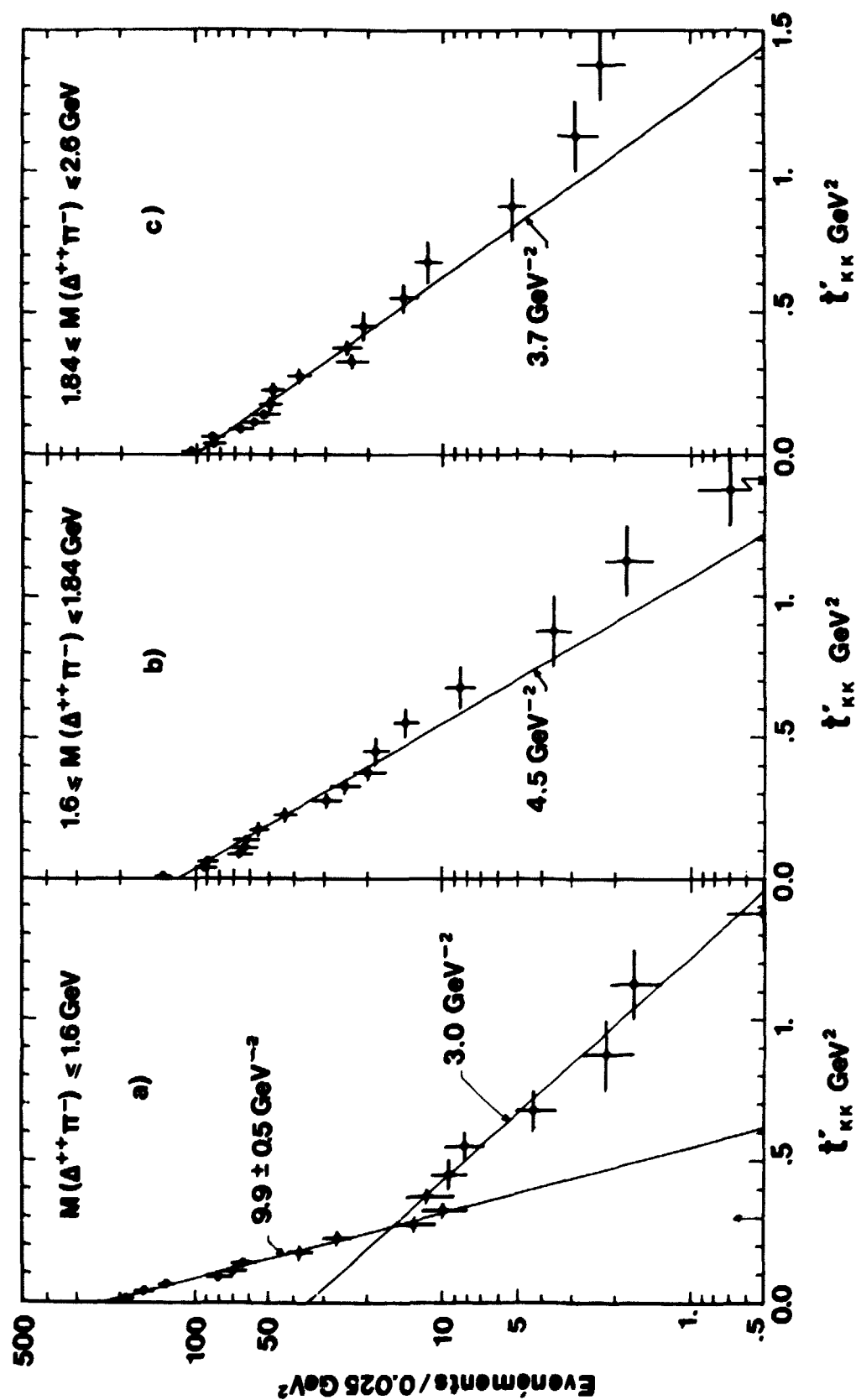
- Fig. 50 -

$K^- p \rightarrow K^- (n\pi^+) \quad 14.3 \text{ GeV/c}$



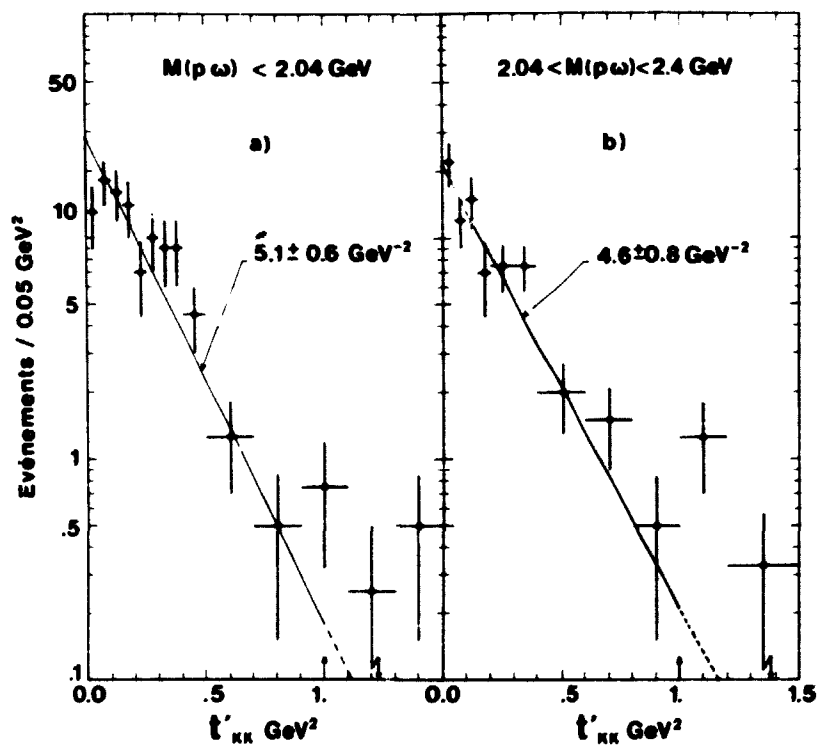
- Fig. 51 -

$K^- p \rightarrow K^- (\Delta^{++} \pi^-) \quad 14.3 \text{ GeV/c}$

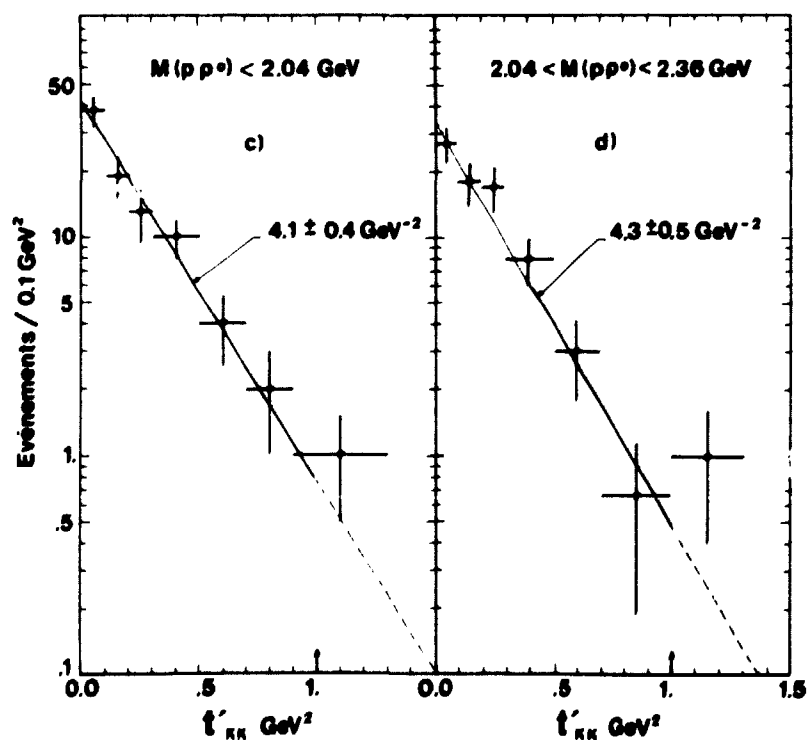


- Fig. 52 -

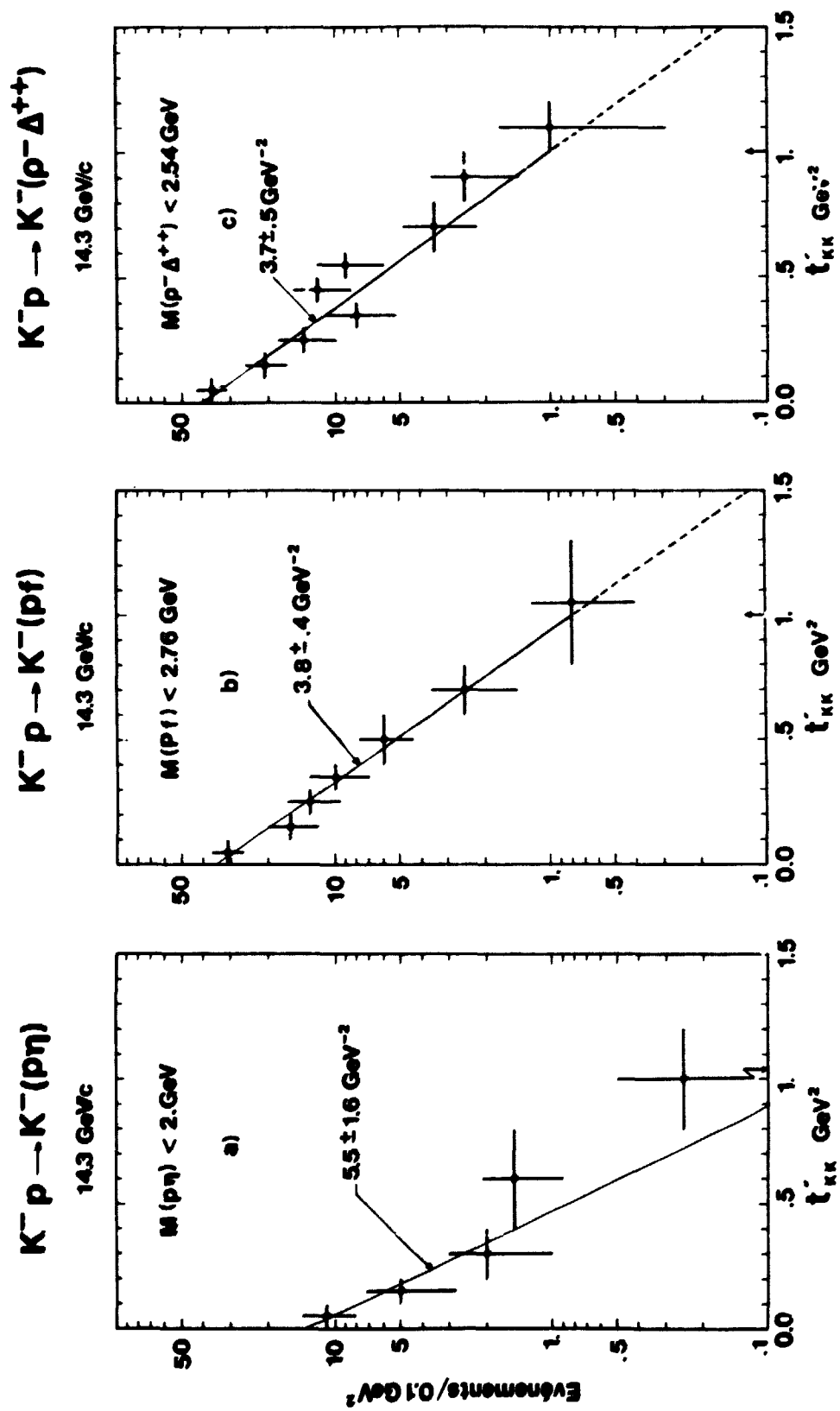
$K^- p \rightarrow K^- (p\omega)$ 14.3 GeV/c



$K^- p \rightarrow K^- (pp^0)$ 14.3 GeV/c

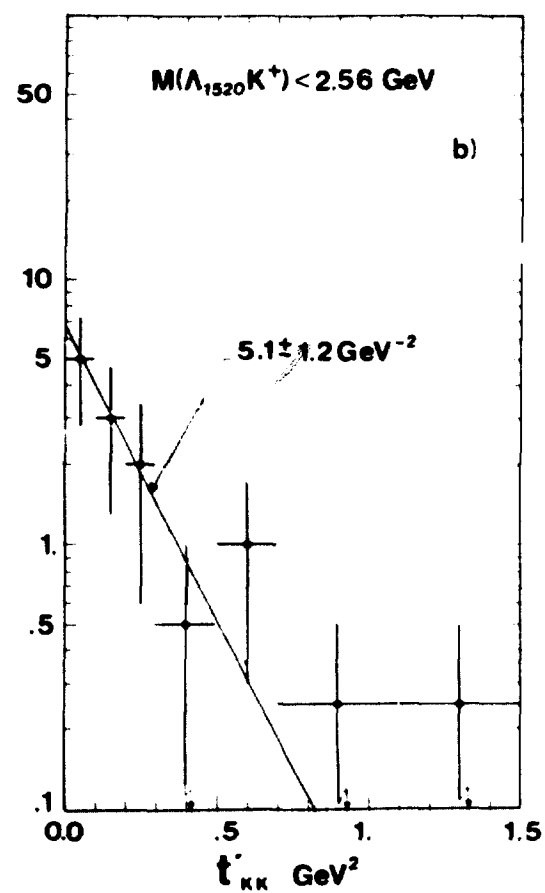
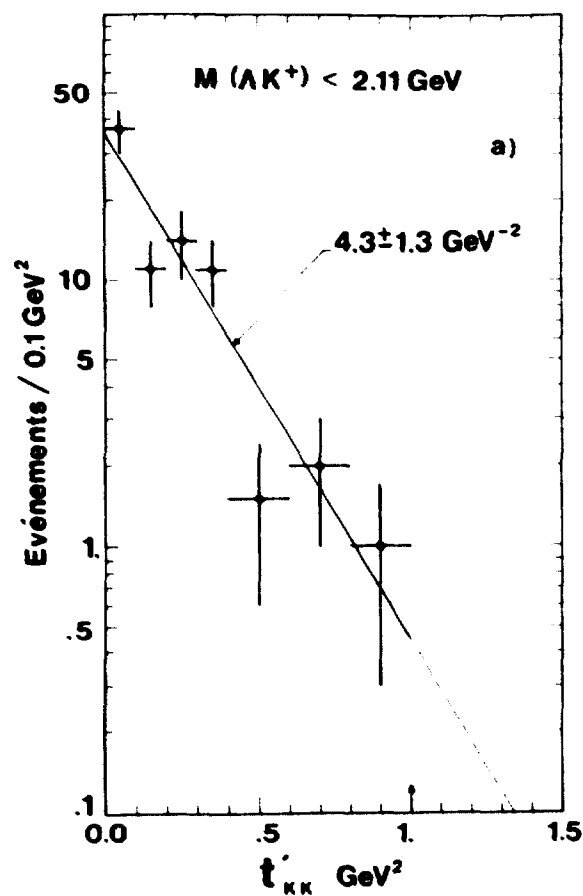


- Fig. 53 -

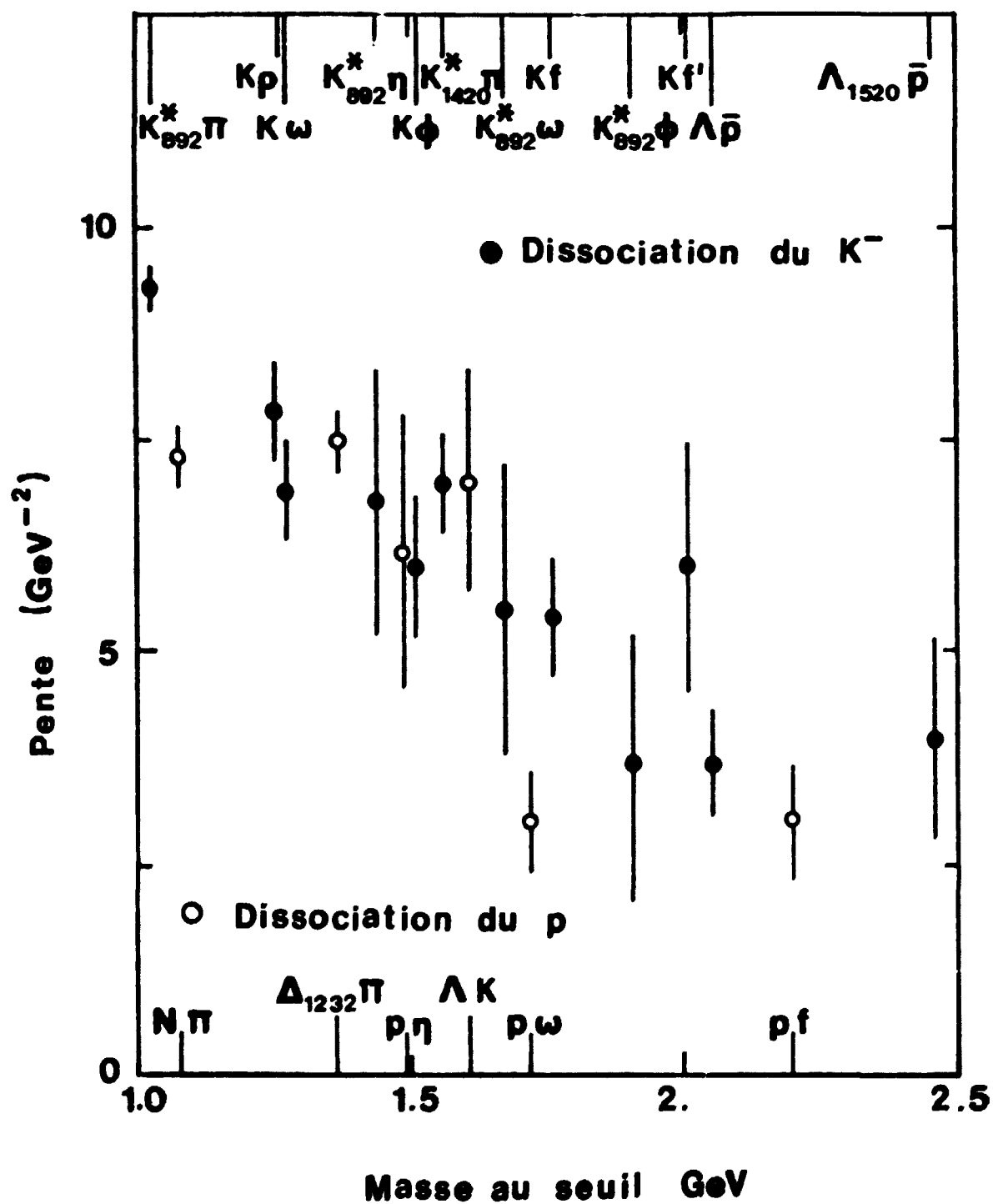


- Fig. 54 -

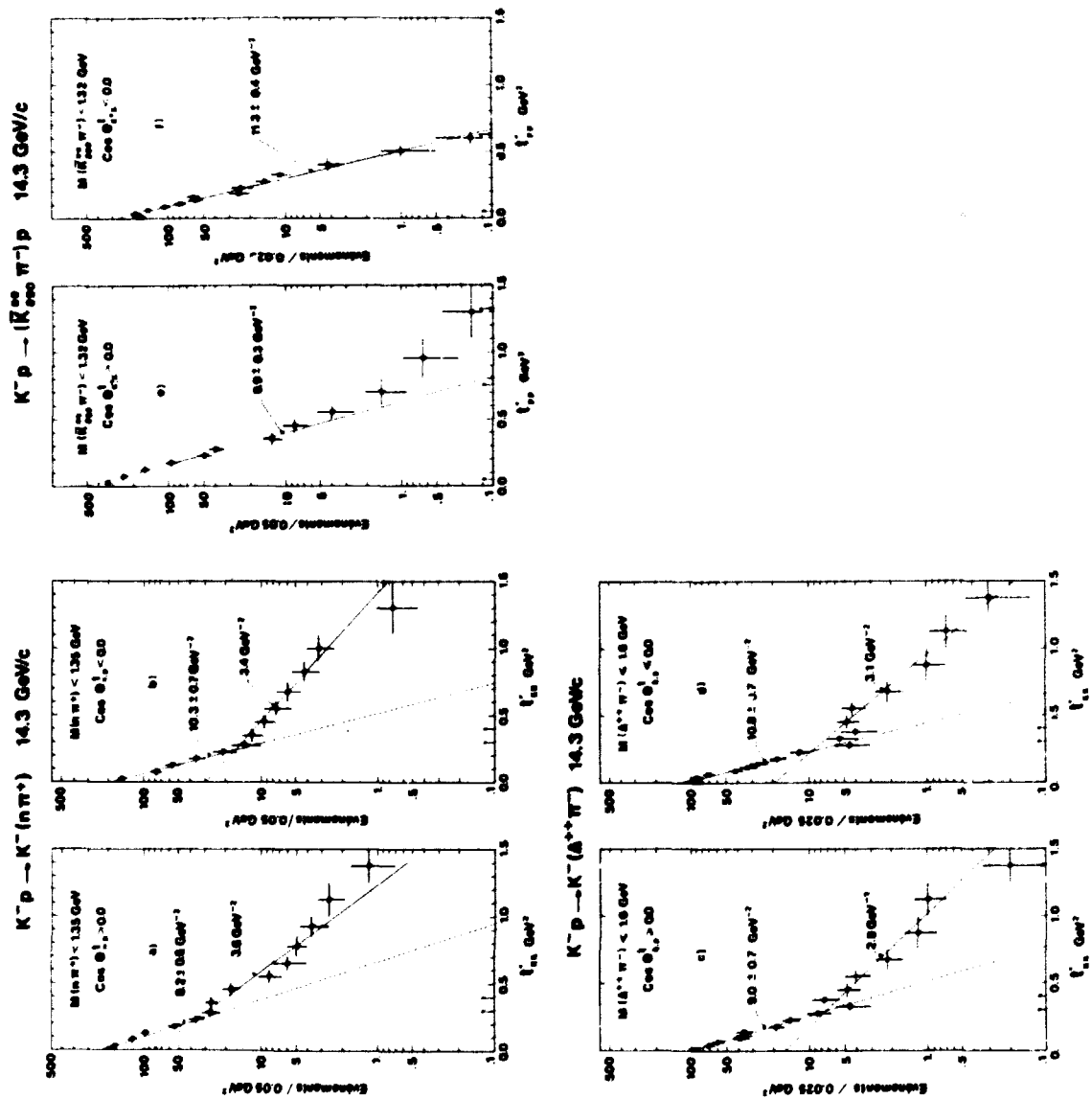
$K^-p \rightarrow K^-(\Lambda K^+) \quad 14.3 \text{ GeV}/c \quad K^-p \rightarrow K^-(\Lambda_{1520} K^+)$



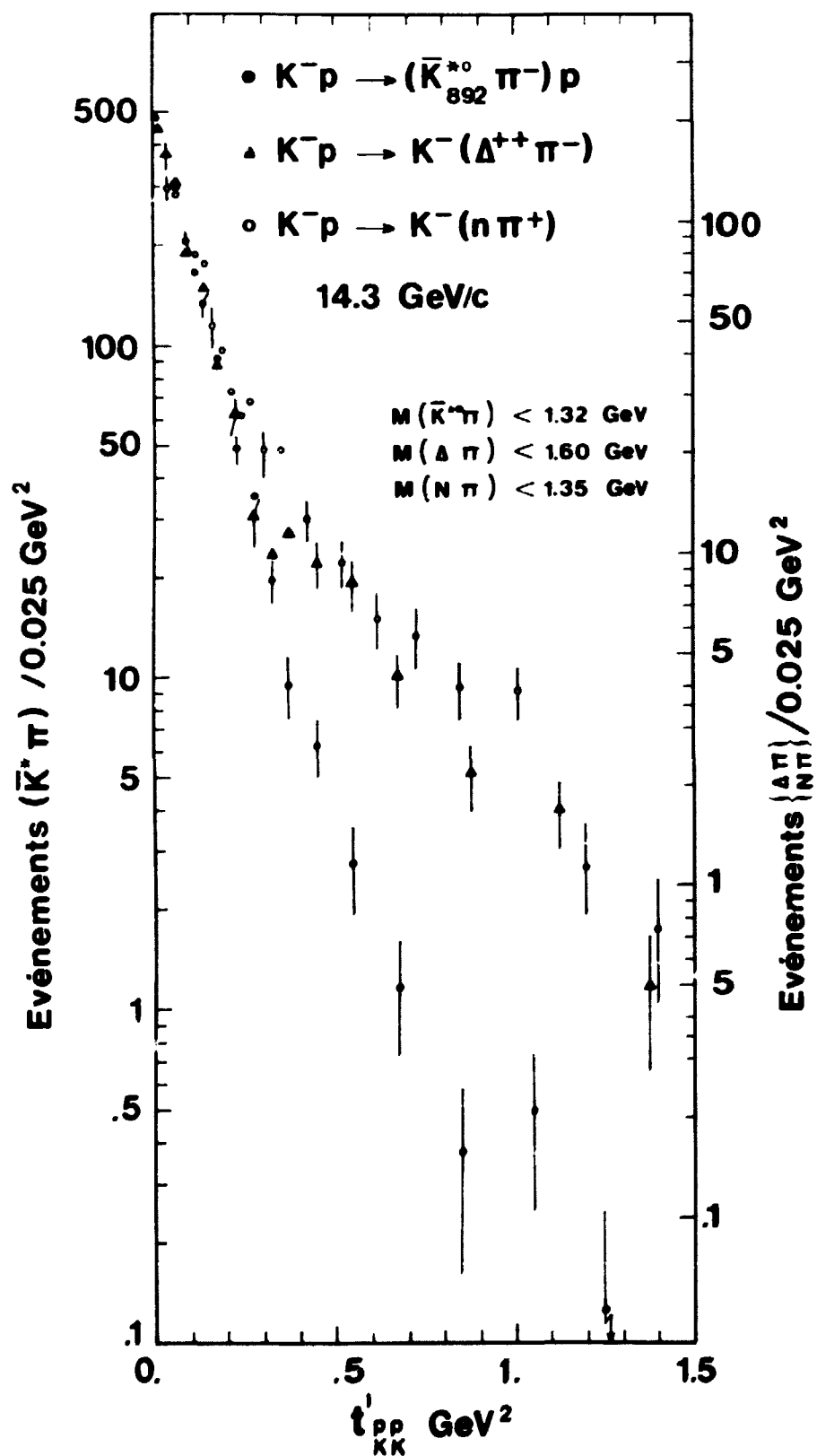
K^-p 14.3 GeV/c



- Fig. 56 -

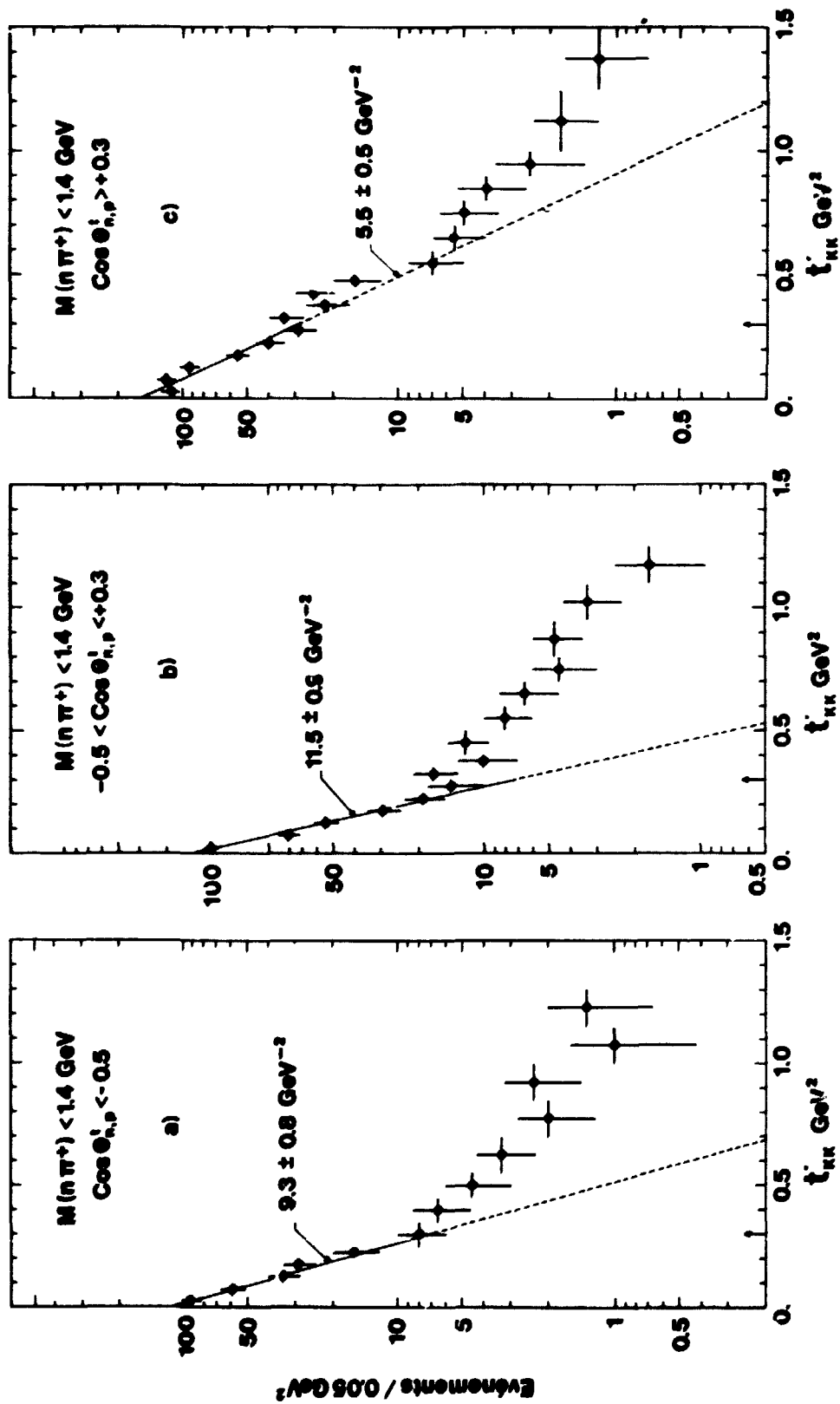


- Fig. 58 -

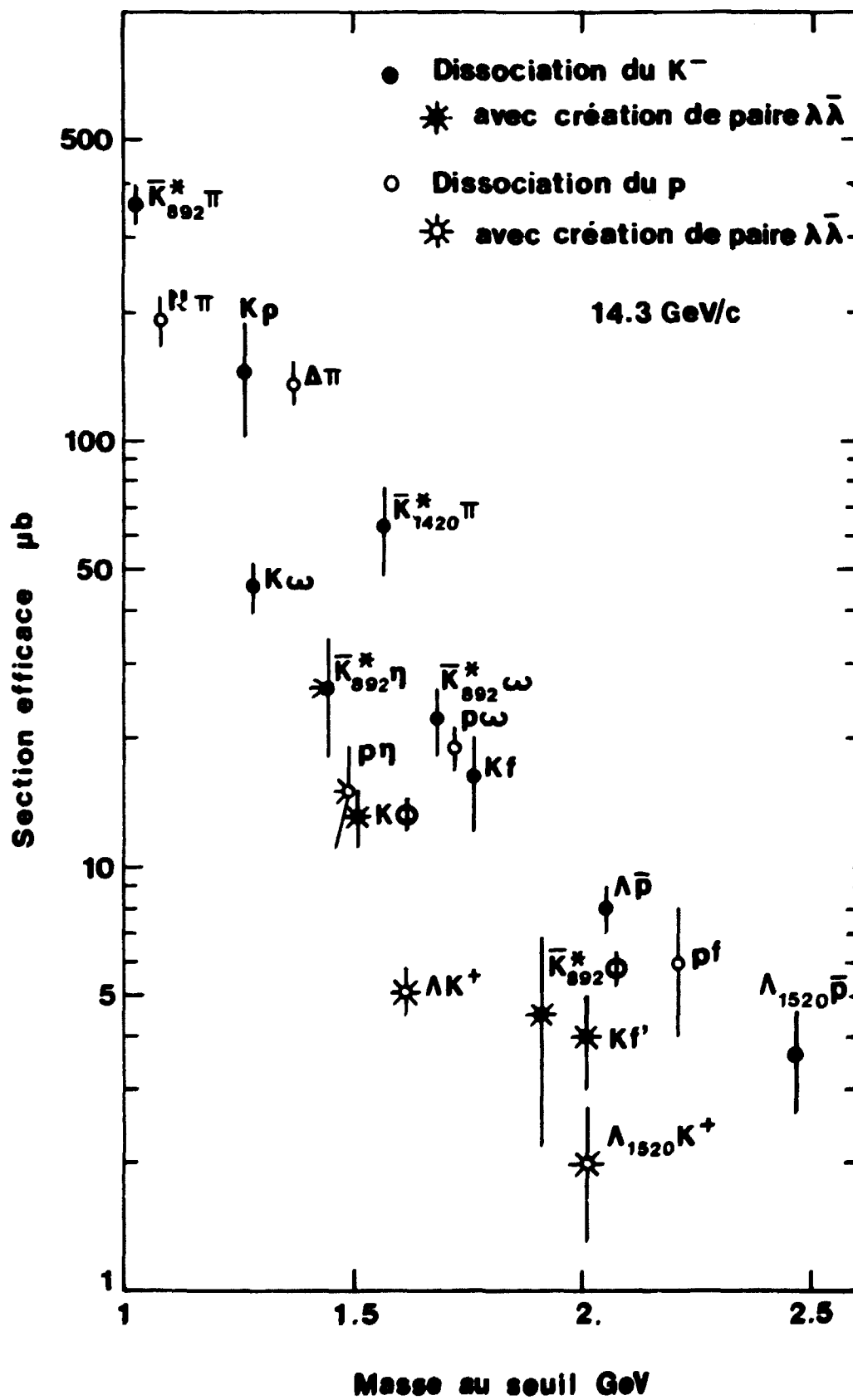


- Fig. 59 -

$K^- p \rightarrow K^- n \pi^+ \quad 14.3 \text{ GeV/c}$

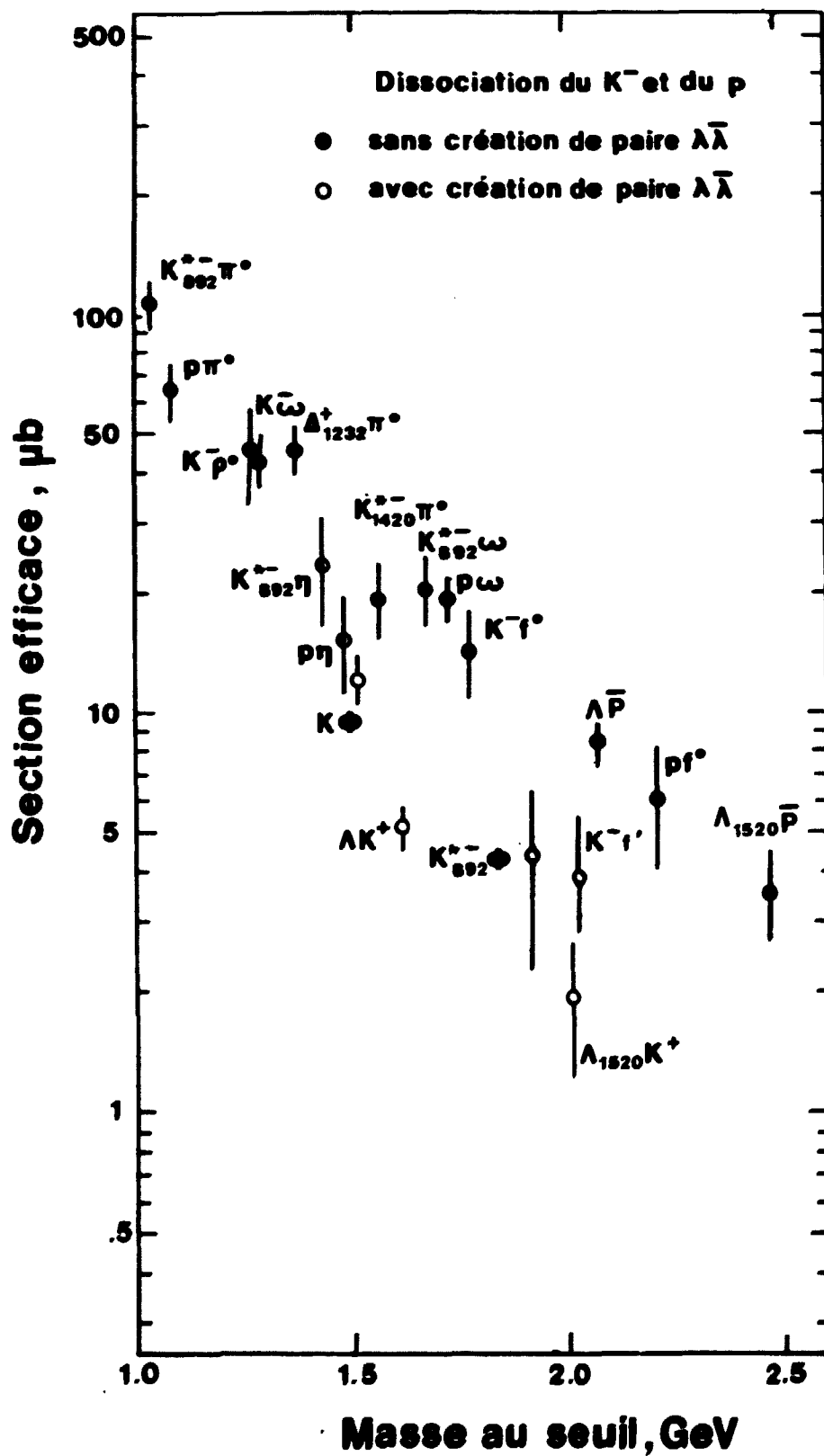


- Fig. 60 -



- Fig. 61 -

K⁻p 14.3 GeV/c



- Fig. 62 -

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boite Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)